

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1
INSTITUT DE PHYSIQUE DES DEUX INFINIS DE LYON

Mémoire de thèse

présenté par

AURÉLIEN CARLE

Plagiat de template

le

devant le jury composé de

M. Nicolas Chanon Directeur de thèse
M. Stéphane Perries Directeur de thèse



TABLE DES MATIÈRES

1 Chapitre 1	1
1.1 La physique sous l'angle des symétries	1
1.1.1 Galilée puis Newton et la philosophie naturelle	2
1.1.2 Mécanique analytique, Lagrangien et Lois physiques	2
1.1.3 Relativité Restreinte et Mécanique Quantique	3
1.1.4 Concept de symétrie en physique.	4
1.2 La Symétrie de Lorentz	4
1.2.1 L'apparition du groupe $SO(1, 3)$	5
1.2.2 Les représentations de $SO(1, 3)$	6
1.2.3 Quantification	8
1.2.4 Groupe de Lorentz et Lagrangien	8
1.3 Modèle Standard de la physique des particules	9
1.3.1 Présentation générale	9
1.3.2 Constituant du Modèle Standard	10
1.3.3 L'électrodynamique quantique (QED)	12
1.3.4 La théorie Électrofaible	14
1.3.5 La chromodynamique quantique (QCD)	19
1.3.6 Le Lagrangien final	21
1.3.7 Limites du Modèle Standard	23
1.4 Extension du Modèle Standard	24
1.4.1 Introduction	24
1.4.2 Interprétation de la violation de symétrie de Lorentz	25
1.4.3 La différence de transformation observateur / particule	26
1.4.4 Formalisme du SME.	28
1.4.5 L'état de l'art.	31
1.4.6 Conclusion.	32
2 Étude phénoménologique	35
2.1 Le quark top	35
2.1.1 Production du quark top.	36

2.1.2 Désintégration du quark top	37
2.2 Secteur du top du SME	38
2.3 Référentiel de l'expérience CMS.	44
2.3.1 Changement de mesure temporelle.	45
2.3.2 Rotation SCF → CMS	48
2.3.3 Les quantités $A^{\mu\nu}$	51
2.3.4 Les équations	53
2.3.5 Représentation graphique.	55
2.4 Sensibilité des collisionneurs futurs.	56
2.4.1 Precision attendue au LHC Run II	56
2.4.2 Projection pour les collisionneurs futurs	59
2.5 Conclusion	63
3 Le dispositif expérimental	65
3.1 Large Hadron Collider.	66
3.1.1 Accélération de protons	66
3.1.2 Les expériences	67
3.1.3 Luminosité.	68
3.1.4 Pile-Up	69
3.2 L'expérience CMS (<i>Compact Muon Solenoid</i>).	70
3.2.1 Système de coordonnées	72
3.2.2 Aimant solénoïdal	73
3.2.3 Trajectographe silicium	73
3.2.4 Calorimètre électromagnétique	74
3.2.5 Calorimètre hadronique.	78
3.2.6 Chambre à muons	79
3.2.7 Système déclencheur	80
3.3 Mesure de la luminosité	82
4 Simulation des événements	83
4.1 Génération des événements	83
4.1.1 L'événement dur.	83
4.1.2 Densité de probabilité partonique (PDF)	84
4.1.3 De l'événement dur aux particules dans le détecteur	87
4.1.4 Simulation du détecteur.	87

4.2 Reconstruction des évènements	87
4.2.1 L'algorithme <i>Particle-Flow</i> (PF)	88
4.2.2 Isolation des leptons et des photons	94
4.2.3 Reconstruction des jets	95
4.2.4 Étiquetage des jets b	97
4.2.5 Énergie transverse manquante	99
4.3 Conclusion	99
A Annexe : Outils mathématiques	101
A.1 Structure algébrique	101
A.1.1 Groupe	101
A.1.2 Algèbre	102
A.2 Groupe et algèbre de Lie.	102
A.2.1 Algèbre et crochet de Lie	103
A.3 Théorie des représentations	103
A.3.1 Définition	103
A.3.2 La représentation triviale	104
A.3.3 La représentation fondamentale	104
A.3.4 Exemples de groupes présent en physique.	104
B Annexe : Approfondissement SME	105
B.1 Les $A^{\mu\nu}$	105
B.2 Les fonctions $f(t)$	107
B.2.1 $c_{XY} = c_{YX}$	108
B.2.2 $c_{XZ} = c_{ZX}$	108
B.2.3 $c_{YZ} = c_{ZY}$	108
B.2.4 Les cas c_{Ti} avec $i = X, Y, Z$	109
B.3 Tracés des coefficients de Wilson	109
B.3.1 $c_{R\mu\nu}$	110
B.3.2 $c_{\mu\nu}$	110
B.3.3 $d_{\mu\nu}$	111
B.4 Moyenne d'éléments de matrice $\langle A_{\mu\nu} \rangle$	111
B.5 Maximum de modulation fonction de la latitude et de l'azimut.	112
B.5.1 $c_{XX} = -c_{YY}$	113
B.5.2 $c_{XY} = c_{YX}$	113
B.5.3 $c_{XZ} = c_{ZX}$	113

1

CHAPITRE 1

1.1	La physique sous l'angle des symétries	1
1.1.1	Galilée puis Newton et la philosophie naturelle	2
1.1.2	Mécanique analytique, Lagrangien et Lois physiques	2
1.1.3	Relativité Restreinte et Mécanique Quantique	3
1.1.4	Concept de symétrie en physique	4
1.2	La Symétrie de Lorentz	4
1.2.1	L'apparition du groupe $SO(1, 3)$	5
1.2.2	Les représentations de $SO(1, 3)$	6
1.2.3	Quantification	8
1.2.4	Groupe de Lorentz et Lagrangien	8
1.3	Modèle Standard de la physique des particules	9
1.3.1	Présentation générale	9
1.3.2	Constituant du Modèle Standard	10
1.3.3	L'électrodynamique quantique (QED)	12
1.3.4	La théorie Électrofaible	14
1.3.5	La chromodynamique quantique (QCD)	19
1.3.6	Le Lagrangien final	21
1.3.7	Limites du Modèle Standard	23
1.4	Extension du Modèle Standard	24
1.4.1	Introduction	24
1.4.2	Interprétation de la violation de symétrie de Lorentz	25
1.4.3	La différence de transformation observateur / particule	26
1.4.4	Formalisme du SME	28
1.4.5	L'état de l'art	31
1.4.6	Conclusion	32

1.1 LA PHYSIQUE SOUS L'ANGLE DES SYMÉTRIES

Les réflexions sur la nature du monde qui nous entoure devraient être apparues avec nous. Pourtant, les premières traces de pensées philosophique de la nature, semblent très récentes à l'échelle de notre histoire (Antiquité). Si les balbutiements de ce que l'on nomme aujourd'hui la physique peuvent trouver des racines dans les textes d'Aristote,

d'Empédocle ou encore de Démocrite, il semble plus pertinent de considérer l'apparition de la physique durant la Renaissance.

1.1.1 GALILÉE PUIS NEWTON ET LA PHILOSOPHIE NATURELLE

La proposition fondatrice de la physique est la citation de Galilée dans *l'Essayeur* en 1623, « La nature est écrite en langage mathématique ». Cette idée que nous savons *a posteriori* profondément fructueuse connaîtra la consécration absolue lors de la publication en 1687 du *Philosophiae naturalis principia mathematica* d'Isaac Newton. Ce traité donnera les clés de la construction mathématique des comportements dynamiques des objets (ou mécanique). Cette mécanique dite newtonienne, plus que de part ses innombrables prédictions vérifiées depuis plus de trois siècles, ira jusqu'à amener Urbain Le Verrier, en 1846, à postuler, par le calcul, l'existence d'une planète encore inconnue à l'époque : Neptune.

1.1.2 MÉCANIQUE ANALYTIQUE, LAGRANGIEN ET LOIS PHYSIQUES

Émergeant des travaux de Lagrange, Euler, Maupertuis, D'Alembert ou encore Hamilton et datant de la fin du XVIII^e siècle, une reformulation de la mécanique newtonienne apparaît. Cette proposition théorique est basée sur l'existence d'une quantité mathématique nommée Lagrangien L homogène à une énergie. La somme des Lagangiens sur toute une période de temps joignant deux évènements A et B se nomme action S .

$$S = \int_{t_A}^{t_B} L dt$$

Il est alors possible, par une proposition philosophique très élégante, de reconstruire intégralement la mécanique newtonienne. Ce principe appelé principe de moindre action stipule que : « Entre deux évènements A et B , la nature choisira la voie qui minimisera son action ». Cette formulation est mathématiquement équivalente à l'équation d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial L}{\partial q} = 0$$

avec q et \dot{q} respectivement les coordonnées généralisées et leur dérivé temporelle. Le Lagrangien muni du principe de moindre action, suffit à générer, pour une théorie donnée, l'ensemble des relations mathématiques régissant les phénomènes physiques (observables, mesurables). Autrement dit, cette quantité peut aisément s'interpréter comme représentant le concept de « Loi Physique».

1.1.3 RELATIVITÉ RESTREINTE ET MÉCANIQUE QUANTIQUE

Coup sur coup, la physique du XXe siècle va connaître deux révolutions. La première viendra de l'unification sous un même formalisme de l'électromagnétisme et de la mécanique. En effet, la fin du XIXe siècle est marquée par le triomphe de la théorie de l'électromagnétisme. Cette théorie permet la description de tous les phénomènes électromagnétiques grâce aux équations pilotant les champs électrique et magnétique, les équations de Maxwell.

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 & \vec{\nabla} \wedge \vec{B} &= \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

Il semblait y avoir une dualité entre la mécanique newtonienne et l'électromagnétisme. Lors d'un changement de référentiel inertiel, la mécanique newtonienne doit transformer ses équations sous transformation de Galilée pour assurer l'invariance de leur forme mathématique. Les équations de Maxwell, elles, se transforment par transformation de Lorentz. Cette transformation est pilotée par le facteur de Lorentz.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.1)$$

avec β le rapport de la vitesse entre les deux référentiels et la vitesse de la lumière dans le vide. L'ensemble des transformations est résumé dans la table TAB.??.

Transformation de Galilée	Transformation de Lorentz
$\begin{cases} t' = t \\ \vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}t \end{cases}$	$\begin{cases} ct' = \gamma \left(ct - \vec{\beta} \cdot \vec{r}_{\parallel} \right) \\ \vec{r}'_{\parallel} = \gamma \left(\vec{r}_{\parallel} - ct\vec{\beta} \right) \\ \vec{r}'_{\perp} = \vec{r}_{\perp} \end{cases}$

TAB. 1.1: Résumé des transformations de coordonnées dans le cas newtonien (Galilée) et dans le cas relativiste (Lorentz). Avec la décomposition parallèle (\parallel) et perpendiculaire (\perp) de la position $\vec{r}_{\perp} = \vec{r}_{\parallel} + \vec{r}_{\perp}$.

S'appuyant sur les travaux de Poincaré, Lorentz, Minkowski, Einstein, va construire en 1905 une théorie unificatrice qui présentera la dynamique des corps dont les changements de coordonnées se feront par transformation de Lorentz. Il s'agit de la Relativité Restreinte. La deuxième révolution viendra avec la découverte d'objets infinitésimement petits comme l'électron par Thomson à la fin du XIXe siècle. Des problématiques conceptuelles amèneront les physiciens comme Bohr, Dirac, Schrödinger, Pauli ou encore Heisenberg à créer une nouvelle mécanique de description du monde infinitésimal, la mécanique quantique. Très vite, la volonté de description des champs dans

cette mécanique nouvelle vont conduire à la proposition théorique, aujourd’hui encore d’actualité : la Théorie Quantique des Champs. Dans cette théorie les particules sont vues comme des perturbations de champs quantiques.

1.1.4 CONCEPT DE SYMÉTRIE EN PHYSIQUE

Le concept de symétrie est omniprésent en physique. Bien que présent dès les débuts de la physique, ce n’est qu’à la fin du XIXe siècle que Pierre Curie proposera explicitement d’élèver le concept de symétrie en principe physique. « Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits. ». Dans les premiers temps, c’est le domaine de la cristallographie qui usera de ce principe. Mais au début du XXe siècle, la mathématicienne Amalie (Emmy) Noether introduisit un théorème associant à chaque conservation (ou symétrie) du Lagrangien (par un paramètre donné), une quantité conservée. Par exemple la conservation du Lagrangien au cours du temps induira la conservation de l’énergie totale d’un système, la symétrie du lagrangien par translation induira la conservation de la quantité de mouvement.

Le théorème de Noether au début du XXe siècle marquera un changement de paradigme au sein de la physique. Depuis lors, les théories physiques sont toujours bâties autour d’un Lagrangien et des symétries qu’il porte. Dans la suite de ce chapitre seront introduites les symétries et le Lagrangien permettant la compréhension des particules élémentaires dans le cadre théorique de la théorie quantique des champs et plus précisément du Modèle Standard de la physique des particules.

1.2 LA SYMÉTRIE DE LORENTZ

La Relativité Restreinte, après plus d’un siècle de réussite, est aujourd’hui la théorie centrale de la physique moderne. Elle est le socle commun à la Relativité Générale et à la Théorie Quantique des champs. Une approche telle que la théorie quantique des champs, qui se veut descriptive de la nature, doit respecter la Relativité Restreinte. Comme vu précédemment, il est possible de reconstruire la Relativité Restreinte sous l’angle des symétries. Cela consiste simplement à postuler la conservation de l’intervalle ds défini par :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - d\vec{r}^2 = \sum_{\mu=0}^3 \sum_{\nu=0}^3 g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.2)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide et

$$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

La manipulation des symétries va faire appel à des structures mathématiques nommées groupe dont un bref rappel est présent en annexe A.1.1.

1.2.1 L'APPARITION DU GROUPE $SO(1, 3)$

Dans la suite de ce manuscrit seront utilisées les lettres grecques en guise d'indices d'espace-temps ainsi que la convention de sommation d'Einstein¹. En développant le postulat, pour deux référentiels inertiels, dont un symbolisé par « ' », on a :

$$\begin{aligned} ds^2 &= ds'^2 \\ g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu &= g_{\alpha\beta} dx'^\alpha dx'^\beta \\ &= g_{\alpha\beta} \Lambda_\mu^\alpha dx^\mu \Lambda_\nu^\beta dx^\nu \\ &= \Lambda_\mu^\alpha g_{\alpha\beta} \Lambda_\nu^\beta dx^\mu dx^\nu \end{aligned}$$

Finalement, la Relativité Restreinte peut s'exprimer comme l'invariance des lois physiques sous l'application d'un groupe de symétrie composé d'objets Λ répondant à l'équation :

$$g = \Lambda^t g \Lambda \quad (1.4)$$

Cette relation fait de Λ un élément du groupe $O(1, 3)$. Il est possible de déduire de (1.4) :

$$\det(\Lambda) = \pm 1 \quad (1.5)$$

ainsi que :

$$\begin{aligned} (\Lambda_0^0)^2 &= 1 + \sum_{i=1}^3 (\Lambda_0^i)^2 \\ |\Lambda_0^0| &> 1 \end{aligned} \quad (1.6)$$

Lorsque $\Lambda_0^0 > 1$ la sous-structure est dite orthochrone, non-orthochrone sinon. Il est à noter que seule la sous-structure spéciale ($\det(\Lambda) = +1$) orthochrone est un groupe. Il s'agit du groupe $SO(1, 3)$.

¹ Les symboles \sum sont omis en cas de sommation sur des indices d'espace-temps.

1.2.2 LES REPRÉSENTATIONS DE $SO(1, 3)$

La théorie mathématique des groupes fournit une grille de lecture avec la théorie des représentations qui est fondamentale en physique des particules. Dans ce contexte, chacune des représentations de $SO(1, 3)$ peut nous donner des objets exploitables en physique.

1.2.2.1 *Représentation triviale*

En théorie des groupes, tout groupe possède une représentation dite triviale qui consiste à représenter chaque élément par une matrice unité. Cela implique que les objets sur lesquels sont appliquées ces transformations sont de type scalaire à l'image des champs quantiques de spin 0.

1.2.2.2 *Boosts et rotations représentation fondamentale de $SO(1, 3)$*

De manière triviale, on peut décomposer les éléments de $SO(1, 3)$ en combinaison linéaire sur la base composée de $R_{i=1,2,3}$ et $B_{i=1,2,3}$ suivante :

$$\begin{aligned}
 R_x &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ 0 & 0 & \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} & B_x &= \begin{pmatrix} \cosh(\eta) & \sinh(\eta) & 0 & 0 \\ \sinh(\eta) & \cosh(\eta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 R_y &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} & B_y &= \begin{pmatrix} \cosh(\eta) & 0 & \sinh(\eta) & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sinh(\eta) & 0 & \cosh(\eta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 R_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ 0 & \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & B_z &= \begin{pmatrix} \cosh(\eta) & 0 & 0 & \sinh(\eta) \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sinh(\eta) & 0 & 0 & \cosh(\eta) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

Ces matrices représentent les rotations et les boosts selon les axes $\{x, y, z\}$. Elles s'appliquent sur des objets nommés 4-vecteurs. Ils comportent toutes une composante temporelle et 3 spatiales. Ces objets sont par exemple les 4-vecteurs dynamiques (position, vitesse, ...), électromagnétiques (courant) mais aussi, on le verra dans la suite, des champs quantiques de spin 1 comme le champ photonique A^μ .

1.2.2.3 *Les 2-spineurs représentation fondamentale de $SU(2) \otimes SU(2)$*

Dans la théorie des groupes, un ensemble spécifique de groupes nommés groupes de Lie (précisions dans l'annexe A.2), dont $SO(1, 3)$ est un des représentants, porte

des propriétés particulièrement utiles. Il est possible de reconstruire intégralement le groupe grâce à une relation impliquant des matrices 4×4 dites générateurs infinitésimaux. Pour $\Lambda \in SO(1, 3)$:

$$\Lambda = e^{\sum_{i=1}^3 \theta_i J^i + \sum_{j=1}^3 \eta_j K^j} \quad (1.8)$$

J_i, K_i représentent les générateurs infinitésimaux respectivement des rotations et des boosts présentés à (1.7).

Dans le cas où le groupe possède plusieurs générateurs, ces derniers peuvent être caractérisés par des relations définissant une algèbre de Lie (voir A.1.2). L'algèbre de Lie des générateurs de $SO(1, 3)$ est définie par les commutateurs (ou crochets de Lie) :

$$\begin{aligned} [J_a, J_b] &= -[K_a, K_b] = i \sum_{c=1}^3 \epsilon_{abc} J_c \\ [J_a, K_b] &= i \sum_{c=1}^3 \epsilon_{abc} K_c \end{aligned} \quad (1.9)$$

avec ϵ_{abc} le symbole de Levi-Civita totalement antisymétrique sur ses indices. On nomme cette algèbre $\mathfrak{so}(1, 3)$. Il existe un application bijective qui permet de créer un nouveau jeu de générateurs :

$$J_a^+ = \frac{1}{2} (J_a + i K_a) \quad J_a^- = \frac{1}{2} (J_a - i K_a) \quad (1.10)$$

Avec ces nouveaux générateurs, les algèbres de Lie sont données par :

$$\begin{aligned} [J_a^+, J_b^+] &= \frac{i}{2} \sum_{c=1}^3 \epsilon_{abc} J_c^+ \\ [J_a^-, J_b^-] &= \frac{i}{2} \sum_{c=1}^3 \epsilon_{abc} J_c^- \\ [J_a^+, J_b^-] &= 0 \end{aligned} \quad (1.11)$$

Il s'agit là d'un des résultats les plus spectaculaires de la théorie des groupes. En effet, il est possible de transformer l'algèbre $\mathfrak{so}(1, 3)$ en une combinaison de deux algèbres indépendantes $\mathfrak{su}(2)$. Autrement dit, on a la relation d'isomorphie :

$$\mathfrak{so}(1, 3) \simeq \mathfrak{su}(2) \oplus \mathfrak{su}(2) \quad (1.12)$$

A partir de cette algèbre on peut construire le groupe $SU(2) \otimes SU(2)$. A l'instar, des éléments de $SO(1, 3)$ qui agissent sur des 4-vecteurs, les éléments du groupe $SU(2) \otimes SU(2)$ agissent sur des objets de type 2-spineurs. Ces 2-spineurs sont des objets mathématiques qui décrivent des entités comme les champs quantiques de spin $1/2$ (par exemple le champ électronique).

1.2.3 QUANTIFICATION

Le respect de la symétrie de Lorentz pour les lois physiques impose la nature possible des champs quantiques (scalaires, 4-vecteurs, 2-spineurs). Il est néanmoins nécessaire d'établir des équations d'états pour ces champs. Une procédure plus standard est utilisée dans cette section². Elle consiste à quantifier l'équation d'énergie totale relativiste grâce au principe de correspondance de Bohr

$$\begin{aligned}\hat{H} &\rightarrow i\partial_t \\ \hat{P} &\rightarrow -i\vec{\nabla}\end{aligned}$$

Avec $\hbar = c = 1$ (système d'unité naturelle)

$$E^2 = p^2 + m^2 \implies -\partial_t^2 = -\Delta + m^2 \quad (1.13)$$

En notation indicelle appliquée sur un champ scalaire, on a :

$$(\partial_\mu \partial^\mu - m^2) \phi = 0 \quad (\text{équation de Klein-Gordon}) \quad (1.14)$$

L'équation étant la version quantique de la relation d'énergie totale, elle est respectée par tous champs. Cependant, la structures des 2-spineurs demande une adaptation de l'équation de Klein-Gordon. La linéarisation de cette équation, que l'on doit à Dirac, permet cela tout en intégrant naturellement les matrices de Pauli (opérateurs de spin $\frac{1}{2}$).

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0 \quad (\text{équation de Dirac}) \quad (1.15)$$

Pour respecter l'équation (1.14), on voit que les matrices 4×4 dite de Dirac doivent respecter une relation d'algèbre de Clifford :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \frac{1}{2}g^{\mu\nu} \quad (1.16)$$

Pour les champs 4-vectoriels, l'équation de Klein-Gordon est suffisante. Pour avoir une expression la plus générale possible on peut utiliser l'invariance de jauge provenant de l'électromagnétisme. Cela donne l'équation la plus générale possible :

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu \partial_\mu A^\mu - m^2 A^\nu = 0 \quad (\text{équation de Proca}) \quad (1.17)$$

1.2.4 GROUPE DE LORENTZ ET LAGRANGIEN

La théorie quantique des champs utilise le formalisme Lagrangien (vu chapitre 1.1.2). Les champs étant des entités définies sur les quatre dimensions d'espace-temps, il est plus pertinent d'utiliser des densités lagrangienne \mathcal{L} . Cette dernière diffère du Lagrangien traditionnel par sa généralisation au paramétrage quadridimensionnel. Autrement dit $L(t) \rightarrow \mathcal{L}(t, x, y, z)$. Nous utiliserons dans la suite Lagrangien ou densité

² Il est possible par la théorie des groupes d'accéder à ces équations, mais l'approche est très complexe.

Termes de masse	Scalaires dynamiques	Termes couplés
$m^2 \phi^\dagger \phi$	$\partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi$	$\bar{\psi} \phi \psi$
$m \bar{\psi} \psi$	$\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \partial_\mu \psi$	$\bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi$
$m^2 A_\mu A^\mu$	$\partial_\mu \partial^\mu \partial_\nu A^\nu$	$\alpha \bar{\psi} A^\mu \partial_\mu \psi$

TAB. 1.2: Table des champs quantiques respectant la symétrie de Lorentz. Les coefficients m de dimension $[m] = M$ et α de dimension $[\alpha] = M^{-1}$ assurent la dimension M^4 aux différents termes.

lagrangienne indifféremment. Devant respecter la relativité restreinte, donc la symétrie $SO(1, 3)$, son Lagrangien doit être un scalaire de Lorentz. De plus, en unité naturelle, le lagrangien est de dimensions $[\mathcal{L}] = M^4$, ce qui va contraindre la forme des scalaires de Lorentz.

Quelques scalaires de Lorentz construits à partir des champs quantiques sont résumés dans la table TAB.1.2.

1.3 MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

1.3.1 PRÉSENTATION GÉNÉRALE

Le modèle standard de la physique des particules est une proposition théorique décrivant les particules élémentaires ainsi que leurs interactions. Il est construit autour d'une symétrie locale $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$ des lois physiques, dite symétrie de jauge. Parmi les interactions fondamentales on note, l'interaction électromagnétique, responsable de la cohésion des atomes, couplant les particules portant une charge électrique. Cette interaction est décrite par la théorie de l'électrodynamique quantique ou QED (*Quantum electro-dynamique*). La deuxième interaction, interaction faible est responsable des phénomènes radioactifs. Elle est décrite au sein de la théorie électrofaible ou EW (*ElectroWeak*) élaborée par Sheldon Glashow [1] et complétée par Steven Weinberg [2] et Abdus Salam [3] en 1967 avec l'introduction du mécanisme de Higgs développé par Robert Brout, François Englert[4] et Peter Higgs [5] en 1964, permettant entre autre de générer la masse des bosons de jauge W et Z. La théorie est confirmée avec la découverte des bosons massifs W^\pm et Z^0 en 1983, et la découverte du boson de Higgs, pièce manquante du puzzle, le 4 juillet 2012 par les collaborations ATLAS [6] et CMS [7] du LHC, un triomphe pour le Modèle Standard. Cette dernière unifie l'interaction faible et le formalisme de QED. Enfin, le Modèle Standard tient compte de l'interaction forte responsable de la cohésion atomique restreinte aux particules portant des charges de couleurs. Cette interaction est décrite par une théorie parallèle

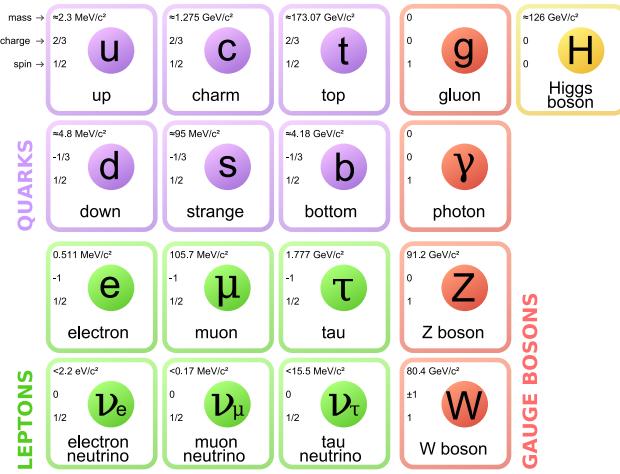


FIG. 1.1: Les particules élémentaires du Modèle Standard.

mais non unifiée qu'est la chromodynamique quantique ou QCD (*Quantum Chromodynamics*). Il est à noter que l'interaction gravitationnelle est exclue.

1.3.2 CONSTITUANT DU MODÈLE STANDARD

1.3.2.1 *Les fermions*

Les fermions sont les particules de matière. Ils ont un spin $\frac{1}{2}$. Ils suivent la statistique de Fermi-Dirac qui implique le principe d'exclusion de Pauli. Ceci implique que deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique. Ceci explique la raison d'être des couches électroniques d'un atome. Les fermions sont pilotés par l'équation de Dirac (1.15). Étant des représentations de $SU(2) \times SU(2)$, les fermions sont des doubles doublets représentant, selon le choix des matrices de Dirac γ^μ , des doublets particule/antiparticule (réalisation de Dirac des γ^μ) ou des doublets gauche/droit (réalisation de Weyl des γ^μ).

Interaction	boson(s)	masse (GeV)	intensité relative	portée (m)
faible	W^\pm	80.385 ± 0.015	1	$\sim 10^{-18}$
	Z^0	91.1876 ± 0.0021		
forte	g	0	25	$\sim 10^{-15}$
électromagnétique	γ	0	0.8	∞

TAB. 1.4: Les interactions fondamentales et leurs bosons médiateurs.

	Réalisation de Dirac	Réalisation de Weyl
Fermion	$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_{\text{particule}} \\ \Psi_{\text{antiparticule}} \end{pmatrix}$	$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_{\text{gauche}} \\ \Psi_{\text{droit}} \end{pmatrix}$
Matrices de Dirac	$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & -\mathbb{1}_2 \end{pmatrix}$ $\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}$ $\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1}_2 \\ \mathbb{1}_2 & 0 \end{pmatrix}$	$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1}_2 \\ \mathbb{1}_2 & 0 \end{pmatrix}$ $\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}$ $\gamma^5 = \begin{pmatrix} -\mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & \mathbb{1}_2 \end{pmatrix}$

TAB. 1.3: Résumé des représentations de fermions. Les σ_i sont les matrices de Pauli.

LES LEPTONS Ce sont les fermions sensibles à l’interaction électromagnétique et faible. Ils sont colorés en vert dans la figure FIG.1.1.

LES QUARKS Ce sont les fermions sensibles à l’interaction électromagnétique, faible et forte. Ils sont colorés en violet dans la figure FIG.1.1. Les quarks sont les composants des noyaux atomiques.

1.3.2.2 *Les bosons*

Les bosons sont des particules de spin entier. Ils suivent la statistique de Bose-Einstein. Ils sont vecteurs d’interactions et leurs caractéristiques et sont résumées dans la figure FIG.1.4.

1.3.2.3 *Les symétries de jauge*

La grande force du Modèle Standard est sa capacité à décrire les résultats expérimentaux. A l’instar de la symétrie de Lorentz qui contraint la forme des objets répondant

aux lois physiques, les symétries de jauge vont contraindre les formes des interactions entre particules tout en introduisant naturellement les bosons vecteurs de ces interactions. Si dans le chapitre précédent c'est à partir d'une quantité fondamentale (l'intervalle) qu'a été construite la symétrie de Lorentz ainsi que ses conséquences, pour la compréhension des symétries de jauge, c'est la conservation de la densité lagrangienne qui va être nécessaire.

Une symétrie de jauge correspond à la conservation du Lagrangien après une transformation qui dépend des coordonnées d'espace-temps (ou locale). Les transformations de jauge validées expérimentalement à ce jour sont éléments des groupes $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$ dont les définitions sont rappelées en annexe A.3.4.

1.3.3 L'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE (QED)

1.3.3.1 *L'interaction électromagnétique*

La QED (pour *Quantum Electro-Dynamic*) a pour but de décrire au sein de la théorie quantique des champs, l'interaction électromagnétique. Pour ce faire elle doit à la fois présenter la charge fondamentale $e = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19}$ C, ainsi que les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} , condensés dans le tenseur de Maxwell-Faraday (ou tenseur électromagnétique) $F^{\mu\nu}$. Cette théorie propose que l'interaction électromagnétique consiste en un échange d'un boson électromagnétique (le photon) entre deux particules chargées. La charge électrique est donc élevée au statut de nombre quantique et est par conséquent valeur propre d'un opérateur de charge (noté C).

1.3.3.2 *La symétrie de jauge $U(1)$*

La QED est l'approche théorique proposant la conservation de la symétrie de jauge la plus simple. Premièrement, le groupe de symétrie conservé est $U(1)$ autrement dit l'ensemble des nombres complexes de module 1. Ensuite, le Lagrangien est minimal. Il ne comporte qu'une partie cinétique pour les fermions et le boson électromagnétique (photon). Le Lagrangien composé de champs libres est donné par³ :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{i}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu\overleftrightarrow{\partial}_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi}_{\text{équation de Dirac}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{équation de Maxwell}} \quad (1.18)$$

avec $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$. Pour un champ ψ répondant à une transformation $U(1)$ locale de forme

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{i\theta(x)C}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{-i\theta(x)C} \end{aligned}$$

³ Cette forme exotique de l'écriture de la partie cinétique des fermion fait apparaître la notation $A\overleftrightarrow{\partial}_\mu B = A\partial_\mu B - \partial_\mu(A)B$.

avec C le générateur de $U(1)$ et $\theta(x)$ une fonction quelconque dérivable dépendant de la coordonnée d'espace-temps x . On observe que :

$$\mathcal{L}' = \frac{i}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \underbrace{-C \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \partial_\mu \theta(x)}_{\text{rémanence de la transformation}} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.19)$$

La symétrie de jauge n'est clairement pas conservée car $\mathcal{L}' \neq \mathcal{L}$. La proposition forte de la QED est de régler le problème du couplage fermions/photon en forçant la symétrie de jauge. Pour cela on construit un objet nommé dérivée covariante D_μ qui est la dérivée corrigée par un terme portant le photon A^μ .

$$D_\mu = \partial_\mu + ieCA_\mu \quad (1.20)$$

Ce terme additionnel porte la charge électrique élémentaire e et l'opérateur de charge judicieusement appelé également C . Cet opérateur à pour valeur propre ± 1 pour les leptons, $\mp \frac{1}{3}$ et $\pm \frac{2}{3}$ pour les quarks et est également un générateur du groupe $U(1)$. La dérivée covariante placée dans notre Lagrangien, on a après transformation :

$$\mathcal{L}' = \frac{i}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \underbrace{-e \bar{\psi} \gamma^\mu C A_\mu \psi}_{\text{couplage fermion/photon}} - C \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \partial_\mu \theta(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.21)$$

Le couplage central de cette théorie est présent mais l'invariance de jauge $U(1)$ n'est toujours pas respectée. C'est en remarquant le terme de couplage linéaire en A^μ que l'on peut faire appel à une propriété déjà connue dans la théorie classique de l'électromagnétisme : l'invariance de jauge du potentiel vecteur. En effet les équations de Maxwell sous forme covariante :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu \quad (1.22)$$

laisse entendre que le 4-potentiel A^μ est définie à un gradient arbitraire près sans perte de généralité. En choisissant ce gradient de sorte que :

$$A^\mu \rightarrow A^\mu - \frac{1}{e} \partial^\mu \theta(x) \quad (1.23)$$

alors l'invariance de jauge $U(1)$ est respectée.

Finalement l'électrodynamique quantique s'exprime :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \frac{i}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

(1.24)

avec les transformations de jauge $U(1)$:

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{i\theta(x)C} \psi \\ A^\mu &\rightarrow A^\mu - \frac{1}{e} \partial^\mu \theta(x) \end{aligned}$$

On remarque que si l'on associe un terme de masse supplémentaire au photon $\propto A^\mu A_\mu$ on briserait l'invariance de jauge sans compensation possible. Ceci corrobore la donnée empirique de l'absence de masse du photon.

	Doublet d'isospin	Singlet d'isospin
Leptons	$L_A = \begin{pmatrix} \nu_A \\ \ell_A \end{pmatrix}_L$	$R_A = (\ell_A)_R$
Quarks	$Q_A = \begin{pmatrix} u_A \\ d_A \end{pmatrix}_L$	$U_A = (u_A)_R, D_A = (d_A)_R$

TAB. 1.5: Notation des objets respectant la symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$. Les indices $A = 1, 2, 3$ représentent la génération de la particule associée.

On a pu découvrir la puissance des symétries appliquées à la théorie quantique des champs. Si imposer la symétrie de Lorentz permet de construire les champs quantiques des particules de spin $\frac{1}{2}$ et de spin 1, imposer la symétrie de jauge $U(1)$ permet de décrire naturellement l'interaction électromagnétique. Les autres interactions sont aussi déduite d'une procédure de conservation de jauge.

1.3.4 LA THÉORIE ÉLECTROFAIBLE

1.3.4.1 *L'interaction faible*

De nombreuses expériences sur la radioactivité β telle que l'expérience de Chien-Shiung Wu [8] démontre la violation de la parité chez les leptons. Cela implique que la radioactivité n'interagit pas de manière identique selon les particules. Pour rappel les fermions répondant à l'équation de Dirac sont des représentations du groupe $SU(2) \otimes SU(2)$. On peut les considérer comme des doublets $SU(2)$ indépendants (simple spinneur) appelés spinneur droit et spinneur gauche. Seul les spinneurs gauches interagissent faiblement. Ainsi la symétrie associée $SU(2)$ sera L (pour *left*).

1.3.4.2 *La symétrie de jauge $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$*

Si le principe général de la symétrie de jauge $U(1)$ est présent, la présence de subtilités avec l'interaction faible implique un travail plus profond. Pour construire notre théorie il est nécessaire de traiter les fermions gauches et droits indépendamment. Les fermions gauches seront traités en doublet $SU(2)_L$ par paire interagissant durant une désintégration. Les fermions droits sont représentés en singlet. Les objets respectant la symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ sont résumés dans la table TAB.???. Avec une procédure similaire à la QED, la symétrie de jauge $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ du Lagrangien est respectée sous les transformations :

$$Q \rightarrow e^{i\vec{\theta}(x) \cdot \vec{T} + i\vartheta(x)^Y} Q \quad (1.25)$$

$$U \rightarrow e^{i\vartheta(x)^Y} U \quad (1.26)$$

avec les $T_{i=1,2,3}$ les générateurs du groupe $SU(2)$ et Y , nommé l'hypercharge, le générateur du groupe $U(1)$. On remarque dans l'équation (1.25) que générateurs de $SU(2)$ étant au nombre de trois, la notation traditionnelle du produit scalaire dans \mathbb{R}^3 est utilisée en guise de sommation. De plus ils répondent à la relation $T_i = \frac{1}{2}\sigma_i$ où les σ_i sont les matrices de Pauli :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Les dérivées covariantes valent :

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu + ig_W \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + ig_B \frac{Y}{2} B_\mu && \text{appliqué sur les doublets} \\ D_\mu &= \partial_\mu + ig_B \frac{Y}{2} B_\mu && \text{appliqué sur les singlets} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Les champs bosoniques se transforment ici avec :

$$\begin{aligned} B_\mu &\rightarrow B_\mu - \frac{1}{g_B} \partial^\mu \vartheta(x) \\ \vec{W}_\mu &\rightarrow \vec{W}_\mu - \frac{1}{g_W} \partial_\mu \vec{\theta}(x) - \vec{\theta}(x) \wedge \vec{W}_\mu \end{aligned} \quad (1.29)$$

Le produit vectoriel $\vec{\theta}(x) \wedge \vec{W}_\mu$ ⁴ provient du fait que le groupe n'est pas abélien. Autrement dit, les générateurs ne commutent pas. Pour établir le Lagrangien, il suffit d'ajouter les termes cinétiques des bosons.

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ \vec{W}_{\mu\nu} &= \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g_W \vec{W}_\mu \wedge \vec{W}_\nu \end{aligned} \quad (1.30)$$

Finalement le Lagrangien se présente comme :

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu Q_A + \frac{i}{2} \bar{L}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu L_A - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} \quad (1.31)$$

Expérimentalement, les observations des décroissances radioactives montrent que, pour le cas des quarks, est observé un mix intergénérationnel. Pour résoudre ce problème on applique sur un vecteur d'états propres de l'interaction faible une matrice dont les composantes représentent l'amplitude de probabilité de couplage faible. Cette matrice se nomme la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [9] ou matrice CKM.

$$\begin{pmatrix} d' & s' & b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

4 Il est très courant en physique des particules que la formulation $\sum_{b=1}^3 \sum_{c=1}^3 \epsilon^{abc} f^b f^c_\nu$ ou encore $\epsilon^{abc} f^b f^c_\nu$ (par sommation implicite) soit préférée à la notation $\vec{f} \wedge \vec{g}$ de l'algèbre de l'espace \mathbb{R}^3 pour des raisons de généralisation à plus grande dimension.

Soit expérimentalement [10]:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97401 \pm 0.00011 & 0.22650 \pm 0.00048 & 0.00361^{+0.00011}_{-0.00009} \\ 0.22636 \pm 0.00048 & 0.97320 \pm 0.00011 & 0.04053^{+0.00083}_{-0.00061} \\ 0.00854^{+0.00023}_{-0.00016} & 0.03978^{+0.00082}_{-0.00060} & 0.999172^{+0.000024}_{-0.000035} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Cette densité n'est pourtant pas suffisante. Reste le problème des masses des bosons de l'interaction faible et les masses des fermions qui implique des formes de type $\propto \bar{Q}U$ qui violent explicitement $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$. C'est fort de ce constat que naturellement la proposition du boson de Higgs pour régler les problèmes de masses est apparue.

1.3.4.3 La proposition d'un champ scalaire additionnel

Avec le postulat d'un nouveau champ scalaire (invariant de Lorentz) de spin 0 et doublet de $SU(2)$ alors il devient naturel de considérer sa dynamique avec un terme cinétique de type :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi \quad (1.34)$$

avec la dérivée covariante à $SU(2)_L$ définie à (1.28). De part la forme des dérivées covariantes, le développement laisse apparaître des termes de masse pour les bosons, c'est à dire des termes de type $\propto W_\mu W^\mu$. Un couplage de ce nouveau champ scalaire avec les fermions droits et gauches permet l'apparition de termes ressemblant aux termes de masse tout en respectant $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y_1 \bar{Q}_A \phi U_A + y_2 \bar{Q}_A \phi D_A + y_3 \bar{L}_A \phi R_A + \text{h.c.} \quad (1.35)$$

avec y_1, y_2 et y_3 des constantes à définir, nommées couplage de Yukawa. Le Lagrangien actuel n'est pas encore suffisant. En effet, deux problèmes se posent. Premièrement, seuls les bosons faibles sont massifs mais pour l'instant rien ne permet de dire qu'un des bosons introduit par la symétrie est de masse nulle comme attendu pour un photon. Le second problème provient du fait que le champ scalaire couplé aux fermions ressemble à un terme de masse mais n'en sera complètement un que lorsque le couplage fermion gauche/droit sera constant. Ce problème est résolu grâce au concept de brisure spontanée de la symétrie de $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$.

1.3.4.4 Brisure spontanée de symétrie

La théorie quantique des champs offre un cadre formel dans lequel une symétrie totalement vérifiée par un Lagrangien peut spontanément se briser par l'hypothèse d'un vide quantique non nul. Le principe de brisure spontanée repose sur l'idée qu'à un niveau d'énergie donnée, le minimum de potentiel d'un champ est plus bas que le minimum de potentiel avant brisure. Pour le champ scalaire le potentiel le plus simple permettant une brisure est :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.36)$$

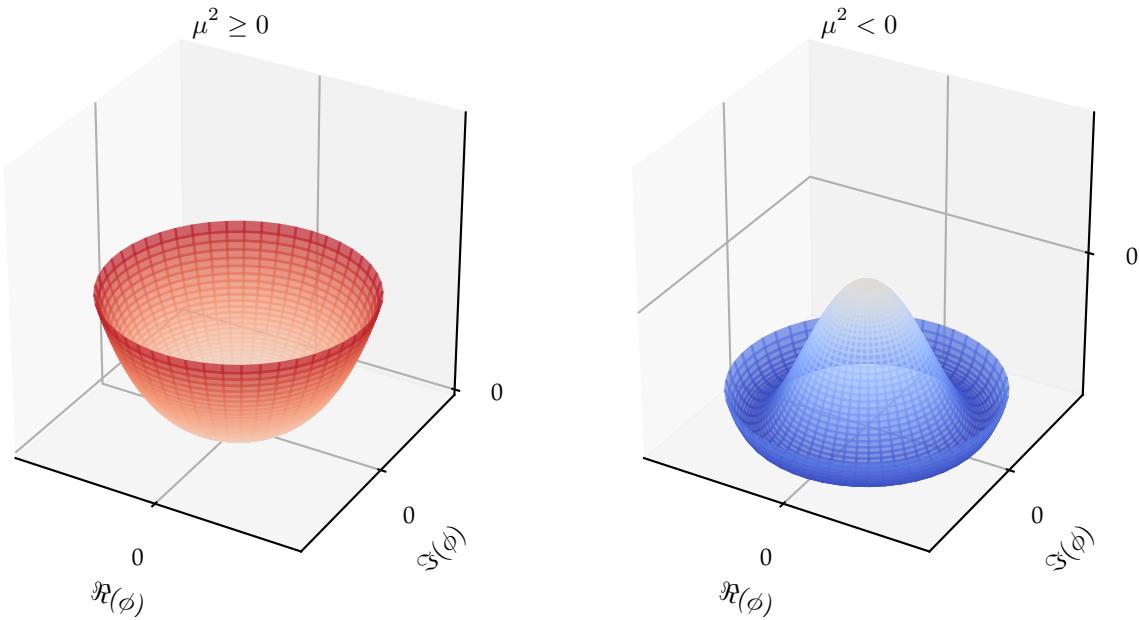


FIG. 1.2: Forme du potentiel de Higgs V selon le signe de μ

avec $\lambda > 0$. Au niveau du minimum de potentiel $\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \implies \|\phi\|^2 = v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (1.37)$$

Si $\mu^2 \geq 0$, alors le potentiel n'admet qu'un seul minimum de potentiel en $\phi = 0$. En revanche, si $\mu^2 < 0$ alors ϕ admet une infinité de minima de potentiel différents de $\phi = 0$ sur le cercle complexe de module v . Dans ce dernier cas, ce potentiel est souvent nommé potentiel sombrero (voir figure FIG.1.2).

Le champ, naturellement, va se placer dans un minimum de potentiel, il va atteindre la valeur attendue de vide ou *vev* (pour *vacuum expected value*). Cette transition marque la brisure spontanée de $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ du Lagrangien. Dans la mesure de la brisure de symétrie on peut fixer la jauge qui nous amène sans perte de généralité à poser :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

où v est la valeur du vide et $h(x)$ le boson de Higgs. Cette simple valeur du vide va résoudre l'ensemble des problèmes amenés par la symétrie $SU(2)_L$. En reprenant l'équation (1.34) et en se focalisant sur la partie bosonique, on a après brisure :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{Higgs-Boson}} &= \phi_{vev}^\dagger \left(ig_W \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + ig_B \frac{Y}{2} B_\mu \right)^\dagger \left(ig_W \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + ig_B \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi_{vev} \\
&= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \begin{vmatrix} g_W W_3^\mu + g_B Y B^\mu & g_W (W_1^\mu - iW_2^\mu) \\ g_W (W_1^\mu + iW_2^\mu) & -g_W W_3^\mu + g_B Y B^\mu \end{vmatrix}^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\
&= \frac{(g_W v)^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{(g_W v)^2}{4} W_{3\mu} W_3^\mu + \frac{(g_B v)^2}{8} B_\mu B^\mu + \frac{g_W g_B Y v^2}{8} W_3^\mu B_\mu
\end{aligned}$$

sachant que

$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \pm iW_2^\mu) \quad (1.39)$$

On a l'apparition d'un terme de masse pour les champs W^\pm avec $m_W = \frac{1}{2}g_W v$ qui représente les bosons W^\pm . Il reste cependant à régler le terme de masse $\propto W_3^\mu B_\mu$. En effet, ce terme induit un couplage entre les deux bosons de type



Un tel type de couplage n'est pas physique. En considérant que le doublet de Higgs possède une hypercharge $Y = 1$ alors on peut construire le mixe de masse de ces deux bosons sous la forme :

$$\frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_{3\mu} & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_W^2 & -g_W g_B \\ -g_W g_B & g_B^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3^\mu \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

En diagonalisant la matrice de masse on se retrouve avec le couple de valeurs propres de masses :

$$m_Z = g_W^2 + g_B^2 \quad \text{et} \quad m_A = 0 \quad (1.41)$$

En utilisant la matrice de passage

$$\begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & -\sin(\theta_W) \\ \sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{g_W^2 + g_B^2}} \begin{pmatrix} g_B & g_W \\ -g_W & g_B \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

où θ_W est un angle dit de Weinberg. On déduit les vecteurs propres associés respectivement à m_A et m_Z :

$$A^\mu = \frac{g_B W_3^\mu + g_W B^\mu}{\sqrt{g_W^2 + g_B^2}} \quad \text{et} \quad Z^\mu = \frac{g_B B^\mu - g_W W_3^\mu}{\sqrt{g_W^2 + g_B^2}} \quad (1.43)$$

Avec une masse nulle, on a le candidat idéal pour le photon. De plus, les valeurs propres de masse différentes pour W_μ^\pm et Z_μ confortent les observations de masse des

W^\pm et du Z^0 (respectivement ~ 80 GeV et ~ 91 GeV). Le problème des masses faibles est résolu. La présence d'une valeur du vide v induisant la brisure spontanée électrofaible, permet d'expliquer les masses des bosons vecteurs de l'interaction faible et l'absence de masse du photon, grâce à la paramétrisation :

$$m_W = \frac{1}{2} g_W v \quad (1.44)$$

$$m_A = 0 \quad (1.45)$$

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_W^2 + g_B^2} \quad (1.46)$$

$$m_h = \sqrt{2\lambda}v \quad (1.47)$$

Le point culminant de cette théorie unificatrice réside dans le fait qu'en imposant que

$$g_W \sin(\theta_W) = g_B \cos(\theta_W) = e \quad (1.48)$$

avec e la charge électrique élémentaire, alors on peut déduire la relation de Gell-Mann Nishijima :

$$C = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.49)$$

reliant les nombres quantiques électromagnétiques et faibles. De la même manière, le vide non nul implique que l'on peut dégager à partir de l'équation (1.35) des termes de masses pour les fermions.

$$\mathcal{L} \supset vy_1 \bar{Q}_A \phi U_A + vy_2 \bar{Q}_A \phi D_A + vy_3 \bar{L}_A \phi R_A + \text{h.c.} \quad (1.50)$$

En choisissant, pour chaque saveur I , les couplages de Yukawa y_I tel que les masses des fermions m_I soit données par :

$$m_I = vy_I \quad (1.51)$$

Il est aisé de conclure que la symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ ainsi que sa brisure spontanée permet de donner un cadre formel très robuste pour la description des particules élémentaires et de leurs interactions à l'exception de l'interaction forte.

1.3.5 LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE (QCD)

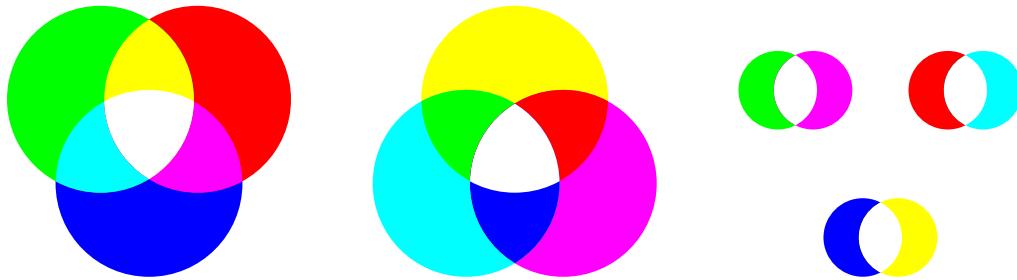
1.3.5.1 L'interaction forte

La dernière interaction est introduite par le groupe de symétrie $SU(3)_C$ où C fait référence à l'espace des couleurs. Cette théorie présente les quarks comme porteurs d'une charge tri-polaire, analogue donc aux trois couleurs primaires. Cette idée est apparue lors de l'observation des baryons Δ^{++} , Δ^- [11–13] et Ω^- [14] qui, dans le modèle des quarks, violaient le principe d'exclusion de Pauli par répétition de même saveur.

$$\Delta^{++} = (\text{uuu}), \quad \Delta^- = (\text{ddd}), \quad \Omega^- = (\text{sss}) \quad (1.52)$$

La couleur comme nouveau nombre quantique permet de régler ce problème. Ainsi, chaque quark porte une couleur différente :

$$\Delta^{++} = (\text{uuu}), \quad \Delta^- = (\text{ddd}), \quad \Omega^- = (\text{sss}) \quad (1.53)$$



(a) Baryon stable constitué de trois quarks. (b) Antibaryon stable constitué de trois antiquarks. (c) Mesons stables constitués de deux quarks.

Fig. 1.3: Représentation de hadrons stables à l’interaction de couleur (blanche).

L’interaction décrit un échange de gluons qui provoque un changement de couleur des quarks. Une interaction est stable lorsque la charge de couleur globale est blanche (par exemple : bleu + vert + rouge ou encore bleu + antibleu). On retrouve majoritairement dans la nature des baryons composés de trois quarks (protons, neutron, Δ^{++} , ...) ou bien des mésions composés d’un quark et d’un anti-quark. Une représentation est visible dans la figure Fig.1.3.

1.3.5.2 La symétrie de jauge $SU(3)_C$

De manière absolument similaire aux autres symétries de jauge on a :

$$\psi \rightarrow e^{i \sum_{a=1}^8 \alpha^a(x) T^a} \psi \quad (1.54)$$

où les matrices $T^{a=1,\dots,8}$ sont les générateurs de $SU(3)$. Ils répondent à la relation $T^a = \frac{1}{2} \lambda^a$ où les λ^a sont les matrices de Gell-Mann :

$$\begin{aligned} \lambda^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda^6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \lambda^8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.55)$$

Ce groupe n'étant pas abélien il faudra s'attendre à des termes de corrections comme pour $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_S \sum_{a=1}^8 T^a W_\mu^a \quad (1.56)$$

Les champs bosoniques se transforment ici avec :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g_S} \partial_\mu \alpha^a(x) - \underbrace{\sum_{b=1}^8 \sum_{c=1}^8 f^{abc} \alpha^b(x) G_\mu^c}_{\text{terme non-abélien}} \quad (1.57)$$

La partie cinétique des bosons est donnée par :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_S \sum_{b=1}^8 \sum_{c=1}^8 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.58)$$

Le terme non-abélien $g_S \sum_{b=1}^8 \sum_{c=1}^8 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$ fait apparaître dans le Lagrangien des termes d'auto-couplage à trois et quatre gluons, à l'origine du confinement des quarks.

1.3.6 LE LAGRANGIEN FINAL

On peut résumer toutes les informations précédentes pour bâtir le Lagrangien du Modèle Standard avant brisure de symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$. Ce Lagrangien est donc symétrique à $SO(1, 3)$ et $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$, entre autres.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{MS}} = & \underbrace{\frac{i}{2} \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu Q_A + \frac{i}{2} \bar{U}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu U_A + \frac{i}{2} \bar{D}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu D_A}_{\substack{\text{cinétique des quarks} \\ \text{interaction quarks/bosons de jauge}}} \\ & + \underbrace{\frac{i}{2} \bar{L}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu L_A + \frac{i}{2} \bar{R}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}_\mu R_A}_{\substack{\text{cinétique des leptons} \\ \text{interaction leptons/bosons de jauge}}} \\ & - \underbrace{\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu}}_{\text{cinétique des bosons de jauge } U(1)_Y \otimes SU(2)_L} - \underbrace{\frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{cinétique des bosons de jauge } SU(3)_C} \\ & + \underbrace{v y_1 \bar{Q}_A \phi U_A + v y_2 \bar{Q}_A \phi D_A + v y_3 \bar{L}_A \phi R_A + \text{h.c.}}_{\text{couplage de Yukawa des fermions}} \\ & + \underbrace{D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2}_{\text{secteur du champs de Higgs}} \end{aligned} \quad (1.60)$$

	I	II	III	$U(1)_Y$	$SU(2)_L$	$SU(3)_C$	I	I^3	C	Y
Lepton	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	-½	2	1	+½	+½	0	-1
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	-1	1	1	0	0	-1	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	½	2	3	½	+½	+²/₃	+¹/₃
	u_R	c_R	t_R	⅔	1	3	0	0	+²/₃	+¹/₃
	d_R	s_R	b_R	-⅔	1	3	0	0	-¹/₃	-²/₃
Bosons de jauge	B^μ			0	1	1	1	0, ±1	0, ±1	0
	W_i^μ			0	3	1	0	0	0	0
	G_a^μ			0	1	8	0	0	0	0

Tab. 1.6: Contenu en particules du Modèle Standard. Les bosons de jauge et le doublet de Higgs sont également représentés. Pour les quarks, u_i représente les états propres de masse tandis que d'_i représente les états propres d'interaction faible. On donne également la représentation du champ dans les groupes $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$ (1 pour singlet, 2 pour doublet, ...)

1.3.7 LIMITES DU MODÈLE STANDARD

Malgré un succès évident, le Modèle Standard porte des limitations théoriques et expérimentales. Ces dernières mènent à croire que le Modèle Standard est une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Ci-dessous quelques unes de ces limitations.

L'UNIFICATION DES INTERACTIONS DE JAUGE Comme montré précédemment, si l'interaction faible et électromagnétique ont pu être unifiées, la chromodynamique quantique, elle, est ajoutée de manière indépendante et coexiste avec la théorie electrofaible sans unité. Des propositions comme la supersymétrie semblent pouvoir apporter un cadre théorique pour cette unification des interactions de jauge.

LA MATIÈRE NOIRE Une autre limitation est l'absence de candidats pour la matière noire. En effet, les mesures cosmologiques semblent indiquer que la matière décrite par le Modèle Standard ne représente que 5 % de la densité d'énergie de l'Univers, la majeure partie étant composée de matière noire ($\sim 27\%$) et d'énergie noire ($\sim 68\%$). Une approche prometteuse postule l'existence de particules au-delà du Modèle Standard massive et faiblement interactives avec la matière, les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*). Il est à noter que certaines approches supersymétriques offrent un candidat sérieux à la matière avec le neutralino par exemple.

LA MASSE DES NEUTRINOS Par construction, le Modèle Standard postule une masse nulle pour les neutrinos. Cependant des mesures de neutrinos solaires et atmosphériques [15], [16] mettent en évidence le phénomène de changement de saveur appelé oscillation des neutrinos. Un analogue à la matrice CKM peut être introduit, la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, qui permet de décrire le mélange de saveurs et le découplage entre état faible et état de masse. Cependant une telle présence n'explique pas *a priori* la faible masse des neutrinos mesurée (de l'ordre de l'eV). Si on postule que les neutrinos sont des particules qui sont leur propre antiparticule (dite particule de Majorana) alors l'explication des masses peut être donnée par un mécanisme de *seesaw* conduisant à des neutrinos stériles lourds et des neutrinos gauches de relativement faibles masses.

DE TROP NOMBREUX PARAMÈTRES LIBRES Le Modèle Standard contient 19 paramètres libres, c'est-à-dire non prédictifs et qu'il faut évaluer à travers l'expérience : les 3 masses des leptons, les 6 masses des quarks, les 3 couplages de jauge, les 2 paramètres du potentiel de Higgs, les 4 paramètres de la matrice CKM et la phase de violation de CP forte. Une proposition théorique élégante générera ces paramètres sans postuler leur présence.

LE PROBLÈME DE LA GRAVITATION En physique moderne, la gravitation est décrite dans le cadre de la Relativité Générale. Il existe une incompatibilité intrinsèque de cette dernière avec le Modèle Standard qui est une théorie quantique

des champs. En effet, en Relativité Générale l'espace-temps est une entité dynamique, en théorie quantique des champs il est un simple contexte figé et immuable. Les tentatives de pratiquer naïvement de la théorie quantique des champs en espace-temps dynamique échouent. Cette pratique est pourtant une nécessité pour comprendre les phénomènes pour lesquels la taille de l'espace-temps atteint l'échelle de Planck $\sim 10^{-19}$ GeV où les phénomènes quantiques deviennent non négligeables (mur de Planck, singularité de trou noir). La solution pour la description d'une gravitation quantique est de construire une proposition théorique unifiée dont la Relativité Générale et le Modèle Standard seraient des théories effectives à basse énergie.

1.4 EXTENSION DU MODÈLE STANDARD

1.4.1 INTRODUCTION

Le problème de la gravitation quantique est l'un des enjeux majeurs de la physique moderne. Dans le chapitre précédent est mentionné le fait que le Modèle Standard, à lui seul, ne peut prendre en compte le phénomène de gravitation. Également mentionné le fait qu'une théorie unificatrice doit avoir le Modèle Standard comme théorie effective à basse énergie. Quelques propositions théoriques sont en cours de développement.

LA GÉOMÉTRIE NON COMMUTATIVE Il s'agit d'une approche mathématique qui postule que l'espace dans lequel les particules évoluent est intrinsèquement non-commutatif. Elle repose sur une branche des mathématiques développée en grande partie par Alain Connes [17]. On peut résumer l'idée de base par l'équation :

$$[x^\mu, x^\nu] = i\theta^{\mu\nu} \quad (1.61)$$

Si cette approche n'a pas explicitement pour but de créer une théorie quantique unifiée, elle propose de réunir sous un même Lagrangien et un même formalisme mathématique le Modèle Standard et la Relativité Générale. Si cette approche n'est pas majoritaire elle a tout de même le mérite de donner une interprétation au champ de Higgs car émergeant naturellement de l'espace-temps non-commutatif.

LA GRAVITATION QUANTIQUE À BOUCLE Cette approche est une théorie de gravitation quantique qui postule l'idée que l'espace-temps est quantifié. Partie d'une reformulation de la Relativité Générale par Abhay Ashtekar elle deviendra indépendante de la RG elle-même et sera développée en partie par Lee Smolin [18] et Carlo Rovelli [19].

LA THÉORIE DES CORDES Cette proposition se veut une théorie du tout. Introduite par Sergio Fubini, Gabriele Veneziano [20] et Leonard Susskind [21] comme proposition pour l'explication de l'interaction forte, elle se développera comme une

théorie de gravitation quantique. Elle consiste à décrire les particules comme ayant une structure interne composée d'objets en 1 dimension nommés cordes de la taille de l'ordre de la longueur de Planck ($\sim 10^{-33}$ cm).

Quelles que soient les approches de gravitation quantique, chacune d'entre elles admet la possibilité d'une brisure de la symétrie de Lorentz. Cette violation peut être intrinsèque à la théorie comme en gravitation quantique à boucle [22] ou en géométrie non-commutative [23]. Elle peut également être spontanée comme en théorie des cordes [24]. Cette universalité rend intéressante la recherche d'une brisure de symétrie de Lorentz.

1.4.2 INTERPRÉTATION DE LA VIOLATION DE SYMÉTRIE DE LORENTZ

Comme vu au tout début du chapitre 1.2, la violation de symétrie de Lorentz correspond à la non conservation de l'intervalle ds^2 par changement de référentiel inertiel. Cette proposition est très radicale puisque de simple opération sur l'espace-temps telle qu'une rotation peut engendrer des transformations sur les lois physiques (les Lagrangiens). Pour mieux saisir la prudence dont il faut faire preuve, faisons une expérience de pensée.

1.4.2.1 Expérience de pensée

Imaginons un phénomène X émettant une radiation γ de manière probabiliste. Notons cette probabilité $\mathcal{P}(X \rightarrow \gamma, \theta)$ avec θ un angle en guise de paramètre. Par définition, la violation de la symétrie de Lorentz impliquera que

$$\mathcal{P}(X \rightarrow \gamma, \theta) \neq \mathcal{P}'(X \rightarrow \gamma, \Lambda\theta) \quad (1.62)$$

où Λ représente une transformation de Lorentz (rotation dans ce cas précis).

Installons ce phénomène dans un système où les radiations émises seront orientées vers un miroir semi-réfléchissant. Soit deux observateurs distinct G et Q que l'on installe respectivement dans les alignements des radiations réfractées et réfléchies (voir figure Fig.1.4). Les observateurs seront, par rapport à l'expérience, imprimés d'une rotation de 90° . Ainsi, en vertu de l'équation (1.62), les probabilités d'émission de radiation seront différentes. Il existera donc un évènement qui aura lieu selon un référentiel et pas l'autre.

Si nous nous trouvons dans ce cas, alors pour G , l'émission existe et il observe l'évènement $X \rightarrow \gamma$. Mais selon A l'émission n'existe pas, il lui suffit de prédire G que l'évènement n'a pas eu lieu ($\neg X \rightarrow \gamma$) et G sera dans la position où il a connaissance que deux réalités distinctes sont arrivées simultanément.

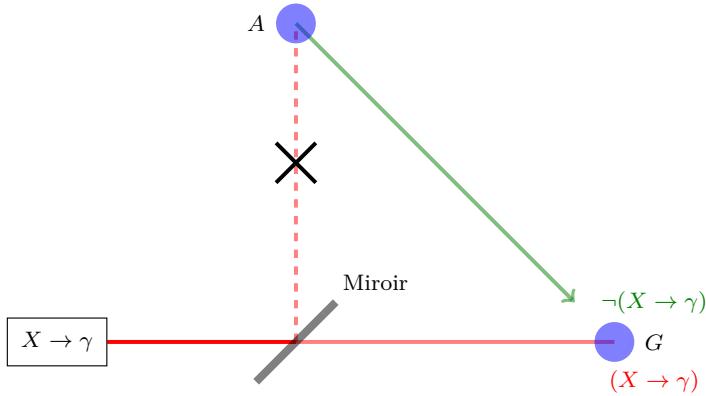


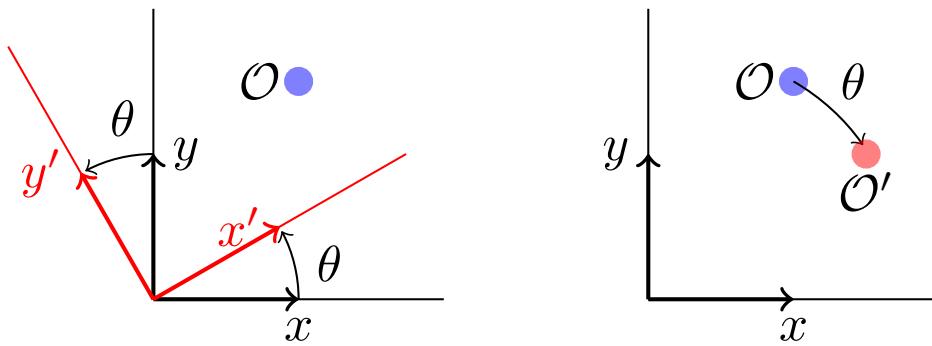
FIG. 1.4: Expérience de pensée menant au paradoxe d'un phénomène qui s'est à la fois produit en pas produit en même temps.

Discussion Cette petite expérience de pensée amène un paradoxe qui n'est soluble que de deux manières possibles. Soit il faut admettre que plusieurs réalités contradictoires peuvent coexister, ce qui n'est pas envisageable à l'heure actuelle dans le domaine de la physique. Soit il faut renoncer à la possibilité que deux événement puissent être simultanés. En effet, on peut lever le paradoxe en considérant que l'on abandonne la possibilité que les deux observateurs puissent se synchroniser pour s'assurer qu'il observe un même événement.

On constate donc que la violation de la symétrie de Lorentz ne peut pas être introduite sans précaution. Pour autant, il est possible de construire une physique qui viole la symétrie de Lorentz sans pour autant être soumise au paradoxe précédent. La stratégie consiste à abandonner une équivalence entre les transformations de Lorentz passives et les transformations actives. La théorie développant les manipulations de violation de Lorentz présenté, en détails dans le paragraphes 1.4.4 préfère les appellations transformation « observateur» (passive) et transformation « particule» (active). Cette terminologie sera utilisé dans le reste de cette thèse.

1.4.3 LA DIFFÉRENCE DE TRANSFORMATION OBSERVATEUR / PARTICULE

La transformation de Lorentz observateur est un changement de pures coordonnées. Le phénomène, lui, est le même. Le système de l'expérience de pensée précédente met en scène une transformation observateur. Et c'est pour ne pas tomber dans l'écueil du paradoxe, que l'on considère que la symétrie de Lorentz est conservée par transformation observateur. La transformation particule, elle, consiste à considérer que c'est le phénomène qui subit la transformation. Cependant le jeu de coordonnées reste le même.



- (a) Transformation passive (observateur) où le repère est modifié mais le phénomène est inchangé.
(b) Transformation active (ou particule) où le repère est inchangé mais le phénomène est transformé.

Il est possible de construire formellement ces deux types de transformations.

TRANSFORMATION OBSERVATEUR Soit Alice, dans son référentiel, observe un phénomène \mathcal{O} dépendant des coordonnées d'espace-temps x . Alors la forme mathématique de son observation est $\mathcal{O}(x)$. Bob, dans son propre référentiel, observe le même phénomène avec ses propres coordonnées. Il observera $\mathcal{O}'(x')$. Par essence, les deux observations sont égales.

$$\mathcal{O}(x) = \mathcal{O}'(x') \quad (1.63)$$

avec $x' = \Lambda x$.

TRANSFORMATION PARTICULE Soit Alice, qui, de la même manière que précédemment observe $\mathcal{O}(x)$. La différence de perspective arrive avec Bob qui dans son propre référentiel observe un phénomène similaire en utilisant le même jeu de coordonnées qu'Alice. Alors Bob observera $\mathcal{O}'(x)$. Du point de vue d'Alice les coordonnées de Bob sont données par $x' = \Lambda x$. Comme les deux phénomènes sont équivalents bien que différents, alors il y a égalité entre le phénomène vu par Alice et ses propres coordonnées et le phénomène vu par Bob avec ses coordonnées exprimées par rapport à celles d'Alice. Soit

$$\mathcal{O}(x) = \mathcal{O}'(\Lambda^{-1}x') \quad (1.64)$$

Fin de l'équivalence Dans une théorie quantique des champs traditionnelle, ces deux transformations sont absolument équivalentes et interchangeables. On a vu que l'on ne peut pas laisser une transformation observateur violer la symétrie de Lorentz sans conséquences. Cependant la violation d'une transformation particule n'induit pas de paradoxe. La distinction de ces deux types de transformations est un point de départ nécessaire.

1.4.4 FORMALISME DU SME

Pour faire des mesures expérimentales de cette violation à basse énergie, il faut passer par une théorie effective. La théorie qui permet l'étude des violations de Lorentz est l'Extension du Modèle Standard (ou SME pour *Standard Model Extension*). Elle fut introduite par Alan Kostelecký et Don Colladay [25], [26]. Le but du SME est de fournir un cadre traitant de toutes violations possibles en physique des particules.

1.4.4.1 Vide et espace-temps constant

L'idée clé du SME est que le vide n'est pas symétrique sous rotation. Pour se le représenter, on peut imaginer qu'il existerait en tous points de l'espace-temps une entité constante de faible amplitude venant s'ajouter aux quantités physiques. Cette vu d'esprit est représentée dans la figure Fig.1.6.

Par exemple, en physique classique, une particule libre dans un référentiel inertiel est pilotée par le lagrangien libre :

$$L = \frac{1}{2}m\vec{v}^2 = \frac{1}{2}m\delta_{ij}v^i v^j \quad (1.65)$$

En ajoutant à l'espace un champ additionnel orienté constant c_{ij} , le Lagrangien devient :

$$L = \frac{1}{2}m(\delta_{ij} + c_{ij})v^i v^j \quad (1.66)$$

ce qui donne après application du principe de moindre action, la deuxième loi de Newton modifiée :

$$\vec{F} = m\vec{a} + mc \circ \vec{v} \quad (1.67)$$

où c est une matrice symétrique. Dans le cas le plus générale possible, cette équation donne un terme additionnel à la second loi de Newton qui ne suis pas nécessairement la direction de l'accélération. L'effet s'interprète comme une petite force qui en tous points de l'espace est appliquée aux objets.

L'idée générale du SME est d'appliquer ce principe à l'espace-temps. Dans le cadre du SME, un champ $c_{\mu\nu}$ est additionné au champ métrique $g_{\mu\nu}$. De plus, devant suivre le principe de distinction transformation particule/observateur (vu dans la section précédente 1.4.3), alors les coefficients $c_{\mu\nu}$ ⁵ introduis ont les propriétés de transformations suivantes :

$$\begin{aligned} c_{\mu\nu} &\rightarrow \Lambda_\mu^\alpha \Lambda_\nu^\beta c_{\alpha\beta} && \text{pour une transformation observateur} \\ c_{\mu\nu} &\rightarrow \delta_\mu^\alpha \delta_\nu^\beta c_{\alpha\beta} && \text{pour une transformation particule} \end{aligned} \quad (1.68)$$

⁵ Étant une théorie effective, ces coefficients se nomment coefficients de Wilson mais les propriétés de transformations de ces coefficients justifieraient un nom distinctif comme coefficients pseudo-covariants de Wilson (*pseudo-covariant Wilson coefficient*) par exemple.

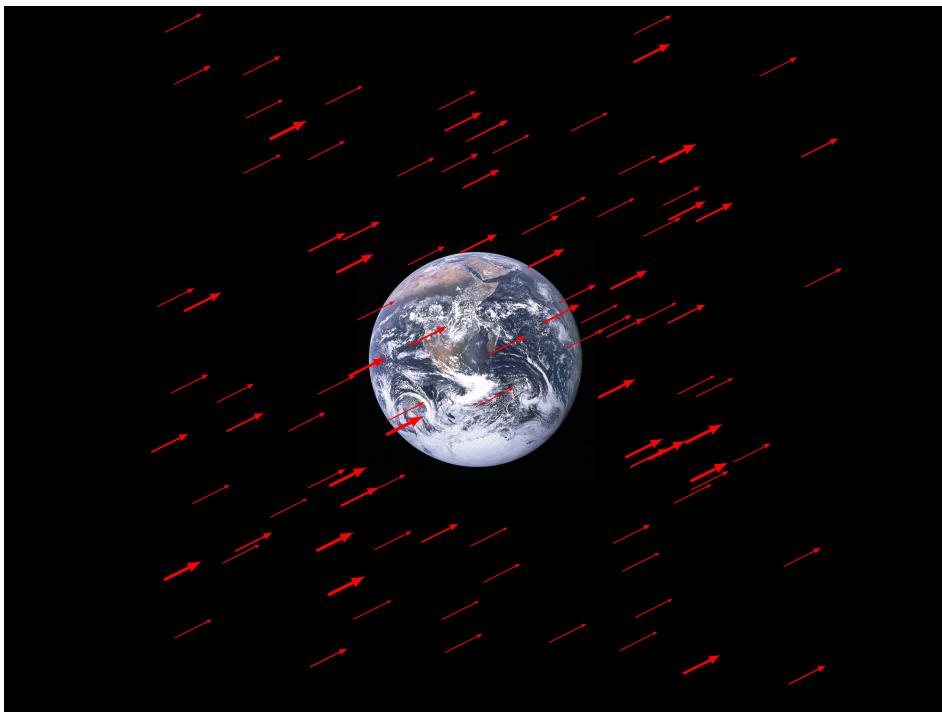


FIG. 1.6: Représentation de la Terre plongée dans un espace comportant un champ additionnel orienté constant, symbolisé par des flèches rouges.

1.4.4.2 Une théorie effective

Il s'agit d'une théorie effective, c'est à dire qu'elle n'est pas construite pour donner une proposition de fonctionnement de la Nature mais simplement pour tester des possibilités et des configurations de Lagrangien pour poser limites sur des paramètres et exclure des modèles. La puissance de cette théorie effective est qu'elle se veut universelle. En d'autres termes, elle est construite de telle sorte à ce que toute théorie fondamentale violant la symétrie de Lorentz converge, en approximation à basse énergie, vers le SME. Pour cela plusieurs contraintes doivent être respectées.

- ▷ Symétrique à la jauge $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$
- ▷ Conservation de l'énergie et de l'impulsion
- ▷ Positivité de l'énergie
- ▷ Hermiticité des opérateurs
- ▷ Conservation de la microcausalité
- ▷ Renormalisabilité

De plus dans sa version dite « minimal» le SME est valable pour un espace-temps en $D = 4$ dimensions et l'absence d'hypothèse supersymétrique.

Une fois toutes les propriétés prises en compte, l'étape suivante consiste en l'élaboration d'une nouvelle densité lagrangienne. L'aspect effectif du SME permet de construire cette densité en y incorporant tous les coefficients possibles de brisure de Lorentz sans distinction.

1.4.4.3 Le formalisme mathématique

Le SME est une théorie qui conserve la symétrie de Lorentz observateur. Cela implique que la construction d'un Lagrangien scalaire de Lorentz reste valide. Pour se donner une idée, on peut manipuler un Lagrangien simplifié de Dirac [27].

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2}\bar{\psi}\Gamma^\mu\overleftrightarrow{\partial}_\mu\psi - \bar{\psi}M\psi \quad (1.69)$$

avec :

$$\Gamma^\mu \doteq \gamma^\mu + c^{\mu\nu}\gamma_\nu + d^{\mu\nu}\gamma_5\gamma_\nu + e^\mu + i f^\nu\gamma_5 + \frac{1}{2}g^{\lambda\mu\nu}\sigma_{\lambda\nu} \quad (1.70)$$

$$M \doteq m + a_\mu\gamma^\mu + b_\mu\gamma_5\gamma^\mu + \frac{1}{2}H^{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu} \quad (1.71)$$

L'entité Γ^μ signe l'aspect effectif du SME. En effet, on a toutes les combinaisons possibles de scalaires de Lorentz à l'ordre 1. Ainsi, dans l'espace des scalaires de Lorentz défini par la base $(1, \gamma^\mu, i\gamma_5, \gamma_5\gamma^\mu, \sigma_{\mu\nu})$, les coefficients $a_\mu, b_\mu, c_{\mu\nu}, d_{\mu\nu}, e_\mu, f_\mu, g_{\lambda\mu\nu}$ et $H^{\mu\nu}$ sont des coefficients de Wilson répondant à la propriété (1.68). Par exemple, dans le cas simplifié d'une particule où seul le coefficient a_μ est non nul, avec la relation de transformation des 2-spineurs et des matrices de Dirac :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = S(\Lambda)\psi \\ \gamma^\mu &\rightarrow \gamma'^\mu = S(\Lambda)\Lambda_\alpha^\mu\gamma^\alpha S^{-1}(\Lambda) \end{aligned}$$

On a, pour le terme de masse :

$$\bar{\psi}'(m + a'_\mu\gamma'^\mu)\psi' = \bar{\psi}(m + a_\mu\gamma^\mu)\psi \quad (\text{observateur}) \quad (1.72)$$

$$\bar{\psi}'(m + a'_\mu\gamma'^\mu)\psi' = \bar{\psi}(m + a_\beta\Lambda_\mu^\beta\gamma^\mu)\psi \quad (\text{particule}) \quad (1.73)$$

1.4.4.4 Le Lagrangien du SME minimal

Toutes les bases étant posées on peut construire le Lagrangien du SME minimal \mathcal{L}_{SME} [25]. En vertu des principes précédents, le Lagragien du SME minimal avant brisure électrofaible s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{SME}} = \mathcal{L}_{\text{MS}}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu Q_B + \frac{i}{2}(c_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu U_B + \frac{i}{2}(c_D)_{\mu\nu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu D_B \\
& \underbrace{- (a_Q)_{\mu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu Q_B - (a_U)_{\mu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu U_B - (a_D)_{\mu AB} \bar{D}_A \gamma^\mu D_B}_{\substack{\text{cinétique des quarks et intéraction quarks/bosons de jauge} \\ \text{violent la symétrie de Lorentz}}} \\
& + \frac{i}{2}(c_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu L_B + \frac{i}{2}(c_R)_{\mu\nu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu R_B \\
& \underbrace{- (a_L)_{\mu AB} \bar{L}_A \gamma^\mu L_B - (a_R)_{\mu AB} \bar{R}_A \gamma^\mu R_B}_{\substack{\text{cinétique des leptons et intéraction leptons/bosons de jauge} \\ \text{violent la symétrie de Lorentz}}} \\
& \underbrace{- \frac{1}{4}(k_B)_{\kappa\lambda\mu\nu} B^{\kappa\lambda} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(k_W)_{\kappa\lambda\mu\nu} \vec{W}^{\kappa\lambda} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(k_G)_{\kappa\lambda\mu\nu} \sum_{a=1}^8 G_a^{\kappa\lambda} G_a^{\mu\nu}}_{\substack{\text{cinétique des bosons de jauge } U(1)_Y \otimes SU(2)_L \text{ et } SU(3)_C \\ \text{violent la symétrie de Lorentz}}} \\
& \underbrace{- \frac{1}{2} \{(H_L)_{\mu\nu AB} \bar{L}_A \phi \sigma^{\mu\nu} R_B + (H_U)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi^c \sigma^{\mu\nu} U_B + (H_D)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \phi \sigma^{\mu\nu} D_B\} + \text{h.c.}}_{\substack{\text{couplage de Yukawa des fermions} \\ \text{violent la symétrie de Lorentz}}} \\
& + \frac{1}{2}(k_{\phi\phi})^{\mu\nu} D_\mu \phi^\dagger D_\nu \phi + \text{h.c.} \\
& \underbrace{- \frac{1}{2}(k_{\phi B})^{\mu\nu} \phi^\dagger \phi B_{\mu\nu} - \frac{1}{2}(k_{\phi W})^{\mu\nu} \phi^\dagger W_{\mu\nu} \phi + i(k_\phi)^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi + \text{h.c.}}_{\substack{\text{secteur du champs de Higgs} \\ \text{violent la symétrie de Lorentz}}}
\end{aligned}$$

avec $A, B = 1, 2, 3$ les indices de saveurs.

1.4.5 L'ÉTAT DE L'ART

Diverses limites sur les coefficients de Wilson du SME ont été établies par la mesure. Ces limites sont résumées dans des tableaux récapitulatifs visibles à [28]. Quelques exemples de valeurs sont présentées dans les tables TAB.1.7,1.8,1.9.

Coefficient	Résultats	Secteur expérimental	Référence
$(c_Q)_{XX33}$	$-0.12 \pm 0.11 \pm 0.02$	Production $t\bar{t}$	[29]
$(c_Q)_{YY33}$	$0.12 \pm 0.11 \pm 0.02$		[29]
$(c_Q)_{XY33}$	$-0.04 \pm 0.11 \pm 0.01$		[29]
$(c_Q)_{XZ33}$	$0.15 \pm 0.08 \pm 0.01$		[29]
$(c_Q)_{YZ33}$	$-0.03 \pm 0.08 \pm 0.02$		[29]

TAB. 1.7: Mesures sur les coefficients de Wilson du SME dans le secteur du quark top.

Coefficient	Résultats	Secteur expérimental	Référence
\tilde{H}_{ZT}	$(-4.1 \pm 2.4) \times 10^{-27} \text{ GeV}$	Pendule de torsion	[30]
$\tilde{H}_{YT} - \tilde{d}_{ZX}$	$(-4.9 \pm 8.9) \times 10^{-27} \text{ GeV}$		[30]
$ d_{XX} $	$< 2 \times 10^{-14}$	Astrophysique	[31]
$ d_{XY} $	$< 2 \times 10^{-15}$		[31]
$ d_{TZ} $	$< 8 \times 10^{-17}$		[31]

TAB. 1.8: Mesures sur les coefficients de Wilson du SME dans le secteur de l'électron.

Coefficient	Résultats	Secteur expérimental	Référence
$\tilde{\kappa}_{e-}^{XY}$	$(-0.7 \pm 1.6) \times 10^{-18}$	Oscillateur saphir	[32]
$\tilde{\kappa}_{e-}^{XZ}$	$(-5.5 \pm 4.0) \times 10^{-18}$		[32]
$\tilde{\kappa}_{e-}^{YZ}$	$(1.7 \pm 1.3) \times 10^{-18}$		[32]
$k_{(V)00}^{(3)}$	$(1.1 \pm 1.3 \pm 1.5) \times 10^{-43} \text{ GeV}$	Polarisation du CMB	[33]
k_{AF}^Z	$< 10^{-19} \text{ GeV}$	Spectroscopie à Hydrogène	[34]

TAB. 1.9: Mesures sur les coefficients de Wilson du SME dans le secteur du photon.

1.4.6 CONCLUSION

Le Modèle Standard de la physique des particules, bien que couronné de succès expérimentaux, présente des zones d'ombres théoriques. Si la masse des neutrinos et la matière noire semblent être des problématiques importantes c'est bien la question

de la gravitation quantique qui demeure une des plus grande question de la physique moderne. Plusieurs approches de nouvelles physiques sont proposées dans le monde de la physique par le biais de théorie au-delà du Modèle Standard. Une violation de la symétrie de Lorentz pourrait être le dénominateur commun de théories proposant des solutions au problème de la gravitation quantique. Nous avons vu que le SME (pour *Standard Model Extension*) se propose comme théorie effective pour l'étude de la violation de la symétrie de Lorentz. Dans les prochains chapitres, elle sera le socle théorique à partir duquel nous préparerons et exécuterons le projet expérimental de cette thèse.

2

ÉTUDE PHÉNOMÉNOLOGIQUE

2.1	Le quark top	35
2.1.1	Production du quark top.	36
2.1.2	Désintégration du quark top.	37
2.2	Secteur du top du SME.	38
2.3	Référentiel de l'expérience CMS.	44
2.3.1	Changement de mesure temporelle	45
2.3.2	Rotation SCF → CMS	48
2.3.3	Les quantités $A^{\mu\nu}$	51
2.3.4	Les équations	53
2.3.5	Représentation graphique	55
2.4	Sensibilité des collisionneurs futurs.	56
2.4.1	Precision attendue au LHC Run II.	56
2.4.2	Projection pour les collisionneurs futurs	59
2.5	Conclusion	63

2.1 LE QUARK TOP

Le quark top est la particule élémentaire la plus lourde connue à ce jour. Sa masse très élevée en fait un candidat très sérieux à la découverte de physique nouvelle. En effet, si les couplages de nouvelle physique suivent les même tendances que le couplage de Yukawa, il est alors attendu de voir se manifester des phénomènes autour du quark top préférentiellement.

$$m_t^{\text{Tevatron + LHC}} = 172.76 \pm 0.30 \text{ GeV} \quad (2.1)$$

Le quark top fut découvert en 1995 au Tevatron par les expériences CDF et $D\emptyset$. Cependant, son existence fut prédicta plusieurs années avant son observation. Le quark b , découvert en 1977, se désintègre par interaction faible. Il appartient donc à un doublet $SU(2)_L$, dont le partenaire est le quark top.

Le LHC est une usine à top, il est donc un contexte idéal à l'étude des théories au-delà du Modèle Standard. Dans cette section, est présenté un résumé des propriétés du quark top.

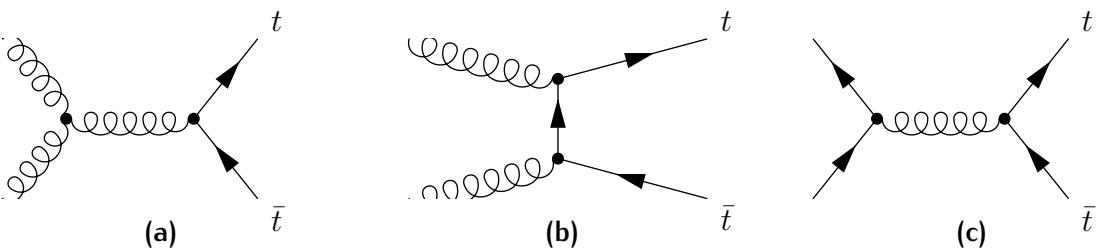


FIG. 2.1: Diagrammes de Feynman de production de paires $t\bar{t}$ par fusion de gluons (a, b), ainsi que par annihilation de quarks (c).

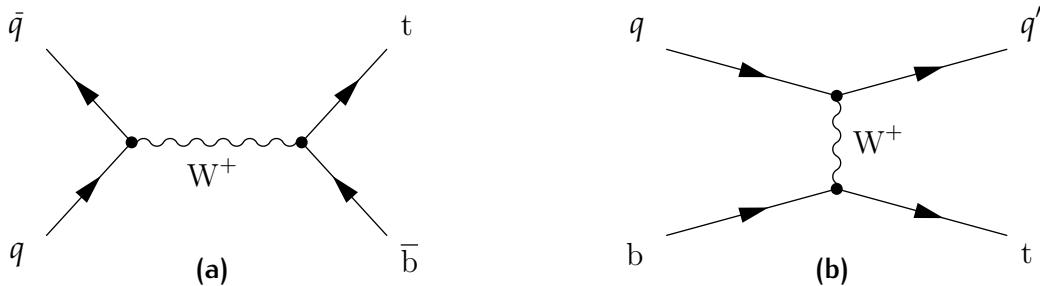


FIG. 2.2: Diagrammes de Feynman de la production de quark top célibataire, en voie s (a) et en voie t (a)

2.1.1 PRODUCTION DU QUARK TOP.

2.1.1.1 Production par paire

Dans les collisionneurs hadroniques tels que le LHC, la production dominante est la production par paire de quark top-antitop (production $t\bar{t}$). Au LHC RunII à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ la section efficace est $\sigma_{t\bar{t}} = 831.8 \text{ pb}$ avec une incertitude relative d'environ 6 % [35]. Les modes sont distribués avec 88.6 % de production par fusion de gluons contre 11.4 % par annihilation quark-antiquark. La figure Fig.2.1 résume les diagrammes de Feynmann des différents mode de production de paire $t\bar{t}$.

2.1.1.2 Production célibataire

Un deuxième mode de production permet de produire des quarks top célibataires, *via* l'interaction faible. Trois canaux de production existent à l'arbre, présentés dans les figures Fig.2.2, Fig.2.3. Le diagramme Fig.2.2b, connu sous le nom de voie t, est le processus dominant, avec une section efficace NNLO approché de $\sigma_{t+\bar{t}} = 215 \text{ pb}$ avec une incertitude relative d'environ 1 % [36].

Les deux autres canaux sont la voie s (Fig.2.2a) et la production associée d'un quark top et d'un boson W (voie tW Fig.2.3).

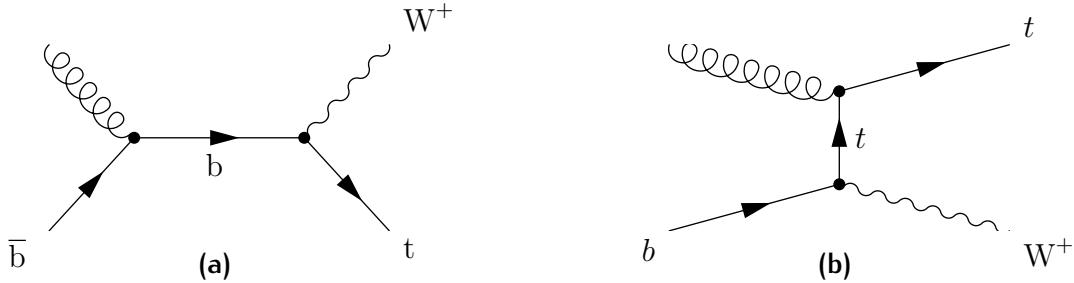


FIG. 2.3: Diagrammes de Feynman de la production associée d'un quark top célibataire et d'un boson W (voie tW).

Canal	Rapport d'embranchement (Γ_i/Γ)
$e^- + \nu_e$	$11.10 \pm 0.30\%$
$\mu^- + \nu_\mu$	$11.40 \pm 0.20\%$
$\tau + \nu_\tau$	$11.10 \pm 0.90\%$
$q\bar{q}$	$66.5 \pm 1.4\%$

TAB. 2.1: Rapports d'embranchements des différents canaux de désintégration du boson W [10].

2.1.2 DÉSINTÉGRATION DU QUARK TOP.

La durée de vie mesurée du quark top est d'environ 3.3×10^{-25} s [10]. Ce temps de vie est inférieur au temps hadronisation ($\tau_{\text{hadronisation}} \simeq 3 \times 10^{-24}$ s) ce qui implique que le quark top se désintègre avant de s'hadroniser. Il offre donc une possibilité unique d'étudier un quark dans un état non-lié.

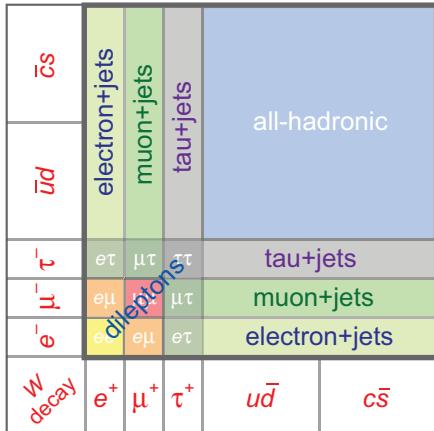
Le quark top se désintègre uniquement par interaction faible, selon trois modes de désintégration : $t \rightarrow bW^+$, $t \rightarrow sW^+$ et $t \rightarrow dW^+$. En utilisant la matrice CKM (1.33) on observe que le terme $|V_{tb}|^2 = 0.999\,172 \pm 0.000\,024$ est hautement dominant. Ainsi, le quark top se désintègre majoritairement en $t \rightarrow bW^+$.

L'état final exact de la désintégration du quark top dépend de la désintégration du W , qui se désintègre environ 33 % du temps en lepton - neutrino, et 67 % en paire de quark-antiquark. Les rapports d'embranchements exacts de la désintégration du W sont résumés dans la table TAB.2.1.

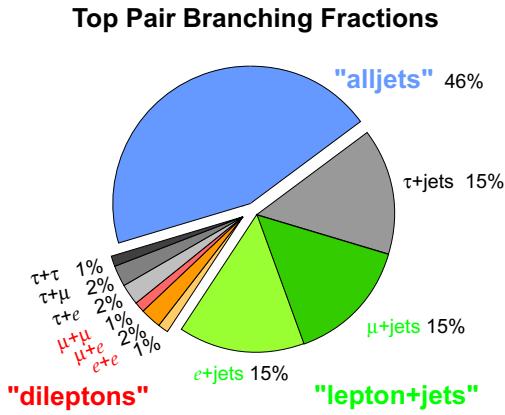
Lors d'une production par paire, les deux quarks top vont se désintégrer de façon indépendante. Le W ayant 4 modes de désintégration, l'état final d'une désintégration $t\bar{t}$ peut être classé en 3 catégories :

- Les deux W se désintègrent en $\ell + \nu_\ell$. On parle alors de désintégration di-leptonique (canal di-lepton).
- Un W se désintègre en $\ell + \nu_\ell$, et le deuxième en $q\bar{q}$. C'est le canal semi-leptonique, aussi appelé lepton + jets.

Top Pair Decay Channels



(a)



(b)

FIG. 2.4: Canaux de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ (a) et rapports d'embranchements des différents canaux de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ (b).

- Finalement, les deux W peuvent aussi se désintégrer en $q\bar{q}$. On parle dans ce cas de canal tout-hadronique.

Cette classification est résumée dans la figure Fig.2.4a. Les rapports d'embranchements associés à chaque canal de désintégration sont résumés Fig.2.4b. On constate ainsi qu'environ 46 % des paires $t\bar{t}$ se désintègrent dans le canal tout-hadronique, ~45 % dans le canal semi-leptonique, et ~9 % dans le canal di-leptonique. Les diagrammes de Feynman associés à ces désintégrations sont présentés dans la figure FIG.2.5.

2.2 SECTEUR DU TOP DU SME

Dans le contexte d'un SME minimal, il est possible de construire une densité Lagrangienne impliquant une violation de symétrie de Lorentz dans le secteur du quark top. Cette forme prend les mêmes conventions que celles exposées dans le chapitre Modèle Standard 1. Exposée dans [25], avec Q_A les doublets gauche de quarks et U_A les singlets droits, la densité Lagrangienne prend la forme :

$$\mathcal{L} \supset \frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu Q_B + \frac{i}{2}(c_U)_{\mu\nu AB} \bar{U}_A \gamma^\mu \overset{\leftrightarrow}{D}^\nu U_B \quad (2.2)$$

Les coefficients $(c_Q)_{\mu\nu AB}$ et $(c_U)_{\mu\nu AB}$ présents dans l'équation contrôlent l'amplitude de violation de la symétrie de Lorentz. En se focalisant sur le quark top, on écrit l'expression de la densité lagrangienne précédemment nommée seulement pour la troisième génération $A = B = 3$. En exprimant la dérivée covariante en termes d'inter-

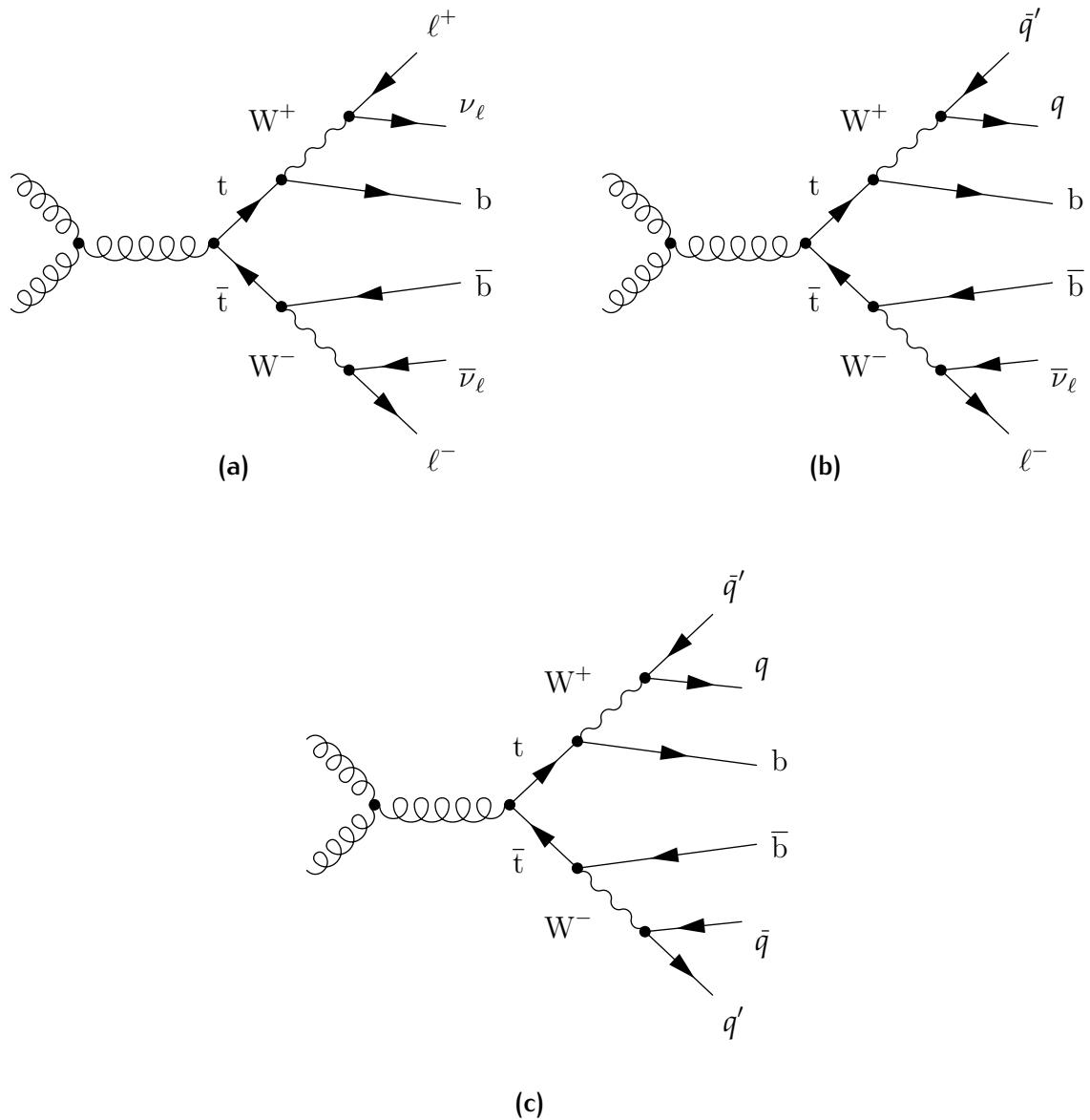


Fig. 2.5: Diagrammes de Feynman de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal di-leptonique (a), dans le canal semi-leptonique (b), ainsi que dans le canal tout-hadronique (c).

actions des champs de quarks avec les bosons d'interaction faible W_μ^\pm et les bosons d'interaction forte G_μ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset & \frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu 33}\bar{t}_L\gamma^\mu\overset{\leftrightarrow}{\partial}{}^\nu t_L + \frac{i}{2}(c_U)_{\mu\nu 33}\bar{t}_R\gamma^\mu\overset{\leftrightarrow}{\partial}{}^\nu t_R + \frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu 33}\bar{b}_L\gamma^\mu\overset{\leftrightarrow}{\partial}{}^\nu b_L \\ & + \frac{gV_{tb}}{\sqrt{2}}(c_Q)_{\mu\nu 33}(W^{-\nu}\bar{b}_L\gamma^\mu t_L + W^{+\nu}\bar{t}_L\gamma^\mu b_L) \\ & + g_s c_{\mu\nu}(\bar{t}\gamma^\mu G^\nu t + \bar{b}\gamma^\mu G^\nu) \end{aligned} \quad (2.3)$$

avec

$$(c_Q)_{\mu\nu 33} = (c_L)_{\mu\nu} \quad (c_U)_{\mu\nu 33} = (c_R)_{\mu\nu} \quad (2.4)$$

A ce stade, il est commode d'introduire les nouveaux coefficients $c_{\mu\nu}$ et $d_{\mu\nu}$:

$$c_{\mu\nu} = \frac{1}{2}((c_L)_{\mu\nu} + (c_R)_{\mu\nu}) \quad d_{\mu\nu} = \frac{1}{2}((c_L)_{\mu\nu} - (c_R)_{\mu\nu}) \quad (2.5)$$

Il faut admettre (la preuve sera formulée dans la suite) que chacun de ces coefficients de Wilson peut être considéré symétrique et de trace nulle sans perte de généralité.

$$\text{Tr}(c) = 0, \quad c^T = c \quad (2.6)$$

Pour résumer, en ne regardant que les termes relatifs au quark top et en incluant chaque coefficient, notre densité lagrangienne pour la partie cinétique du quark top s'écrit :

$$\mathcal{L}_t^{\text{LIV}} = \frac{i}{2}(c_L)_{\mu\nu}\bar{t}_L\gamma^\mu\overset{\leftrightarrow}{D}{}^\nu t_L + \frac{i}{2}(c_R)_{\mu\nu}\bar{t}_R\gamma^\mu\overset{\leftrightarrow}{D}{}^\nu t_R \quad (2.7)$$

$$\mathcal{L}_t^{\text{LIV}} = \frac{i}{2}c_{\mu\nu}\bar{t}\gamma^\mu\overset{\leftrightarrow}{D}{}^\nu t + \frac{i}{2}d_{\mu\nu}\bar{t}\gamma^5\gamma^\mu\overset{\leftrightarrow}{D}{}^\nu t \quad (2.8)$$

En respectant les relations de chiralité des bi-spineurs :

$$t_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)t, \quad t_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)t$$

2.2.0.1 Éléments de matrice

Dans le cas de la production $t\bar{t}$ deux modes distincts vont être en jeu au LHC, la production par annihilation quark-antiquark et la production par fusion de gluons. Il est à noter que la proportion de mode de production dépend de l'énergie au centre de masse. Ainsi à l'énergie du Tevatron la production par fusion de gluon représente 15 % des modes de production, contre 88.6 % au LHC pour le Run II.

Pour la suite de ce travail, l'article de Kostelecký, Berger et Liu [37] fournit la forme des éléments de matrice de la production $t\bar{t}$ ainsi que des désintégrations des quarks top. Dans le cadre du Modèle Standard, l'élément de matrice est donné par :

$$|\mathcal{M}|_{\text{SM}}^2 = P F \bar{F} \quad (2.9)$$

Les quantités P , F et \bar{F} représentent respectivement les facteurs de production, de désintégration du top et de désintégration de l'antitop. P est lui même décomposé en deux termes : annihilation quark/antiquark et fusion de gluon. Dans la suite, seul P sera développé dans un cadre illustratif. Les écritures explicites des éléments de matrice sont disponibles dans [37].

$$P_{q\bar{q}} = \frac{8g_s^4}{9s^2} [(p_q \cdot p_t)(p_{\bar{q}} \cdot p_{\bar{t}}) + (p_q \cdot p_{\bar{t}})(p_{\bar{q}} \cdot p_t) + (p_q \cdot p_{\bar{q}})m_t^2] \quad (2.10)$$

Où s, t et u représentent les variables de Mandelstahm :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_t + p_{\bar{t}})^2 \\ t &= (p_2 - p_t)^2 = (p_1 - p_{\bar{t}})^2 \\ u &= (p_1 - p_t)^2 = (p_2 - p_{\bar{t}})^2 \end{aligned}$$

p_1 et p_2 sont les 4-moments des deux gluons.

L'élément de matrice généré par le SME portant les coefficients $c_{\mu\nu}$ impliquant la violation de Lorentz s'écrit :

$$|\mathcal{M}|_{\text{SME}}^2 = P F \bar{F} + (\delta P) F \bar{F} + P (\delta F) \bar{F} + P F (\delta \bar{F}) \quad (2.11)$$

Où :

$$\begin{aligned} \delta P = \frac{g_s^4}{18E^4} c_{\mu\nu} [& (p_q \cdot p_t) (p_{\bar{q}}^\mu p_{\bar{t}}^\nu + p_{\bar{t}}^\mu p_{\bar{q}}^\nu) \\ & + (p_q \cdot p_{\bar{t}}) (p_{\bar{q}}^\mu p_t^\nu + p_t^\mu p_{\bar{q}}^\nu) \\ & + (p_{\bar{q}} \cdot p_t) (p_q^\mu p_{\bar{t}}^\nu + p_{\bar{t}}^\mu p_q^\nu) \\ & + (p_{\bar{q}} \cdot p_{\bar{t}}) (p_q^\mu p_t^\nu + p_t^\mu p_q^\nu) \\ & - (p_q \cdot p_{\bar{q}}) (p_{\bar{t}}^\mu p_t^\nu + p_t^\mu p_{\bar{t}}^\nu) \\ & - (p_t \cdot p_{\bar{t}} + m_t^2) (p_{\bar{q}}^\mu p_q^\nu + p_q^\mu p_{\bar{q}}^\nu)] \end{aligned} \quad (2.12)$$

Il est alors possible de ré-écrire l'expression (2.11) avec une la mise en facteur des coefficients de Wilson :

$$\delta P = c_{\mu\nu} P^{\mu\nu} \quad (2.13)$$

$$\delta F = c_{L\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.14)$$

$$\delta \bar{F} = c_{L\mu\nu} \bar{F}^{\mu\nu} \quad (2.15)$$

Dû au couplage gauche de l'interaction faible, la décomposition ne fait apparaître que le coefficient de Wilson de chiralité gauche ($c_{L\mu\nu}$) pour l'amplitude de désintégration du quark top.

2.2.0.2 Poids SME

Le rapport de sections efficaces SME/SM w , sera notre point de référence pour la mesure de violation de Lorentz.

$$w = \frac{\sigma_{\text{SME}}}{\sigma_{\text{SM}}} \quad (2.16)$$

Sous l'hypothèse que la densité de probabilité partonique (PDF) dans le proton n'est pas modifiée (ce qui est le cas si seul le quark top possède des coefficient provenant du SME non nuls) et si l'expression de l'espace de phases reste identique (ce, en négligeant les modifications des relations de dispersion au second ordre) alors on peut considérer que

$$\begin{aligned}
 w &\approx \frac{|\mathcal{M}|_{\text{SME}}^2}{|\mathcal{M}|_{\text{SM}}^2} \\
 &= \frac{PFF + (\delta P)F\bar{F} + P(\delta F)\bar{F} + PF(\delta\bar{F})}{PFF} \\
 &= 1 + \frac{\delta P}{P} + \frac{\delta F}{F} + \frac{\delta\bar{F}}{\bar{F}} \\
 &= 1 + c_{\mu\nu} \frac{P^{\mu\nu}}{P} + c_{L\mu\nu} \left(\frac{F^{\mu\nu}}{F} + \frac{\bar{F}^{\mu\nu}}{\bar{F}} \right) \quad (\text{voir (2.13)}) \\
 &= 1 + c_{\mu\nu} A_P^{\mu\nu} + c_{L\mu\nu} A_F^{\mu\nu}
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

Les quantités $A^{\mu\nu}$ seront les observables de l'analyse phénoménologique. Il est à noter que dans le contexte d'une production $t\bar{t}$, les désintégrations du quark top et de son anti-partenaire apparaissent systématiquement ensemble, la distinction de leur amplitude F et \bar{F} n'est pas nécessaire d'où leur concaténation dans l'unique matrice d'observable A_F .

Il est maintenant possible d'introduire les équations de section efficace de production $t\bar{t}$ dans le cadre du SME pour chaque couple de coefficient de Wilson :

$$\sigma_{\text{SME}} = \sigma_{\text{SM}} \left(1 + c_{L\mu\nu} \left(\frac{A_P^{\mu\nu}}{2} + A_F^{\mu\nu} \right) + c_{R\mu\nu} \frac{A_P^{\mu\nu}}{2} \right) \tag{2.18}$$

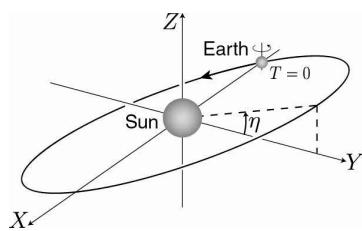
$$\sigma_{\text{SME}} = \sigma_{\text{SM}} (1 + c_{\mu\nu} (A_P^{\mu\nu} + A_F^{\mu\nu}) + d_{\mu\nu} A_F^{\mu\nu}) \tag{2.19}$$

2.2.0.3 Expériences terrestre

Nous voulons mesurer les coefficients de Wilson. La méthode pour pouvoir observer un signal est de poser un référentiel privilégié. Une fois ce référentiel fixé, la transformation qui amènera dans le référentiel du laboratoire sera une transformation particulière. Ainsi la symétrie de Lorentz sera brisée et apparaîtront des termes non compensés dans la section efficace qui donneront des signatures caractéristiques. Sachant que les expériences mesurant la cinétique du quark top sont terrestres, le référentiel astucieux est un référentiel fixe par rapport à la Terre. Le référentiel conventionnel est le référentiel centré sur le soleil (ou SCF pour *Sun Centered Frame*). La puissance de cette approche réside dans le fait que les coefficients représentent des constantes de l'espace-temps (des *vev* de $SO(1, 3)$), une contrainte sur un coefficient sera une contrainte pour le SME indépendamment du choix du référentiel fixe de départ.

Un choix de référentiel plus intuitif aurait pu être le Fond Diffus Cosmologique, mais ce dernier est bien plus complexe que le SCF pour construire la matrice de passage entre les bases.

La base SCF $\{X, Y, Z\}$ est définie par :



- ▷ Axe Z : colinéaire à l'axe de rotation de la Terre.
- ▷ Axe X : pointe vers le point vernal d'équinoxe (voir FIG.2.6).
- ▷ Axe Y : complète la base directe.

Les points vernaux sont les points d'intersection entre deux plans : le plan écliptique (plan de révolution) et le plan équatorial (plan de rotation de la Terre sur elle-même).

Au cours de son mouvement, le Soleil croise les points vernaux, l'un en passant de l'hémisphère Nord à l'hémisphère Sud, c'est le nœud descendant, l'autre en passant de l'hémisphère Sud à l'hémisphère Nord, c'est le nœud ascendant. On nomme point vernal d'équinoxe (parfois appelé *point d'équinoxe de printemps* ou encore *point γ*) le nœud ascendant.

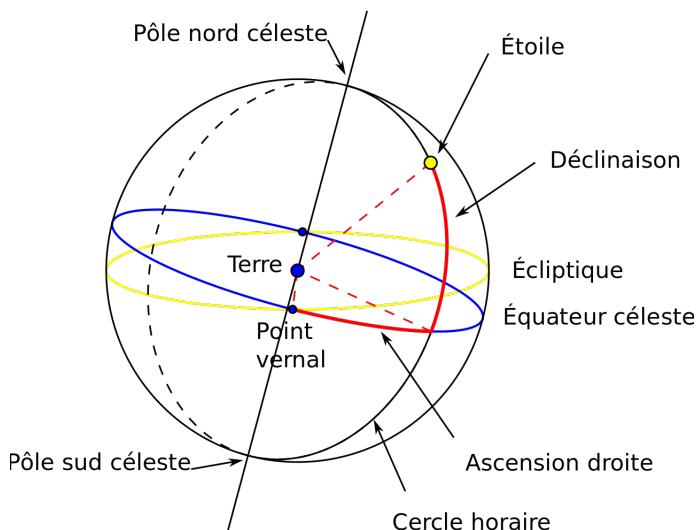


FIG. 2.6: Point Vernal quand le soleil passe de l'hémisphère Sud au Nord

En raison de la précession des équinoxes (effet gravitationnel) et de la nutation (effet géométrique dû à l'orbite non pas circulaire mais ellipsoïdale) de la Terre, le point vernal oscille et revient à sa position en 260 siècles. En raison de ce mouvement, on considère comme référence les coordonnées du point vernal au 1er Janvier 2000 à midi UTC (date nommée J2000).

Pour passer du SCF au référentiel de la Terre il faut prendre en compte les trois transformations de Lorentz suivantes :

LE BOOST ORBITAL DE LA TERRE La Terre possède une vitesse orbitale moyenne $v_{\oplus} \sim 29.783 \text{ km s}^{-1}$ ou de manière relativiste $\beta_{\oplus} \approx 1 \times 10^{-4}$. Au LHC à 13 TeV, les

\sqrt{s} de la collision	Vitesse en GeV	Vitesse en m s^{-1}	β
13 TeV	401.299	$6.874\,65 \times 10^8$	2.293 14
14 TeV	415.371	$7.115\,72 \times 10^8$	2.373 55
27 TeV	572.736	$9.811\,53 \times 10^8$	3.272 77
100 TeV	1128.42	1.9331×10^9	6.448 14

TAB. 2.2: Vitesse moyenne d'un quark top généré dans une collision p-p pour différentes valeurs d'énergies \sqrt{s} au centre-de-masse, avec une erreur $\sim 1\%$.

quarks top auront un facteur relativiste en moyenne de $\beta_t = 2.2931$ (voir TAB.??). En utilisant la relation de combinaison des vitesses relativiste, on a :

$$\beta_{t+\oplus} = \frac{\beta_t + \beta_\oplus}{1 + \beta_t \beta_\oplus} = \frac{10^{-4} + 2.29}{1 + 2.29 \times 10^{-4}} = 2.2927 \approx \beta_t \quad (2.20)$$

Le boost de la Terre est négligeable devant celui des quarks top créés au LHC.

LA RÉVOLUTION DE LA TERRE La révolution de la Terre s'étale sur un an. Ainsi les effets de cette rotation sont très ténus. De plus le LHC n'est pas actif continûment sur une année entière. La sous-activité hivernale, par exemple, introduit des biais statistiques important.

LA ROTATION DE LA TERRE SUR ELLE-MÊME Journalière, elle est la transformation de Lorentz qui va le plus intensément influer sur l'impulsion des quarks top en jeu.

Malgré ces trois transformations, seule la rotation de la Terre sur elle-même n'est pas négligeable. La rotation dépendante d'un paramètre temporel t a pour incidence une transformations des tenseurs $A^{\mu\nu}$:

$$A_{\odot}^{\alpha\beta} \rightarrow R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{\oplus}^{\alpha\beta} \quad (2.21)$$

où \odot représente le SCF, \oplus un référentiel terrestre et les R_α^μ sont les rotations du référentiel de la Terre vers SCF. En vertu de la violation de la symétrie de Lorentz les lois physiques vont répondre aux équations suivantes :

$$\sigma_{\text{SME}} = \left(1 + (c_L)_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{L\oplus}^{\alpha\beta} + (c_R)_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{R\oplus}^{\alpha\beta} \right) \sigma_{\text{SM}} \quad (2.22)$$

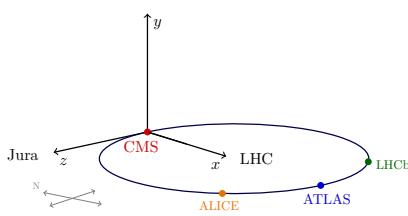
$$\sigma_{\text{SME}} = \left(1 + c_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{C\oplus}^{\alpha\beta} + d_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{D\oplus}^{\alpha\beta} \right) \sigma_{\text{SM}} \quad (2.23)$$

2.3 RÉFÉRENTIEL DE L'EXPÉRIENCE CMS

L'étude physique se fera dans le cadre de l'expérience CMS dont une présentation sera faite au chapitre suivant. Pour construire notre modèle phénoménologique, il nous

faut donc définir le référentiel de CMS puis établir la transformation de référentiels. Le référentiel de CMS est introduit plus précisément dans le chapitre suivant 3.2.1.

La base CMS $\{x, y, z\}$ est définie par [38]



- ▷ Axe x : pointe vers le centre de l'anneau du LHC.
- ▷ Axe z : tangent au LHC avec un sens trigonométrique.
- ▷ Axe y : normal au plan du LHC.

2.3.1 CHANGEMENT DE MESURE TEMPORELLE

Plusieurs définitions ont cours. Il est donc impératif de faire un lien entre le temps sidéral (temps GMST), pratique pour l'étude des évènements astronomiques comme la rotation de la Terre sur elle-même, et le temps Unix (temps UTC) qui est le temps utilisé par la collaboration CMS.

TEMPS ATOMIQUE INTERNATIONAL (SI) Il s'agit de la définition de la seconde du Système International d'unités. Le Bureau International des Poids et Mesures la définit en 1967 comme « la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133».

TEMPS UNIVERSEL SOLAIRE (UT1) Le temps solaire est basé sur le croisement moyen du Soleil avec le méridien de Greenwich à 12h. Sa définition est nécessaire pour comprendre la définition du temps Unix (UTC). La moyenne est utilisée car la durée du jour solaire varie périodiquement à cause de l'excentricité de l'orbite de la terre. On définit ainsi la seconde par le biais de la période solaire T_{sol} :

$$T_{\text{sol}} = 86\,400 \text{ s(UT1)} \sim 86\,400.002 \text{ s(SI)} \quad (2.24)$$

TEMPS UNIVERSEL COORDONNÉ (UTC) Il s'agit d'un temps civil et également le temps fournit par le GPS du LHC sous forme de temps informatique ou temps Unix. Il est basé sur le temps atomique pour assurer une stabilité et l'exactitude. Cependant, il a pour but de se relier à la rotation de la Terre UT1. L'idée ici est de définir un temps qui diffère du temps SI d'un nombre entier de secondes. Par défaut les jours sont définis par 86 400 s(SI) mais de plus on maintient

$$|\text{UTC} - \text{UT1}| < 0.9 \text{ s} \quad (2.25)$$

en ajoutant aussi souvent qu'il le faut des « secondes intermédiaires»[39]. La distribution de ces secondes est présentée dans la figure Fig.???. Le temps UTC a pour origine le 1er Janvier 1970 minuit UTC. Cette origine se nomme l'*UNIX epoch*.

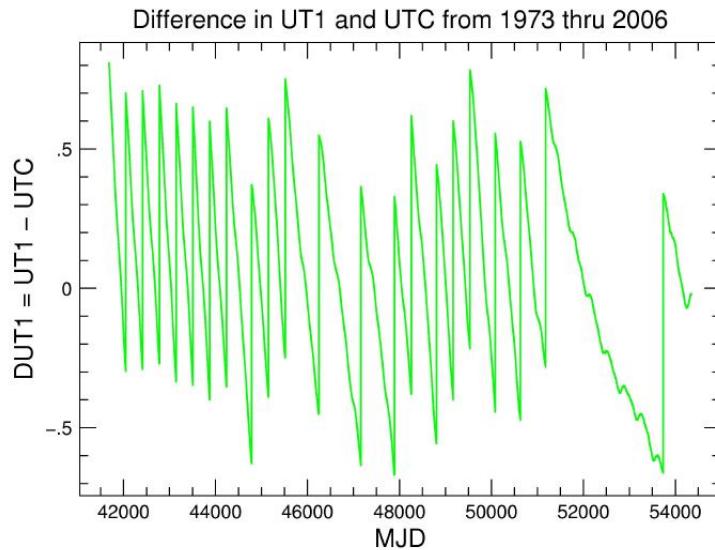


FIG. 2.7: Data Source : IERS Rapid Service/Prediction Center. MDJ correspond au Jour Julien Modifié, jour exprimé en temps sidéral (voir 2.3.1) avec origine au 17 novembre 1858 à minuit.

TEMPS SIDÉRAL AU MÉRIDIEN DE GREENWICH (GMST) On définit le jour sidéral comme le temps qu'il faudra à un astre donné (conventionnellement un quasar lointain) pour revenir à sa position. Formellement le temps GMST et le temps UT1 sont obtenus par une transformation linéaire fixe [40] utilisant une grandeur temporelle intermédiaire nommée jour Julien.

$$T_{\text{sid}} = 86\ 400 \text{ s(GMST)} = 86\ 164.0989 \text{ s(UT1)} = 86\ 164.1009 \text{ s(UTC)} \quad (2.26)$$

	Date	Jour Julien [40]
J2000 Epoch	1 Janvier 2000, 12:00:00 UT1	JD 2 451 545.0 UT1
Unix Epoch	1 Janvier 1970, 00:00:00 UTC	JD 2 440 587.5 UTC

TAB. 2.3: Résumé de différents temps initiaux conventionnels.

L'idée, ici, est que le choix du SCF comme référentiel privilégié induit l'utilisation du temps sidéral (avec J2000 comme origine) pour l'étude de la rotation de la Terre. Mais CMS va nous donner des temps type UTC (Unix). Pour passer de l'un à l'autre, on opère une transformation affine [40] :

$$\Omega_{\text{GMST}} t_{\text{SCF}} = \Omega_{\text{UTC}} t_{\text{CMS}} + \phi \quad (2.27)$$

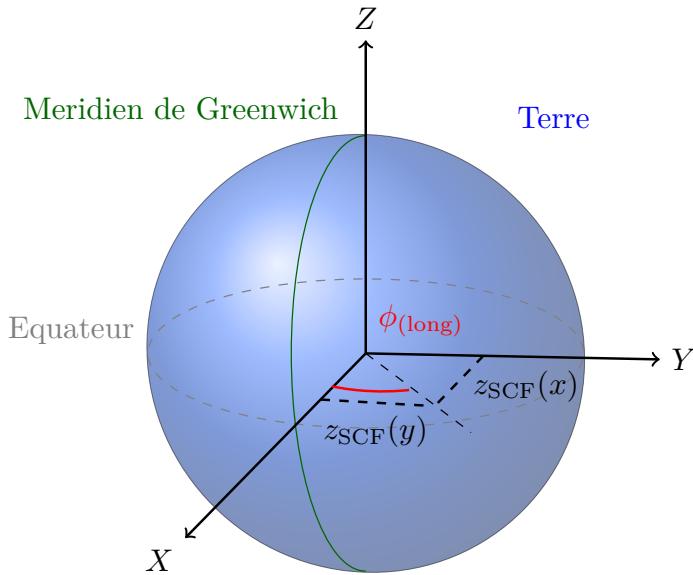


FIG. 2.8: Schéma de la longitude effective.

avec ϕ une phase et :

$$\Omega_{\text{GMST}} = \frac{2\pi}{T_{\text{sid}}(\text{GMST})} = \frac{2\pi}{86400} = 7.2722 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1} (\text{GMST}) \quad (2.28)$$

$$\Omega_{\text{UTC}} = \frac{2\pi}{T_{\text{sid}}(\text{SI})} = \frac{2\pi}{86164} = 7.2921 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1} (\text{SI}) \quad (2.29)$$

Il faut maintenant identifier la valeur de la phase. Il s'agit du passage de l'origine UNIX epoch à J2000 ($\phi_{\text{UNIX} \rightarrow \text{J2000}}$) mais également d'une longitude effective $\phi_{(\text{long})}$ décrit dans le paragraphe suivant.

Cela revient à connaître la position du méridien de Greenwich à l'UNIX epoch. Le calcul a déjà été fait pour nous [40] et cette transformation vaut :

$$t_{\text{UNIX} \rightarrow \text{J2000}} = 24\,055 \pm 6 \text{ s} (\text{GMST}) \quad (2.30)$$

pour

$$\phi_{\text{UNIX} \rightarrow \text{J2000}} = \Omega t_{\text{UNIX} \rightarrow \text{J2000}} = 1.7493 \text{ rad} = 100.23^\circ \quad (2.31)$$

La longitude effective $\phi_{(\text{long})}$ est définie comme l'angle entre le faisceau de protons et le méridien de Greenwich. En d'autres termes, $\phi_{(\text{long})}$ est la quantité qui porte l'information de la latitude et de l'azimut. Une représentation graphique de cet angle est présentée dans la figure FIG.??.

Pour trouver cette longitude effective, on applique la matrice de rotation SCF→CMS (voir section suivante) sur l'axe du faisceau de particules du LHC $z_{\text{CMS}} = (0, 0, 1)$ afin d'avoir l'expression de ce dernier dans le SCF :

$$z_{\text{SCF}} = R z_{\text{CMS}} \quad (2.32)$$

Date	Horaire	Temps Unix (s(UTC))
01-01-2016	00 : 00 : 00	1451606400
01-01-2017	00 : 00 : 00	1483228800
01-01-2018	00 : 00 : 00	1514764800

TAB. 2.4: Valeur des t_0 fixés au 1er Janvier Minuit de chaque année de prise de données du Run II du LHC.

Puis, grâce à une application trigonométrique, on obtient :

$$\phi_{\text{long}} = \arctan \left(\frac{z_{\text{SCF}}(x)}{z_{\text{SCF}}(y)} \right) = 1.5336 \text{ rad} = 87.8705^\circ \quad (2.33)$$

$$\boxed{\Omega_{\text{GMST}} t_{\text{sideral}} = \Omega_{\text{UT1/UTC}}(t_{\text{CMS}}) + \phi_{\text{Unix}} + \phi_{\text{long}}} \quad (2.34)$$

En temps Unix, les valeurs peuvent vite devenir extrêmement élevées. Il est donc très commode de définir un temps t_0 plus avancé (le 1er Janvier de l'année de la prise de données par exemple) pour alléger les valeurs numériques. Ces valeurs t_0 sont présentées dans le tableau TAB.??.

En guise d'application numérique, on déduit pour l'année 2017 que le temps sidéral est donné par :

$$\begin{aligned} t_{\text{sideral}} &= \frac{\Omega_{\text{UT1}}(t_{\text{CMS}} - t_0) + \phi_{\text{Unix}} + \phi_{\text{long}}}{\Omega_{\text{GMST}}} \\ &= \frac{7.2921 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}(\text{UT1}) \times (t_{\text{CMS}} - 1483\,228\,800) + 3.2830 \text{ rad}}{7.2722 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}(\text{GMST})} \end{aligned}$$

2.3.2 ROTATION SCF → CMS

Pour caractériser la rotation de la terre sur elle-même il faut faire appel à trois paramètres : les angles de latitude et d'azimut ainsi que la vitesse angulaire de la Terre. Le premier angle est la latitude λ , vieille coordonnée marine qui commence à l'équateur ($\lambda = 0^\circ$) et qui finit aux pôles ($\lambda = \pm 90^\circ$). Le deuxième angle est l'azimut θ au LHC [41]. L'azimut mesure l'angle entre un vecteur tangent à l'anneau (dans le sens horaire) et le vecteur colinéaire au méridien de Greenwich (orienté Nord).

Angle	Variable	radian (rad)	degrés ($^{\circ}$)
Azimut	θ	1.7677 ± 0.0001	101.2790 ± 0.0001
Latitude	λ	0.8082 ± 0.0001	46.309 ± 0.003
Longitude	ℓ	0.1061 ± 0.0001	6.0766 ± 0.0001

TAB. 2.5: Angles paramètres de la matrice de changement de base [41].

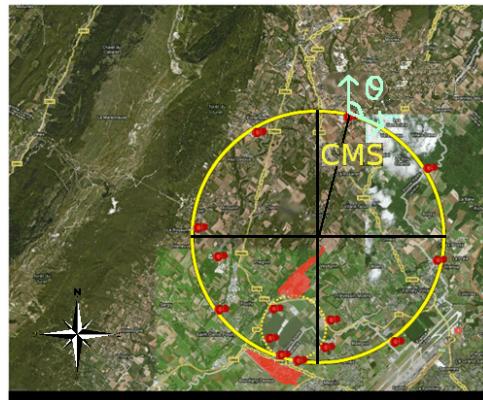


FIG. 2.9: Image Google Earth de l'anneau du LHC

Un résumé des angles est visible dans le tableau TAB.2.5.

On rappelle que le but est de passer par rotation du référentiel SCF au référentiel de CMS. La première étape est de définir une base au point 5 du LHC (CMS). On construit notre axe z suivant le faisceau dans le sens des aiguilles d'une montre et l'axe x perpendiculaire à z pointant vers le centre de l'anneau. On construit ensuite notre axe y de sorte à obtenir un repère orthonormé direct. La seconde étape est de construire la matrice de rotation R dépendante du temps qui nous permet la transition entre le SCF et le référentiel de CMS :

$$\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x, y, z) \xrightarrow{R(t)} \mathcal{B}_{\text{SCF}}(X, Y, Z)$$

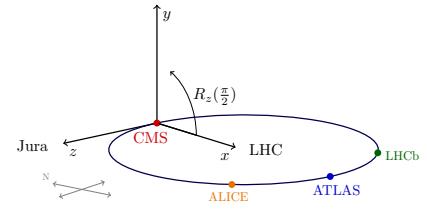
où \mathcal{B} représente les bases des référentiels. Dans la suite, toutes les rotations seront dans le sens trigonométrique.

2.3.2.1 Matrices de rotation

PREMIÈRE ROTATION $R_z(\frac{\pi}{2})$. C'est une rotation autour de l'axe z qui rend l'axe x normal au plan du LHC. Cela permet d'avoir l'axe x normal au plan tangent de

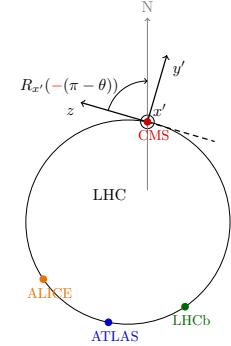
la Terre, à la localisation du LHC. La nouvelle base donnée par $\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x', y', z)$.

$$R_z \left(\frac{\pi}{2} \right) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$



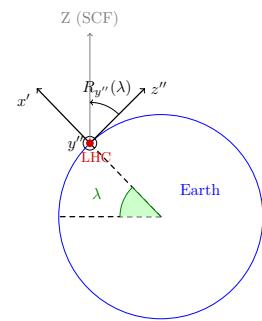
DEUXIÈME ROTATION $R_{x'}(\pi - \theta)$. On veut orienter l'axe z en direction du Nord. On tourne dans le sens trigonométrique autour de l'axe x' avec un angle $\pi - \theta$ (co-azimuth). La nouvelle base donnée par $\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x', y'', z'')$.

$$R_{x'}(-(\pi - \theta)) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\cos(\theta) & \sin(\theta) \\ 0 & 0 & -\sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix}$$



TROISIÈME ROTATION $R_{y''}(\lambda)$. Rotation autour de l'axe y'' pour faire coïncider l'axe z avec l'axe Z du SCF. La nouvelle base donnée par $\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x'', y'', Z)$.

$$R_{y''}(\lambda) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\lambda) & 0 & \sin(\lambda) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin(\lambda) & 0 & \cos(\lambda) \end{pmatrix}$$



QUATRIÈME ROTATION $R_Z(\Omega t)$. Une dernière rotation autour de l'axe Z a deux buts : suivre la rotation de la Terre au cours du temps et se synchroniser avec le SCF : $\{x'', y''\} \Rightarrow \{X, Y\}$.

$$R_Z(\Omega t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Omega t) & -\sin(\Omega t) & 0 \\ 0 & \sin(\Omega t) & \cos(\Omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Avec $\Omega t = \Omega_{\text{UTC}} t_{\text{CMS}} + \phi_{\text{Unix}} + \phi_{\text{longitude}}$

La matrice de rotation $SCF \rightarrow CMS$

En résumé :

$$R(\lambda, \theta) = R_y''(\lambda) R_{x'}(-(\pi - \theta)) R_z\left(\frac{\pi}{2}\right) R_Z(\Omega t) \quad (2.35)$$

$$R(\lambda, \theta, t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos(\Omega t)s_\lambda c_\theta + \sin(\Omega t)c_\lambda & -\cos(\Omega t)c_\lambda & -\cos(\Omega t)s_\lambda c_\theta - \sin(\Omega t)s_\theta \\ 0 & -\sin(\Omega t)s_\lambda c_\theta - \cos(\Omega t)c_\lambda & -\sin(\Omega t)c_\lambda & -\sin(\Omega t)s_\lambda c_\theta + \cos(\Omega t)s_\theta \\ 0 & -c_\lambda s_\theta & -s_\lambda & -c_\lambda c_\theta \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

2.3.3 LES QUANTITÉS $A^{\mu\nu}$

Pour calculer les observables $A^{\mu\nu}$ introduites dans (2.17), dans le référentiel de CMS, des simulations d'événements $t\bar{t} \rightarrow b\ell\bar{\nu}_\ell + \bar{b}\ell\nu_\ell$ ont été réalisées en générant des événements au niveau partonique avec MadGraph5-aMC@NLO [42] au premier ordre avec une pdf NNPDF2.3 LO [43] dans le Modèle Standard.

Énergie au centre de masse	Nombres d'événements	Type de collisions
13 TeV	5×10^{-6}	p-p

Les moyennes $\langle A^{\mu\nu} \rangle$ qui sont obtenues par moyenne arithmétique des $A^{\mu\nu}$ de chaque événement, sont utilisées à partir de maintenant comme observables. La pertinence de ce choix est visible en annexe à B.4.

Les $A^{\mu\nu}$ sont générées de manières différentes pour la production par annihilation quark/antiquark et pour la fusion de gluon [37]. Il est alors impératif de pondérer la valeur des $A^{\mu\nu}$ par leur ratio de production (noté ici Γ) simplement obtenu par le rapport du nombre d'événements par mode de production sur le nombre d'événements total. Ces ratios dépendent de l'énergie au centre de masse des réactions engendrant les productions. On peut voir dans la figure Fig.2.10 des histogrammes de la valeur des différentes composantes d'un matrice $A^{\mu\nu}$ donnée en terme de nombre d'occurrences. La totalité des histogrammes présentant les $\langle A^{\mu\nu} \rangle$ de chaque événement est présente en annexe B.1.

Au LHC à 13 TeV :

$$\langle A_{P_{q\bar{q}}}^{\mu\nu} \rangle = \begin{pmatrix} 1.178 \pm 0.007 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.004 \pm 0.008 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.195 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.195 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.004 \pm 0.008 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 2.890 \pm 0.007 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

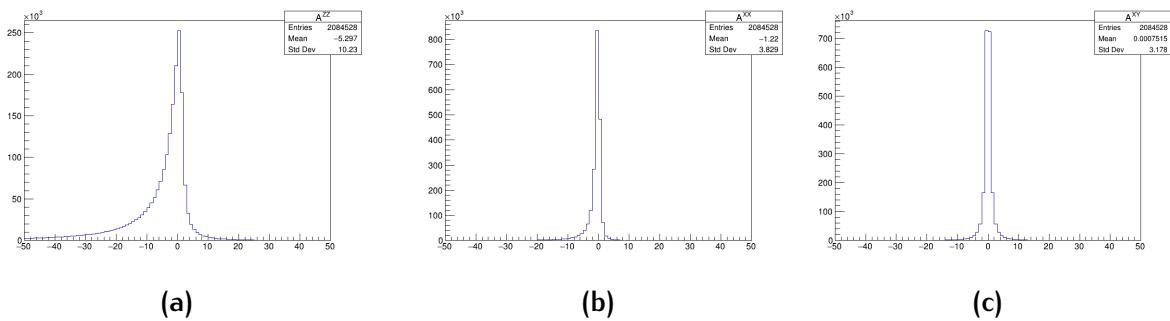


FIG. 2.10: Histogramme de valeur des composantes de la matrice $A_{\text{TOT}}^{\mu\nu} = \frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{2} A_{q\bar{q}}^{\mu\nu} + \frac{\Gamma_{gg}}{2} A_{gg}^{\mu\nu} + A_F^{\mu\nu}$ pour ZZ (a), XX (b) et XY (c).

avec $\Gamma_{q\bar{q}} = 0.114$

$$\langle A_{P_{\text{gg}}}^{\mu\nu} \rangle = \begin{pmatrix} 13.55 \pm 0.02 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.00 \pm 0.02 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.144 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.143 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.00 \pm 0.02 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 9.42 \pm 0.02 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

avec $\Gamma_{gg} = 0.886$

$$\langle A_F^{\mu\nu} \rangle = \begin{pmatrix} -31.2 \pm 0.3 & 0.04 \pm 0.05 & 0.00 \pm 0.05 & 0.00 \pm 0.3 \\ 0.04 \pm 0.05 & -1.798 \pm 0.02 & 0.00 \pm 0.02 & -0.01 \pm 0.04 \\ 0.00 \pm 0.05 & 0.00 \pm 0.02 & -1.81 \pm 0.02 & 0.05 \pm 0.04 \\ 0.00 \pm 0.3 & -0.01 \pm 0.04 & 0.05 \pm 0.04 & -20.4 \pm 0.2 \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Les incertitudes ont été calculées, sont purement statistiques et représentent l'incertitude sur la moyenne. Par exemple pour une terme $A_F^{\mu\nu}$ la déviation standard est donnée par :

$$\text{sd}(A_F^{\mu\nu}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum_{i=0}^N \frac{(A_F^{\mu\nu})_i^2 - \langle A_F^{\mu\nu} \rangle^2}{N^2}} \quad (2.40)$$

Les hypothèses de travail pour la suite :

$$\langle A^{XX} \rangle \cong \langle A^{YY} \rangle \quad (2.41)$$

$$\langle A^{\alpha\beta} \rangle \simeq 0 \quad \text{pour} \quad \alpha \neq \beta \quad (2.42)$$

Ces hypothèses ont également été testées par l'expérience DØ au Tevatron [29].

2.3.3.1 La fonction de modulation

La modulation de la section efficace au cours du temps est la signature caractéristique de la violation de Lorentz, il est donc nécessaire de construire un objet mathématique qui puisse en rendre compte. Dans un référentiel autre que le SCF on aura

$$w = 1 + f(t) \quad (2.43)$$

	Forme générale	$\langle A^{XX} \rangle$	$\langle A^{ZZ} \rangle$
$c_{L\mu\nu}$	$\frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{2} A_{q\bar{q}}^{\mu\nu} + \frac{\Gamma_{gg}}{2} A_{gg}^{\mu\nu} + A_F^{\mu\nu}$	-1.723	-16.107
$c_{R\mu\nu}$	$\frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{2} A_{q\bar{q}}^{\mu\nu} + \frac{\Gamma_{gg}}{2} A_{gg}^{\mu\nu}$	0.075	4.336
$c_{\mu\nu}$	$\Gamma_{q\bar{q}} A_{q\bar{q}}^{\mu\nu} + \Gamma_{gg} A_{gg}^{\mu\nu} + A_F^{\mu\nu}$	-1.648	-11.770
$d_{\mu\nu}$	$A_F^{\mu\nu}$	-1.798	-20.443

TAB. 2.6: Table de valeur des quantités $A^{\mu\nu}$ pour différents coefficients de Wilson

A l'aide des hypothèses des présentées dans (2.41), de la matrice de rotation (2.36) ainsi que des équations (2.18), on construit en prenant $x_{\mu\nu}$ un coefficient de Wilson quelconque :

$$\begin{aligned}
 f(t) &= x_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) \langle A^{\mu\nu} \rangle \\
 &= x_{\mu\nu} \left(R_T^\mu(t) R_T^\nu(t) \langle A^{TT} \rangle + 2R_X^\mu(t) R_X^\nu(t) \langle A^{XX} \rangle + R_Z^\mu(t) R_Z^\nu(t) \langle A^{ZZ} \rangle \right) \\
 &= x_{TT} \langle A^{TT} \rangle + x_{ij} \left(2R_X^i(t) R_X^j(t) \langle A^{XX} \rangle + R_Z^i(t) R_Z^j(t) \langle A^{ZZ} \rangle \right)
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

avec $i, j = X, Y, Z$. On observe ainsi que la contribution temporelle n'est effective que dans le cas de l'absence d'oscillation, ce qui représente une observable difficile à mesurer. En effet, une simple mise à l'échelle constante de la section efficace de production $t\bar{t}$ pourrait être interprétée comme une incertitude provenant de la QCD. Sont ainsi exclus tout poids ne générant pas d'oscillation.

Pour rappel, les formes des $A^{\mu\nu}$ dépendent du coefficient de Wilson qui leur est couplé. Un résumé de ces formes est donné dans la table TAB.2.6.

2.3.4 LES ÉQUATIONS

Le modèle standard ne provoquant aucune violation de symétrie de Lorentz se doit d'avoir une fonction de modulation $f(t)$ toujours nulle. Ainsi la fonction de modulation sera la signature d'une violation de Lorentz. On doit donc, pour l'analyse future, préparer les équations de $f(t)$.

Au vu de la forme de fonction de modulation, seuls les coefficients porteurs d'indices spatiaux seront effectifs. A l'observation des propriétés (2.6) seules les combinaisons de coefficients suivantes seront testables :

- ▷ $c_{XX} = -c_{YY}$ (trace nulle)
- ▷ $c_{XY} = c_{YX}$ (symétrie de $c_{\mu\nu}$)
- ▷ $c_{XZ} = c_{ZX}$ (symétrie de $c_{\mu\nu}$)

▷ $c_{YZ} = c_{ZY}$ (symétrie de $c_{\mu\nu}$)

Ces hypothèses ont également été testées par l'expérience DØ au Tevatron [29].

2.3.4.1 Établissement de l'équation de modulation pour $c_{XX} = -c_{YY}$

En considérant que seuls $c_{XX} = -c_{YY}$ sont non-nuls. On a :

$$\begin{aligned}
 \frac{f_{\text{SME}}^{(XX)}(t)}{c_{XX}} &= \left(\left(R_X^X R_X^X + R_Y^X R_Y^X \right) \langle A^{XX} \rangle + R_Z^X R_Z^X \langle A^{ZZ} \rangle \right) \\
 &= \left((-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta)^2 + (c_t c_\lambda)^2 \right) \langle A^{XX} \rangle + (-c_t s_\lambda c_\theta - s_t s_\theta)^2 \langle A^{ZZ} \rangle \\
 &= \underbrace{\left((s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2) \langle A^{XX} \rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{a_1} c_t^2 + \underbrace{\left(c_\theta^2 \langle A^{XX} \rangle + s_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{a_2} s_t^2 \\
 &\quad + 2s_t c_t s_\lambda c_\theta s_\theta \underbrace{\left(\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle \right)}_{a_3} \\
 &= \frac{a_1}{2} (\cos(2\Omega t) + 1) + \frac{a_2}{2} (1 - \cos(2\Omega t)) + a_3 \sin(2\Omega t) \\
 &= \left(\frac{a_1 + a_2}{2} \right) + \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \cos(2\Omega t) + a_3 \sin(2\Omega t) \\
 \\
 \frac{f_{\text{SME}}^{(YY)}(t)}{c_{YY}} &= \left(\left(R_X^Y R_X^Y + R_Y^Y R_Y^Y \right) \langle A^{XX} \rangle + R_Z^Y R_Z^Y \langle A^{ZZ} \rangle \right) \\
 &= \left((-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta)^2 + (s_t c_\lambda)^2 \right) \langle A^{XX} \rangle + (-s_t s_\lambda c_\theta + c_t s_\theta)^2 \langle A^{ZZ} \rangle \\
 &= \underbrace{\left((s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2) \langle A^{XX} \rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{a_1} s_t^2 + \underbrace{\left(c_\theta^2 \langle A^{XX} \rangle + s_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{a_2} c_t^2 \\
 &\quad - 2s_t c_t s_\lambda c_\theta s_\theta \underbrace{\left(\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle \right)}_{a_3} \\
 &= \frac{a_1}{2} (1 - \cos(2\Omega t)) + \frac{a_2}{2} (\cos(2\Omega t) + 1) + a_3 \sin(2\Omega t) \\
 &= \left(\frac{a_1 + a_2}{2} \right) - \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \cos(2\Omega t) - a_3 \sin(2\Omega t) \\
 \\
 f_{\text{SME}}^{(XX,YY)}(t) &= c_{XX} \frac{f_{\text{SME}}^{(XX)}(t)}{c_{XX}} - c_{XX} \frac{f_{\text{SME}}^{(YY)}(t)}{c_{YY}} \\
 \boxed{f_{\text{SME}}^{(XX,YY)}(t) = 2c_{XX} \left(\left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \cos(2\Omega t) + a_3 \sin(2\Omega t) \right)} & \tag{2.45}
 \end{aligned}$$

Les démonstrations des autres fonctions de modulation sont disponibles en annexe B.2.

2.3.4.2 Résumé des équations de modulation

On a finalement :

$$\begin{cases} f_{\text{SME}}^{(XX)}(t) = 2c_{XX} \left(\left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \cos(2\Omega t) + a_3 \sin(2\Omega t) \right) \\ f_{\text{SME}}^{(XY)}(t) = 2c_{XY} \left(\left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \sin(2\Omega t) - a_3 \cos(2\Omega t) \right) \\ f_{\text{SME}}^{(ZX)}(t) = 2c_{XZ} (a_4 \cos(\Omega t) + a_5 \sin(\Omega t)) \\ f_{\text{SME}}^{(YZ)}(t) = 2c_{YZ} (a_4 \sin(\Omega t) - a_5 \cos(\Omega t)) \end{cases} \quad (2.46)$$

avec

$$\begin{cases} a_1 = (s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2) \langle A^{XX} \rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \\ a_2 = (c_\theta^2 \langle A^{XX} \rangle + s_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle) \\ a_3 = s_\lambda c_\theta s_\theta (\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle) \\ a_4 = c_\lambda s_\lambda c_\theta^2 (\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle) \\ a_5 = s_\theta c_\lambda c_\theta (\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle) \end{cases} \quad (2.47)$$

2.3.5 REPRÉSENTATION GRAPHIQUE

Rappelant que les formes de $\langle A_{\mu\nu} \rangle$ sont dépendantes du coefficient de Wilson avec lequel elles sont contractées, on aura quatre fonctions $f(t)$ d'oscillation, un pour chaque coefficient de Wilson. Ici, ne sont présentées que les modulations pour les couples non-nuls de coefficient de Wilson pour la matrice $c_{L\mu\nu}$. Les autres sont disponibles en annexe B.3.

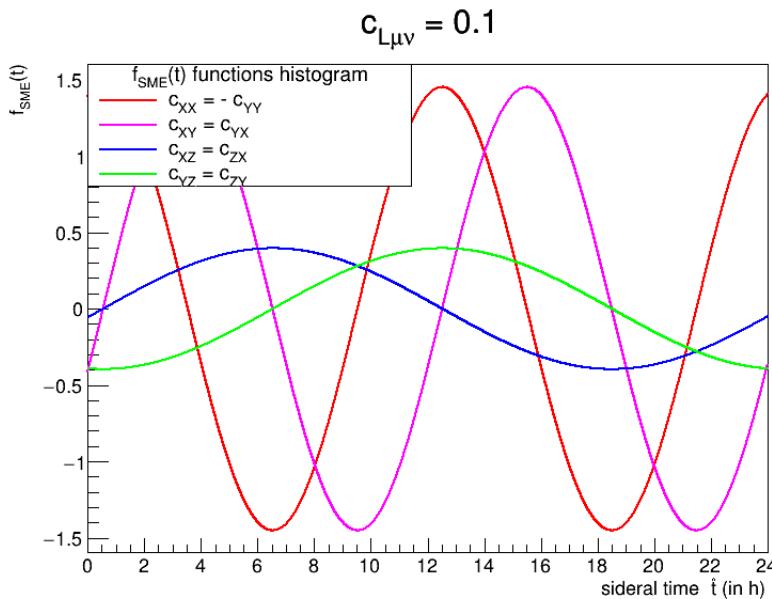


FIG. 2.11: Tracé des fonction $f(t)$ pour les différents couples de coefficient gauche non-nuls dans le scenario LHC 13 TeV.

Forme générale	\sqrt{s}	\mathcal{L}	Type de collision
Tevatron	1.96 TeV	5.3 fb^{-1}	p-p̄
LHC Run II	13 TeV	150 fb^{-1}	p-p
HL-LHC	14 TeV	3 ab^{-1}	p-p
HE-LHC	27 TeV	15 ab^{-1}	p-p
FCC-hh	100 TeV	15 ab^{-1}	p-p

TAB. 2.7: Caractéristiques des différents scenarii.

2.4 SENSIBILITÉ DES COLLISIONNEURS FUTURS

Dans cette section est présentée une étude de la précision attendue sur les coefficients de Wilson $c_{\mu\nu}$ dans différents scenarii de collisionneurs. Pour ce faire, les estimations seront faites en premier lieu pour le LHC Run II, puis elles seront extrapolées pour les autres scenarii. Les différences fondamentales entre les divers scenarii sont l'énergie au centre de masse \sqrt{s} de l'accélérateur de particules et la luminosité \mathcal{L} . Seront analysés le HL-LHC (High Luminosity LHC) et les hypothétiques HE-LHC (High Energy LHC) et FCC-hh (Futur Circular Collider hadron-hadron) dont les caractéristiques sont résumées dans TAB.2.7. Les résultats du Tevatron seront également indiqués à titre de comparaison.

2.4.1 PRÉCISION ATTENDUE AU LHC RUN II

Cette section a pour but d'établir la sensibilité attendue de l'expérience CMS sur les coefficients de Wilson $c_{\mu\nu}$ pour le Run II du LHC. Dans le contexte du Modèle Standard, la distribution du nombre d'événements est constante au cours du temps. Ceci pour les événements $t\bar{t}$ mais également pour les événements de bruit de fond qui sont considérés comme étant majoritairement de type top solitaire (présenté précédemment à 2.1.1.2). En répartissant les événements $t\bar{t}$ avec un bin pour une heure de temps sidéral, du fait de l'oscillation, il est possible d'évaluer la différence entre le modèle standard et la prédiction du SME comme vu dans la FIG.2.12.

2.4.1.1 Le nombre d'événements attendu à CMS

Pour évaluer le nombre d'événements de signal et de bruit de fond, nous utilisons les valeurs publiées par la collaboration CMS et présentes dans [45]. Cet article présente cependant des nombres d'événements observés pour une luminosité $\mathcal{L} = 2.2 \text{ fb}^{-1}$. Une projection pour atteindre la luminosité du Run II ($\mathcal{L} = 150 \text{ fb}^{-1}$) est nécessaire. Les valeurs après correction sont présentées dans la table TAB.2.8.

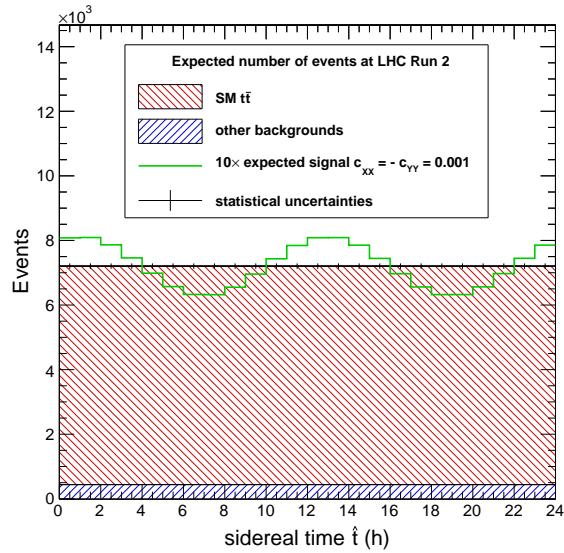


FIG. 2.12: Distribution avec 1 bin pour 1 heure sidérale du nombre d'événements $t\bar{t}$ [44].

Source	Nombre d'événements
	$e^\pm \mu^\mp (150 \text{ fb}^{-1})$
Bruit de fond total	$44405 \pm 750(\text{stat}) \pm 13322(\text{syst})$
Signal $t\bar{t}$	$676431 \pm 955(\text{stat}) \pm 408(\text{syst})$

TAB. 2.8: Nombres d'événements $t\bar{t} \rightarrow b\ell\bar{\nu}_\ell + \bar{b}\ell\nu_\ell$ observés à CM après projection pour le Run II du LHC ($\mathcal{L} = 150 \text{ fb}^{-1}$).

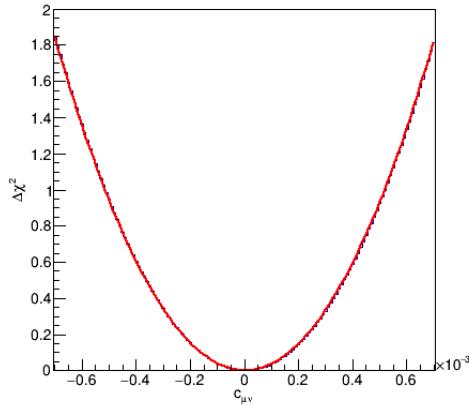


FIG. 2.13: Méthode χ^2 pour l'évaluation du coefficient $c_{\text{LXX}} = -c_{\text{LYY}}$.

2.4.1.2 La précision par test χ^2

Avec 2 % d'incertitude attribuée à la luminosité, 4 % à la mesure $t\bar{t}$ et 30 % au bruit de fond, le calcul de la précision est effectué par une méthode de χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{\text{bin}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \frac{(N_{i,\text{tot}} - (cf(t_i) + 1)N_{i,\text{signal}} - N_{i,\text{background}})^2}{\sigma_i^2} \quad (2.48)$$

Avec N_{bin} le nombre de bin dans l'histogramme, $N_{i,\text{tot}}$ le nombre total d'événements au i -ième bin, $N_{i,\text{signal}}$ nombre d'événements du signal, $N_{i,\text{background}}$ nombre d'événements de bruits de fonds. La fonction $f(t_i)$ représente la fonction de modulation en un bin de temps donné. c représente, ici, le paramètre du test χ^2 , également le coefficient de Wilson à tester.

De plus, le test χ^2 est dit Asimov, c'est à dire que l'on fait l'hypothèse que les fausses données ne contiennent que le Modèle Standard et on cherche la précision sur $c_{\mu\nu}$. Avec comme exemple le couple de coefficients $c_{\text{LXX}} = -c_{\text{LYY}}$, l'application de (2.48) permet de conclure que $c_{\text{LXX}} = 0 \pm 5.98 \times 10^{-4}$ (stat), voir FIG.2.13.

L'incertitude systématique est estimée avec une seconde méthode. Celle-ci consiste à directement intégrer notre incertitude systématique dans les histogrammes de signal et de bruits de fonds en faisant varier les fonds et la luminosité indépendamment. L'incertitude systématique est isolée par soustraction en quadrature (2.49).

$$\Delta c_{\text{syst}} = \sqrt{|\Delta c_{(\text{stat+syst})}^2 - \Delta c_{(\text{stat})}^2|} \quad (2.49)$$

Finalement en prenant l'incertitude systématique maximale, on a :

$$\Delta c_{\text{LXX}} = 0 \pm 5.98 \times 10^{-4} \text{ (stat)} \pm 4.06 \times 10^{-4} \text{ (syst)} < 7 \times 10^{-4} \text{ (stat + syst)} \quad (2.50)$$

L'incertitude totale est prise majorée. L'ensemble des incertitude attendues, dans le cadre du scenario de CMS au LHC Run II, pour les coefficient de Wilson $c_{\text{LXX}} = -c_{\text{LYY}}$ est résumé dans la TAB.2.9.

	Incertitudes Statistiques	Incertitudes Systématiques	Incertitudes Totales
$\Delta c_{LXX}, \Delta c_{LXY}$	5.98×10^{-4}	4.06×10^{-4}	7×10^{-4}
$\Delta c_{LXZ}, \Delta c_{LYZ}$	2.20×10^{-3}	1.53×10^{-3}	3×10^{-3}
$\Delta c_{RXX}, \Delta c_{RXY}$	2.08×10^{-3}	1.41×10^{-3}	3×10^{-3}
$\Delta c_{RXZ}, \Delta c_{RYZ}$	7.63×10^{-3}	5.39×10^{-3}	1×10^{-2}
$\Delta c_{XX}, \Delta c_{XY}$	8.40×10^{-4}	5.71×10^{-4}	1×10^{-3}
$\Delta c_{XZ}, \Delta c_{YZ}$	3.09×10^{-3}	2.41×10^{-3}	4×10^{-3}
$\Delta d_{XX}, \Delta d_{XY}$	4.66×10^{-4}	3.12×10^{-4}	6×10^{-4}
$\Delta d_{XZ}, \Delta d_{YZ}$	1.71×10^{-3}	1.21×10^{-3}	2×10^{-3}

TAB. 2.9: Résumé de l'ensemble des incertitudes estimées pour chaque coefficient à CMS dans le scénario du Run II du LHC.

2.4.2 PROJECTION POUR LES COLLISIONNEURS FUTURS

2.4.2.1 *L'influence de l'énergie au centre de masse*

Une première étude à mener est l'influence de \sqrt{s} sur les valeurs $\langle A_{\mu\nu} \rangle$ donc sur l'amplitude de modulation $\|f(t)\|$. Un nouvel ensemble de simulation MadGraph [?] est utilisé dont les caractéristiques sont résumées dans TAB.2.10.

Le résultat montre une évolution de l'amplitude de modulation avec l'énergie au centre-de-masse. Cette évolution est visible dans la figure FIG.2.14.

Scenario simulé	Énergie au centre de masse	Nombre d'évènements	Type de collisions
Tevatron	1.96 TeV	1×10^6	p- \bar{p}
LHC RunII	13 TeV	5×10^6	p-p
HL-LHC	14 TeV	1×10^6	p-p
HE-LHC	27 TeV	1×10^6	p-p
FCC	100 TeV	1×10^6	p-p

TAB. 2.10: Caractéristiques des simulations $t\bar{t} \rightarrow b\ell\bar{\nu}_\ell + \bar{b}\ell\nu_\ell$ avec MadGraph5

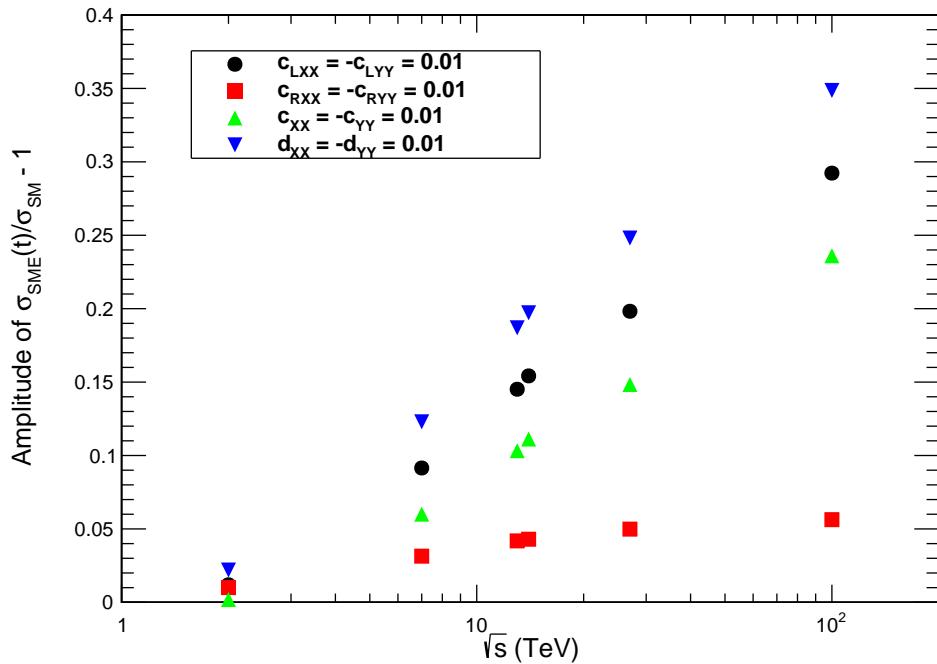


FIG. 2.14: Amplitude de $f(t)$ pour le Tevatron, LHC, HL-LHC, HE-LHC et FCC, pour $c_{XX} = -c_{YY} = 0.01$ [44].

Cette fonction de \sqrt{s} montre une forme en racine carrée. Une telle tendance n'étant pas explicitement présent dans les équations des éléments de matrice du SME, une étude plus approfondie a été entreprise. En effet, en reprenant l'équation (2.12), ...

Avec une nouvelle génération de simulation aux caractéristiques de TAB.2.10 mais avec l'absence de pdf, nous avons pu découvrir une tendance parabolique FIG.2.15.

2.4.2.2 L'influence de l'orientation du détecteur

Une influence intéressante dans la valeur de l'amplitude de modulation est l'orientation du détecteur. En effet, en reprenant les variables de latitude λ et d'azimut θ , nous pouvons observer des zones de différences d'amplitude. Pour établir l'équation du maximum d'amplitude fonction de λ et θ , on doit commencer par trouver le temps d'amplitude maximal t_{\max} puis le réintroduire dans la fonction f . Une démonstration approfondie se trouve en appendice B.5.

$$f'(t_{\max}) = 0 \quad (2.51)$$

Pour le cas $c_{XX} = -c_{YY}$:

$$t_{\max} = \frac{1}{2\Omega} \cot^{-1} \left(\frac{a_1 - a_2}{2a_3} \right) \quad (2.52)$$

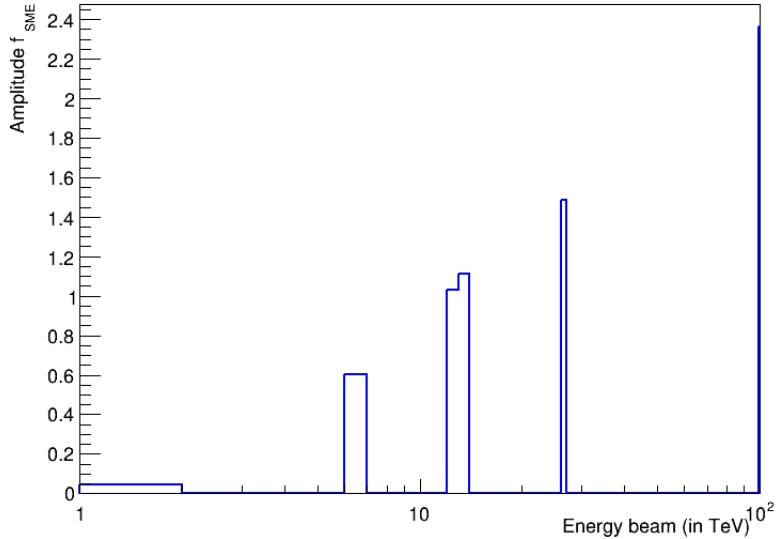


FIG. 2.15: Amplitude de $f(t)$ pour le Tevatron, LHC, HL-LHC, HE-LHC et FCC, pour $c_{\text{LXX}} = -c_{\text{LYY}} = 0.01$, pour des événements générés sans pdf.

On obtient ainsi :

$$f(\lambda, \theta) = 2c_{\text{XX}} \left(\left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \cos \left(\cot^{-1} \left(\frac{a_1 - a_2}{2a_3} \right) \right) + a_3 \sin \left(\cot^{-1} \left(\frac{a_1 - a_2}{2a_3} \right) \right) \right) \quad (2.53)$$

En faisant un tracé 2D de la fonction (2.53) :

Ce résultat montre la dépendance de l'orientation du détecteur de l'amplitude d'oscillation. Dans la figure Fig.2.16 on observe que l'orientation du détecteur CMS, comme celui d'ATLAS offre un plus grand maximum d'oscillation que D0. De plus on remarque que CMS et ATLAS ont tout deux la même amplitude, ceci s'explique du fait que les deux détecteurs ont une position opposée sur l'anneau du LHC. Cette tendance est dépendante de la fonction de modulation étudiée voir l'annexe B.16.

2.4.2.3 L'influence de la luminosité

Finalement la dernière influence majeure pour l'estimation des limites sera la luminosité, autrement dit le nombre d'événements mesurés. Elle augmentera la précision d'un facteur $1/\sqrt{N}$.

La dernière étape consiste à extrapoler linéairement les valeurs du nombre d'événements pour les futurs collisionneurs. En utilisant la même méthode de χ^2 présentée en (2.48), une table des précisions attendues sur les coefficient de Wilson de la partie cinétique du SME dans le secteur du quark top a été dressée.

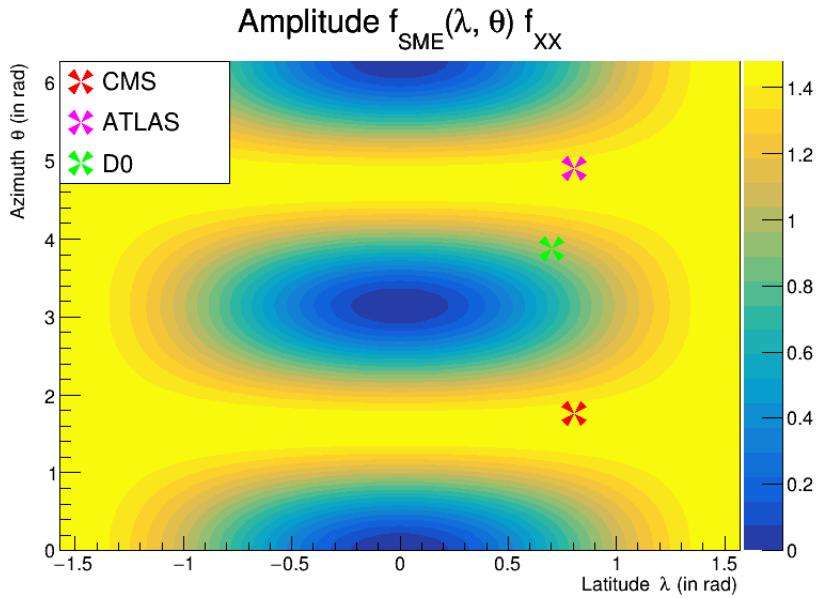


FIG. 2.16: Amplitude de $f(\lambda, \theta)$ fonction de la latitude et de l'azimut pour $c_{XX} = -c_{YY}$ dans un scénario à 13 TeV avec les orientations de détecteurs CMS, ATLAS et D \emptyset [46].

	D \emptyset	LHC (Run II)	HL-LHC	HE-LHC	FCC
$\Delta c_{LXX}, \Delta c_{LXY}$	1×10^{-1}	7×10^{-4}	2×10^{-4}	2×10^{-5}	5×10^{-6}
$\Delta c_{LXZ}, \Delta c_{LYZ}$	8×10^{-2}	3×10^{-3}	5×10^{-4}	8×10^{-5}	2×10^{-5}
$\Delta c_{RXX}, \Delta c_{RXY}$	9×10^{-2}	3×10^{-3}	5×10^{-4}	8×10^{-5}	5×10^{-5}
$\Delta c_{RXZ}, \Delta c_{RYZ}$	7×10^{-2}	1×10^{-2}	2×10^{-3}	4×10^{-4}	8×10^{-5}
$\Delta c_{XX}, \Delta c_{XY}$	7×10^{-1}	1×10^{-3}	2×10^{-4}	3×10^{-5}	9×10^{-6}
$\Delta c_{XZ}, \Delta c_{YZ}$	6×10^{-1}	4×10^{-3}	7×10^{-4}	1×10^{-4}	3×10^{-5}
$\Delta d_{XX}, \Delta d_{XY}$	1×10^{-1}	6×10^{-4}	1×10^{-4}	2×10^{-5}	8×10^{-6}
$\Delta d_{XZ}, \Delta d_{YZ}$	7×10^{-2}	2×10^{-3}	4×10^{-4}	8×10^{-5}	2×10^{-5}

Il est à noter que par rapport à l'expérience D \emptyset du Tevatron une augmentation majeure de la précision est attendue, de l'ordre de $10^2, 10^3$ pour le RunII du LHC. Un gain de précision de l'ordre de 10^5 à 10^6 pour le scénario du FCC-hh est également prévu.

Un résumé de ces résultats est disponible dans la publication du « The European Physical Journal C » : **Prospects for Lorentz invariance violation searches with top pair production at the LHC and future hadron colliders.**[44]

2.5 CONCLUSION

Finalement, nous avons vu que le secteur du quark top possède dans le cadre du SME des propriétés qui rendent riches les exploitations phénoménologiques. Du fait de l'utilisation du SCF comme référentiel privilégié, une étude sur le changement de référentiel à été nécessaire. Premièrement une compréhension des différentes définitions de temps à dû être clarifiée. Deuxièmement la rotation qui nous sert de matrice de passage entre le SCF et CMS à du être construit. Grâce à la rotation de la Terre par rapport au SCF, on a pu dégager un signal caractéristique d'une modulation au cours du temps. Nous avons, ensuite, pu montrer que la modulation voyait son amplitude dépendre de l'énergie au centre-de-masse de la collision et de l'orientation du détecteur. Ainsi, nous avons pu faire une estimation des précisions attendues pour l'observation de la section efficace dans diverses scénarii de collisionneurs. Cette précision toujours croissante avec les nouvelles générations de collisionneur est allée jusqu'à augmenter d'un facteur 10^5 à 10^6 par rapport à la mesure expérimentale de l'expérience DØ au Tevatron.

3

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

3.1	Large Hadron Collider	66
3.1.1	Accélération de protons	66
3.1.2	Les expériences	67
3.1.3	Luminosité	68
3.1.4	Pile-Up	69
3.2	L'expérience CMS (<i>Compact Muon Solenoid</i>)	70
3.2.1	Système de coordonnées	72
3.2.2	Aimant solénoïdal	73
3.2.3	Trajectographe silicium	73
3.2.4	Calorimètre électromagnétique	74
3.2.5	Calorimètre hadronique	78
3.2.6	Chambre à muons	79
3.2.7	Système déclencheur	80
3.3	Mesure de la luminosité	82

La particule élémentaire la plus massive du Modèle Standard est le quark top, avec une masse d'environ 173 GeV. Inexistant à l'état stable dans la nature, il est nécessaire de le produire pour l'étudier. Pour cela, il faut être en mesure de générer des particules beaucoup plus énergétiques. La stratégie pour cela est d'utiliser des accélérateurs qui permettent de faire se collisionner des particules à grande énergie (car accélérées) et ainsi de produire des objets beaucoup plus massifs.

On distingue deux grandes classes d'accélérateurs de particules :

LES ACCÉLÉRATEURS CIRCULAIRES Dans ces dispositifs les particules accélèrent le long d'un anneau. En permettant plusieurs rotations, on permet aux particules d'atteindre de très hautes énergies. Cependant, lors d'une rotation, les particules chargées sont soumises à l'effet synchrotron. Il s'agit d'un rayonnement dont la valeur est inversement proportionnel à rm^4 avec r le rayon de courbure et m la masse de la particule accélérée. Autrement dit, plus le rayon de courbure et la masse sont élevées, moins le rayonnement synchrotron amputera de l'énergie aux particules à collisionner. Cela implique l'utilisation de particules lourdes comme des protons pour minimiser la fuite d'énergie. Les protons n'étant pas élémentaires, leurs structures interne (partons) va générer lors d'une collision plusieurs phénomènes parasites impactant la précision des mesures.

LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES Comme leur nom l'indique, ils accélèrent les particules en ligne droite. Due à la trajectoire finie des particules accélérées, leur énergie à la collision sont limitées. Cependant, l'absence de rayonnement synchrotron permet d'utiliser des particules élémentaires de basse masse. En utilisant des particules comme l'électron, on assure des collisions extrêmement claires, ce qui permet d'effectuer des mesures de précisions.

Le LHC (*Large Hadron Collider*) [47] est un collisionneur circulaire p-p. Il est donc un excellent dispositif pour pouvoir étudier des phénomènes physiques en relation avec le quark top. Plusieurs détecteurs lui sont associés. Cette thèse utilise les données mesurées au LHC par le détecteur CMS *Compact Muon Solenoid* [38]. Ce chapitre a pour but de présenter en détails l'accélérateur ainsi que le détecteur.

3.1 LARGE HADRON COLLIDER

Le grand collisionneur de hadron est le plus puissant accélérateur de particules du monde avec 27 km de circonférence. Il est le successeur du LEP (*Large Electron Positron collider*). Ces accélérateurs se situent dans un même tunnel à plus de 100 m sous terre. Géographiquement, le LHC est situé à la frontière Franco-Suisse au CERN.

Composé de deux anneaux, le LHC permet d'accélérer des protons à des énergies de 6.5 TeV (pour le Run-II) (7 TeV pour le Run-III), grâce à 16 cavités radio-fréquence. La trajectoire circulaire des paquets de protons est maintenue par les 9 593 électroaimants supraconducteurs (dont 1 232 aimants dipolaires). Ils sont refroidis à une température de 1.8 K grâce à de l'hélium superfluide et génèrent ainsi un champ magnétique nominal de 8.33 T.

3.1.1 ACCÉLÉRATION DE PROTONS

Les protons sont graduellement accélérés avant d'être injectés dans le LHC. Les différentes zones et dispositifs de la chaîne d'accélération du CERN sont illustrés dans la figure FIG.3.1. Pour une collision p-p, la chaîne est la suivante :

LE DUOPLASMATRON PROTON-ION SOURCE Les protons sont obtenus par ionisation de dihydrogène pur, directement issu d'une bouteille. Ils sont ensuite ionisés sous forme de plasma, séparés des électrons et enfin paquetés.

LE LINAC 2 (1978) Arrivés dans *Linac 2*, les protons sont accélérés jusqu'à 50 MeV (31.4 % de c).

LE PROTON SYNCHROTON BOOSTER (PSB – 1972) L'accélérateur circulaire PSB donne aux protons une énergie de 1.4 GeV (91.6 % de c).

LE PROTON SYNCHROTON (PS – 1959) Dans cet accélérateur, les protons atteignent une énergie de 25 GeV (99.93 % de c).

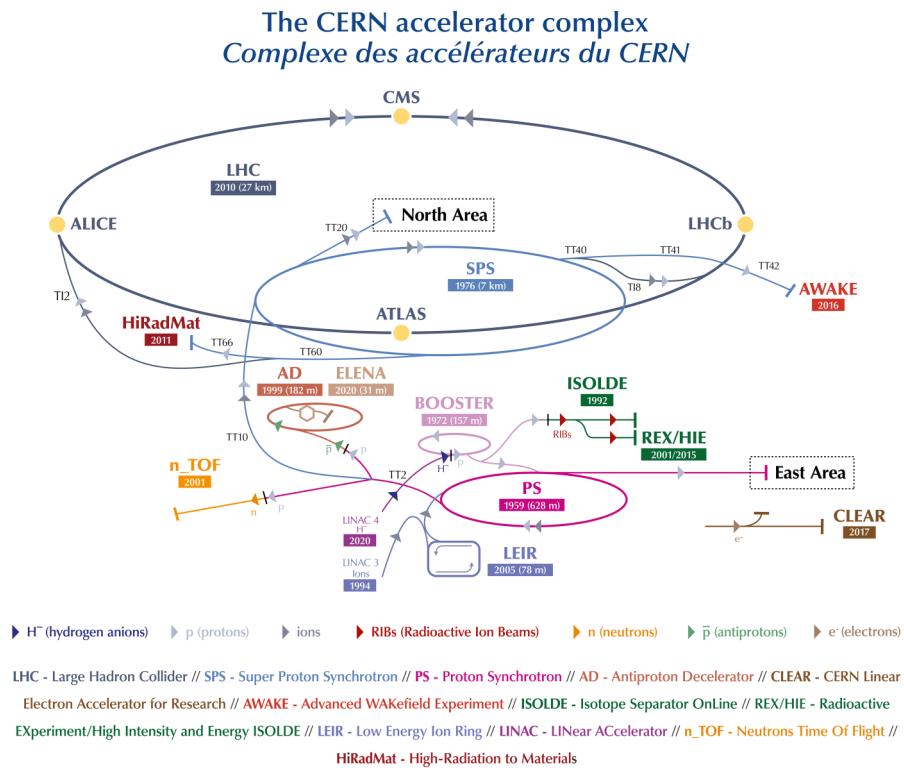


FIG. 3.1: Le complexe d'accélérateurs du CERN.

LE SUPER PROTON SYNCHROTON (SPS – 1976) Finalement, le faisceau subit une dernière étape d'accélération dans le SPS, atteignant 450 GeV (99.9998 %). Les paquets de protons sont ensuite injectés dans le LHC. Ils seront accélérés pour atteindre l'énergie nominale de 6.5 TeV (99.999 999 0 %) par faisceau pour le Run-II.

3.1.2 LES EXPÉRIENCES

Le LHC étant un collisionneur circulaire, il est possible de faire se croiser les faisceaux de protons à plusieurs endroits. Plusieurs dispositifs expérimentaux sont installés, aux croisements. Le LHC est divisé en 8 sections (ou points) et compte 4 croisements, et donc 4 expériences majeures : ALICE [48], ATLAS [49], CMS [50] et LHCb [51].

A LARGE ION COLLIDER EXPERIMENT (ALICE) Au point 2, cette expérience est principalement dédiée à l'étude du déconfinement de la matière nucléaire, le plasma de quark et gluon. Les données qu'elle utilise sont celles issues des collisions d'ions lourds (Pb-Pb ou p-Pb), mais les collisions p-p sont aussi utilisées afin de calibrer le détecteur.

A TOROIDAL LHC APPARATUS (ATLAS) / COMPACT MUON SOLENOID (CMS) Respectivement au point 1 et 5, ce sont les deux expériences généralistes du LHC. En effet, le programme de physique de ATLAS et CMS est très vaste, et couvre la recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique, les mesures de précisions du Modèle Standard, ainsi que la recherche de candidats matière noire. Souvent mises en concurrence, ces expériences sont pourtant complémentaires. Ainsi, on a pu voir le 4 juillet 2012 ces deux expériences annoncer conjointement la découverte d'une particule compatible avec le boson de Higgs [6, 7], chacune confirmant ainsi les résultats de l'autre.

LARGE HADRON COLLIDER BEAUTY (LHCb) Au point 8, c'est la dernière expérience majeure du LHC, principalement dédiée aux mesures de précision du Modèle Standard ainsi qu'à l'étude de la violation de la symétrie CP, grâce à l'étude poussée du quark b . La collaboration LHCb a d'ailleurs annoncé récemment avoir observé pour la première fois la violation de symétrie CP dans le système B_s [52], telle que prévue par le Modèle Standard. Cette récente découverte permet de contraindre encore plus fortement certains modèles de nouvelle physique.

Il existe 3 autres expériences au LHC, installées à proximité des points de croisement des faisceaux : LHCf [53], MoEDAL [54] et TOTEM [55].

LARGE HADRON COLLIDER FORWARD Situé à environ 140 m de part et d'autre d'ATLAS, ce détecteur étudie les particules créées à très petits angles, principalement afin de simuler la production de rayons cosmiques de très haute intensité en laboratoire.

MONOPOLE AND EXOTICS DETECTOR AT THE LHC (MOEDAL) Située juste en aval de LHCb, MOeDAL traque les monopôles magnétiques, grâce à un détecteur spécialement conçu pour ce rôle.

TOTAL ELASTIC AND DIFFRACTIVE CROSS SECTION MEASUREMENT (TOTEM) Destinée à la mesure précise de la luminosité du LHC, cette expérience, située dans la même caverne que CMS, étudie les particules créées à très petits angles. Elle peut ainsi mesurer la section efficace élastique des collisions $p-p$.

3.1.3 LUMINOSITÉ

La luminosité instantanée est une variable clé dans un accélérateur de particules. Exprimée en unités $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (ou plus régulièrement fb^{-1}), elle représente le nombre d'impacts par seconde par surface de détecteur. Elle est exprimée au LHC en fonction de diverses variables caractéristiques tel que la forme des paquets de protons, leur énergie interne,... etc.

La luminosité instantanée est la luminosité évaluée pendant une période infinitésimale donnée. Elle vaut :

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{\gamma f n_p N_P^2}{4\pi\epsilon_n\beta^*} = \frac{f n_p N_P^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.1)$$

où γ est le boost de Lorentz, f est la fréquence de rotation des paquets, n_p est le nombre de paquets de protons, N_p est le nombre de protons par paquet, ϵ_n est l'émittance transversale (mesure du parallélisme du faisceau). Pour favoriser les collisions, les deux faisceaux sont rapprochés autour du point de collision. β^* mesure la distance entre le point d'interaction et le point où le faisceau double de largeur. Les $\sigma_{x,y}$ sont les tailles transversales du faisceau au point d'interaction. Les valeurs des différents paramètres du faisceau sont indiquées dans le tableau 3.1 pour diverses scenarii.

Caractéristiques	LHC Run II
Énergie par faisceau (TeV)	6.5
$\mathcal{L}_{\text{inst}} (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$	10^{34}
$\mathcal{L} (\text{fb}^{-1})$	150
Temps entre paquet (ns)	25
Nombre de paquets	2808
Protons par paquet (10^{11})	1.2
β^* (m)	0.55

TAB. 3.1: Les différents paramètres du faisceau p - p du LHC.

A partir de la luminosité instantanée, on peut déduire le nombre d'événements observés N , d'une réaction i , par l'équation :

$$N_i = \int \mathcal{L}_{\text{inst}} \sigma_i dt \quad (3.2)$$

3.1.4 PILE-UP

Les protons se déplaçant par paquets, plusieurs interactions p-p peuvent se produire en même temps. La collision principale, centre d'intérêt des analyse est nommée « événement dur ». Les autres collisions (élastiques ou inélastiques) parasitent l'événement dur. Cet effet est communément appelé empilement (*pile-up* (PU) en anglais). Pour le Run-II, le nombre moyen d'interactions par croisement $\langle \mu \rangle$ est d'environ 34.

EMPILEMENT SYNCHRONE Il est produit en même temps que l'événement dur. A chaque collision correspond un vertex, qui est le lieu de rencontre de deux protons. Le vertex principal (dur) est celui portant la somme quadratique d'impulsion transverse (p_T) la plus grande. Les autres sont considérées comme vertex d'empilement. Les particules provenant de vertex d'empilement laisse dans le détecteur des bruits parasites.

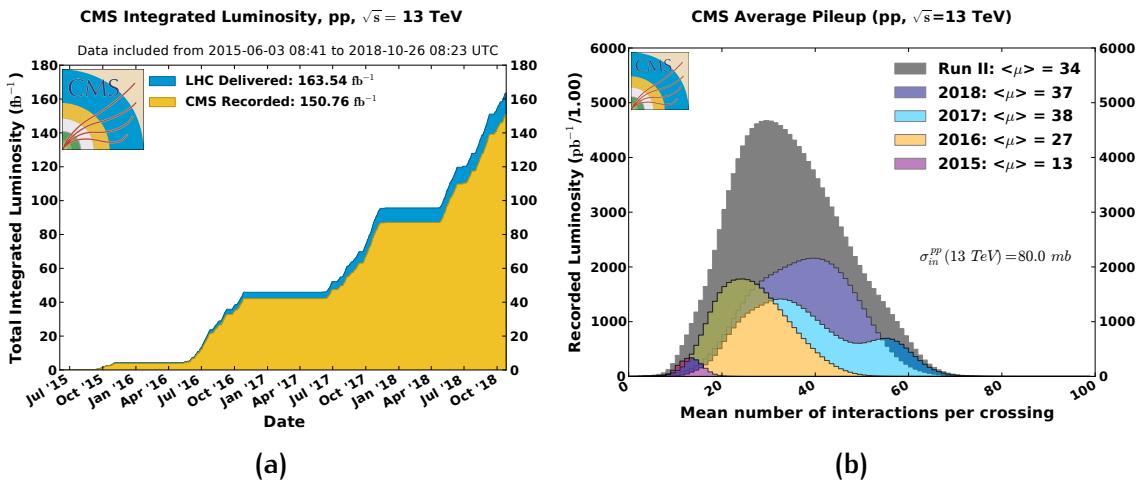


FIG. 3.2: (a) Luminosité intégrée collectée par l’expérience CMS au cours du Run II du LHC. (b) Nombre moyen d’interactions par croisement de faisceaux observées pendant la prise de données de différentes années du Run II.

EMPILEMENT ASYNCHRONE Il est principalement causé par le temps de réponse des détecteurs. Cet empilement est du au recouvrement entre des événements en cours de traitement et d’autres arrivant.

Le *pile-up* se traduit directement par une augmentation du nombre de vertex d’interactions reconstruits par le détecteur. On présente Fig.3.2b le nombre d’interactions moyen par croisement de faisceau, pour différentes années. En absence de *pile-up*, une seule interaction serait enregistrée.

3.2 L’EXPÉRIENCE CMS (*COMPACT MUON SOLENOID*)

Le *compact muon solenoid* est une expérience du LHC installée sur le territoire français près de Cessy dans l’Ain. Les motivations étant diverses, de l’étude de la brisure de symétrie électrofaible à l’étude de nouvelles physiques (supersymétrie, matière noire, ...) on qualifie cette expérience de généraliste.

Une vue éclaté du détecteur CMS est représentée sur la figure Fig.3.3. Ce détecteur est composé de plusieurs sous-parties possédant chacune une spécialité de détections pour différents éléments (électrons, muons, jets, ...). Des schémas fonctionnels présentant les zones de mesure d’une désintégration du quark top dans CMS sont présentés à la figure Fig.??.

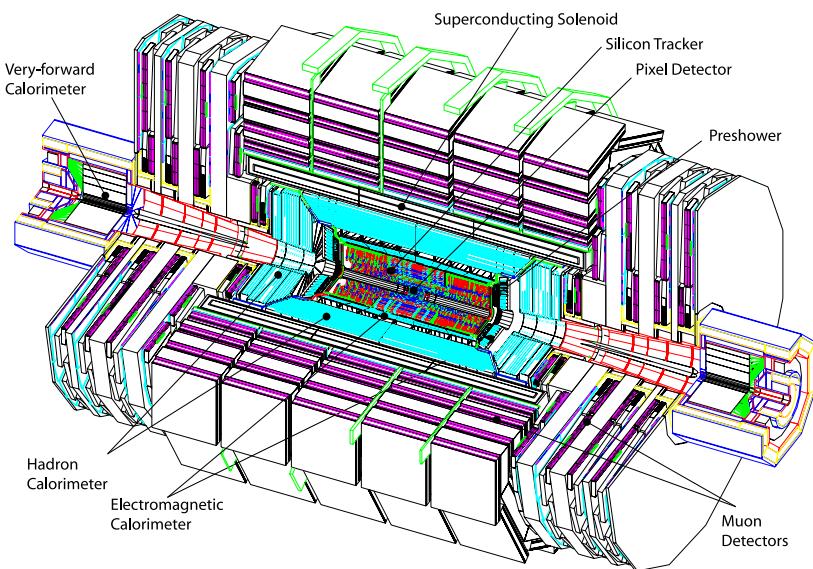


FIG. 3.3: Vue en perspective du détecteur CMS

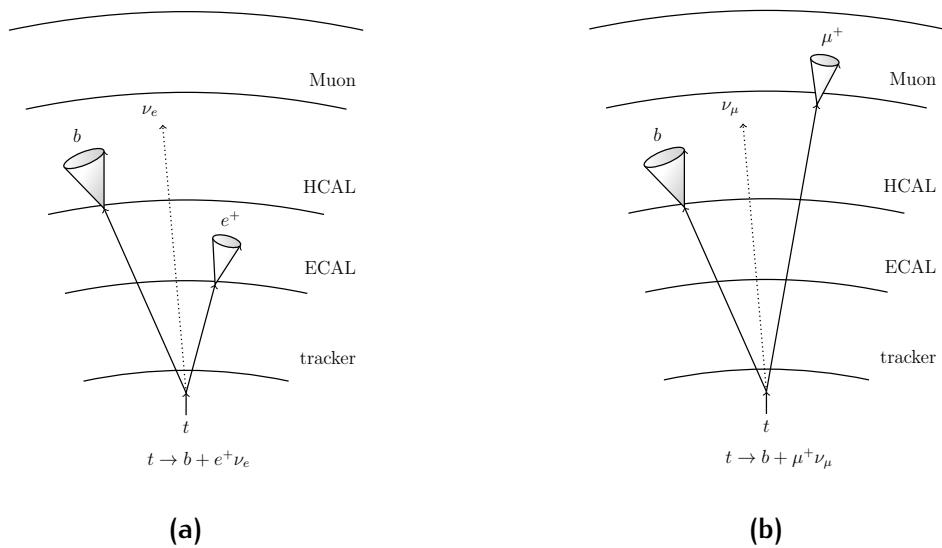
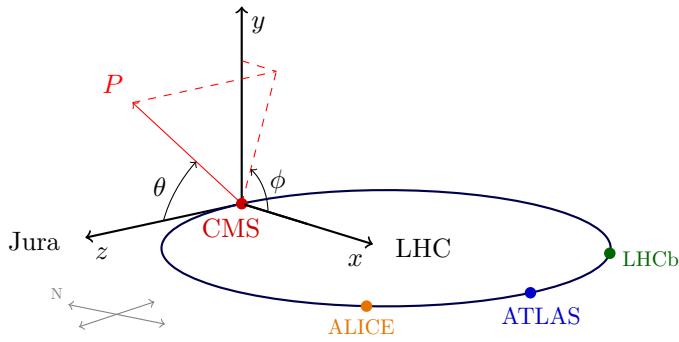


FIG. 3.4: (a) Schéma d'un évènement de désintégration électronique du quark top dans le détecteur CMS. (b) Schéma d'un évènement de désintégration muonique du quark top dans le détecteur CMS.



3.2.1 SYSTÈME DE COORDONNÉES

CMS (figure Fig.3.3) est situé au point 5 du LHC. Il s'agit d'un détecteur compact, cylindrique mesurant 28.7 m de long avec un rayon de 7.5 m, pour un poids de 14 000 t. Il est composé de plusieurs sous-détecteurs, organisés en couches successives de détections. Pour décrire plus en détails ces sous-détecteurs, il est nécessaire de définir un système de référence, où l'origine est donnée par le centre du détecteur. L'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC, et l'axe z est tangent à la direction du faisceau. L'axe y , perpendiculaire aux deux autres axes, pointe vers le haut.

L'angle azimutal $\phi \in [-\pi, \pi]$ est mesuré dans le plan (x, y) , à partir de l'axe x . L'angle θ , lui, est défini à partir de l'axe z dans le plan transverse (y, z) . Il est plus commode d'utiliser la pseudo-rapidité η plutôt que θ , puisque la production de particules est constante suivant η , mais pas suivant θ . On définit la pseudo-rapidité par

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) \quad (3.3)$$

où p_z est la projection de l'impulsion le long de l'axe du faisceau.

Du fait de la structure interne des protons, lors d'une collision, l'impulsion totale selon l'axe des faisceau est inconnue. La stratégie consiste donc à mesurer les observables dans le plan transverse, nulles, par conservation de symétrie. Ainsi on introduit des variables relatives à ce plan transverse (x, y) , les impulsions transverses p_T et l'énergie transverse E_T . On a ainsi

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \frac{|\vec{p}|}{\cosh \eta}$$

$$E_T = E \sin \theta = \frac{E}{\cosh \eta}$$

Également, on peut définir la distance angulaire ΔR entre deux particules i et j tel que :

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} = \sqrt{\Delta \eta^2(i, j) + \Delta \phi^2(i, j)} \quad (3.4)$$

Cette dernière quantité est très utile pour l'estimation de l'isolation d'une particule.

3.2.2 AIMANT SOLÉNOÏDAL

Le solénoïde supraconducteur est un élément central de CMS. Il fournit un champ magnétique de 3.8 T. De forme cylindrique de rayon 6 m, long de 12.5 m, il est parcouru par un courant électrique de 19.14 kA. Afin de maintenir son état supraconducteur, l'aimant est refroidi par un système de cryostat fonctionnant à l'hélium superfluide. Il est ainsi constamment maintenu à une température de 1.9 K.

On a déjà vu précédemment l'intérêt d'un puissant champ magnétique. En effet, la trajectoire d'une particule chargée se courbe en présence d'un champ magnétique, avec un rayon de courbure proportionnel à son impulsion :

$$r = \frac{\|\vec{p}\|}{qB}$$

avec r le rayon de courbure de la trajectoire, p l'impulsion, q la charge de la particule et B l'intensité du champ magnétique. Plus r est petit, plus il est simple à mesurer, puisque la courbure de la trajectoire est plus prononcée. Afin d'assurer de bonnes performances sur l'identification des particules, il est nécessaire d'utiliser un champ magnétique puissant pour minimiser r .

3.2.3 TRAJECTOGRAPHES SILICONES

Le trajectographe est l'un des composants les plus importants de CMS. En plus de la reconstruction des vertex d'interactions, il est chargé de reconstruire la trajectoire courbée des particules chargées, et ainsi d'en déduire leur impulsion. Il s'agit d'un cylindre d'une longueur de 5.5 m et de 1.1 m de rayon. Le trajectographe est conçu pour couvrir une région angulaire entre $0 < |\eta| < 2.5$, est composé de deux sous-parties.

Le détecteur à pixel est la partie la plus interne du trajectographe, il est composé de trois couches de détections situées au plus proche du point de collision (à $r = 4$ cm, $r = 7$ cm et $r = 11$ cm), et de quatre disques (bouchons) disposés 2 à 2 à chaque extrémité ($z = \pm 34.5$ cm et $z = \pm 46.5$ cm). Environ 65 millions de pixels, mesurant chacun 100 µm par 150 µm, pour une superficie totale de détection d'environ 1 m², compose ce détecteur à silicium. La résolution en p_T , obtenue à partir des algorithmes de reconstructions des traces du trajectographe, est présentée dans la figure FIG.3.5a. Le détecteur à micropistes, englobant le détecteur à pixels, il est composé de 10 couches en silicium. Cela représente environ 10 millions de micropistes. Quatre sous-ensembles sont dénombrables :

LE TIB (*Tracker Inner Barrel*) Composée de 4 couches de micropistes, c'est la partie interne du tonneau du trajectographe,

LE TID (*Tracker Inner enDcaps*) Avec trois couches de détection, cette partie constitue les bouchons internes, et complète le TIB.

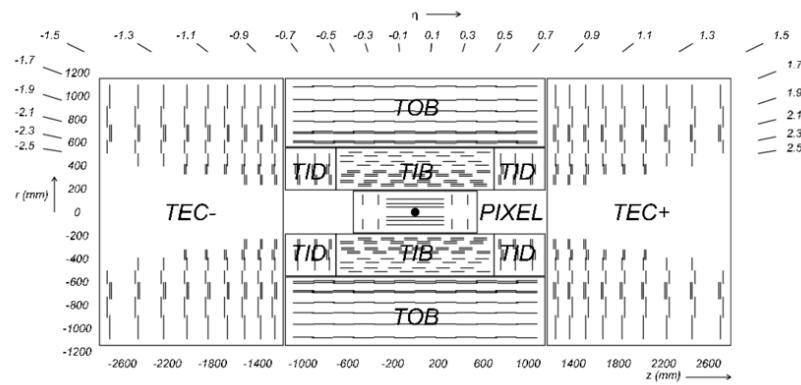
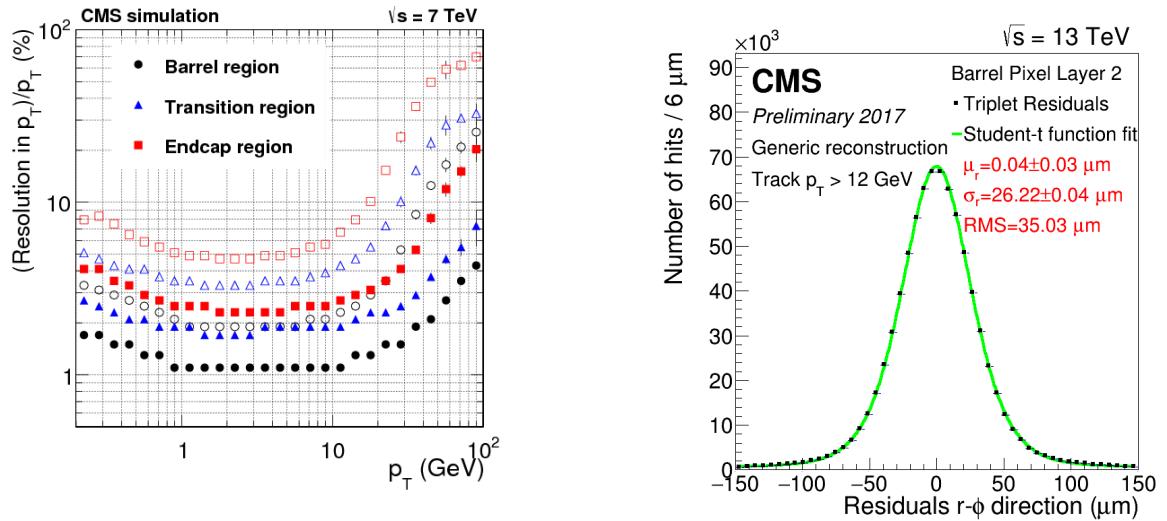


FIG. 3.6: Vue détaillée du trajectographe de l’expérience CMS [56].

LE TOB (Tracker Outer Barrel) Cette partie externe est constituée de six couches de micropistes. Elle entoure le TIB.

LE TEC (Tracker EndCaps) Composée de neuf couches, elle forme les deux bouchons externes et complète le TOB.

L’agencement du trajectographe, avec les détecteurs à pixels et à micropistes, est présenté en détail figure 3.6.

3.2.4 CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Enrobant le trajectographe, le calorimètre électromagnétique (ECAL) capte et mesure l’énergie des électrons et des photons. Il s’agit d’un détecteur à scintillation formé

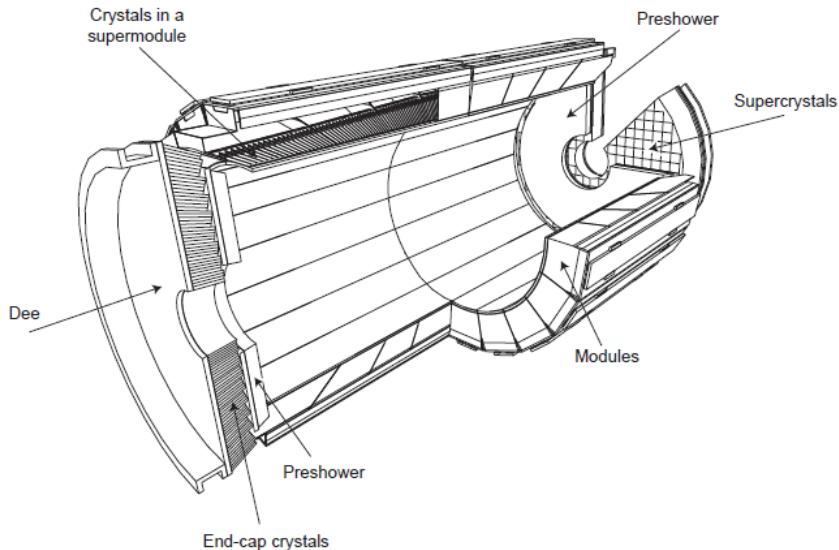


FIG. 3.7: Vue en perspective du calorimètre électromagnétique et de ses sous-éléments [56].

d'agglomérat de cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Comme le trajectographe il est composé en deux parties le tonneau (EB, pour *ECAL Barrel*) couvrant la région angulaire $0 < |\eta| < 1.479$ avec 61200 cristaux et le bouchon (EE, pour *ECAL Endcap*) couvrant la région angulaire $1.479 < |\eta| < 3$ avec 15000 cristaux. La figure FIG.3.7 présente une vue schématique de la structure du ECAL.

3.2.4.1 Les cristaux

Ces cristaux ont été spécialement conçus pour avoir une faible longueur de radiation, c'est à dire qu'ils sont capables de capturer les photons et les électrons sur une distance relativement courte ($X_0 = 0.89$ cm). Le $PbWO_4$ possède également un faible rayon de Molière (2.19 cm). Le rayon de Molière définit la taille du cylindre qui capttera 90% de l'énergie de la gerbe électromagnétique. On a donc la possibilité d'utiliser des cristaux ayant des dimensions très réduites. Plus précisément, (21.8 mm × 21.8 mm dans le tonneau, et 24.7 mm × 24.7 mm dans les bouchons). La conséquence directe est la haute densité en cristaux (8.29 g cm^{-3}) du calorimètre et donc une très grande granularité en η et ϕ .

Cependant, il existe un inconvénient majeur qu'est la forte sensibilité de la réponse à la température ($\sim 2\% \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$). Cela impose un système de refroidissement pour maintenir une température très stable dans ECAL ($\pm 0.05 \text{ }^{\circ}\text{C}$).

Lors du passage d'un électron ou d'un photon, de la lumière est émise en quantité proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal, il s'agit d'un phénomène de scintillation. Des photodéTECTeurs sont associés à chaque cristal pour capturer cette lumière. Cependant le champ magnétique intense de 8.3 T et les très fortes radiations, ont imposé le choix de deux technologies différentes : les photodiodes à avalanches pour le tonneau (APD), et les phototriodes à vide pour les bouchons (VPT).

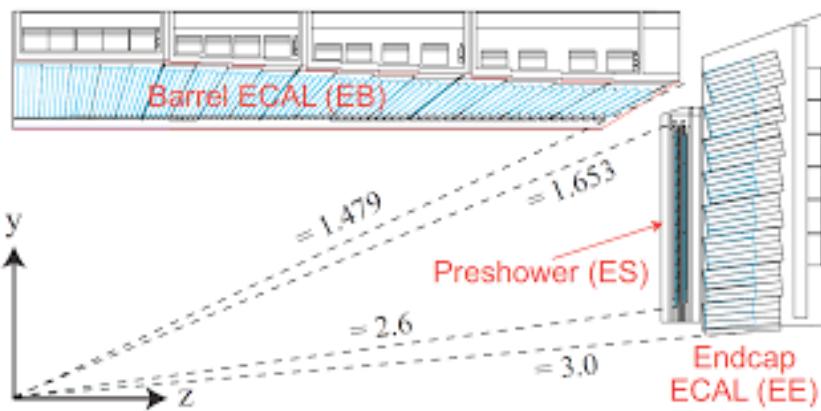


FIG. 3.8: Vue en coupe du calorimètre électromagnétique et de ses sous-éléments [56].

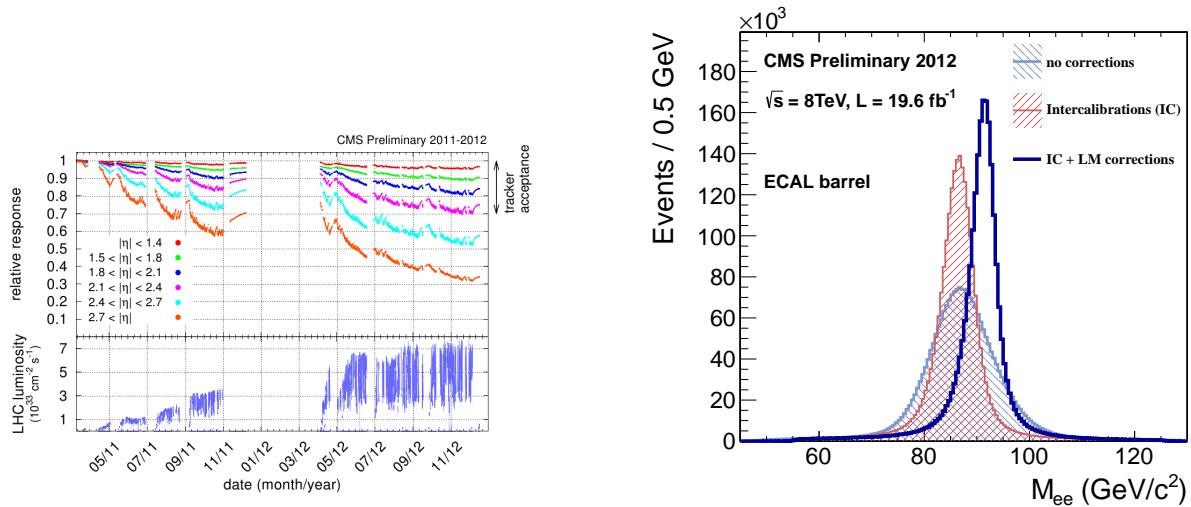
3.2.4.2 Le détecteur à pied de gerbe

A cause de leur granularité insuffisante, certains hadrons neutres, tels que les π^0 , se désintègrent en deux photons, peuvent être interprétés comme un photon par le calorimètre.

Ainsi, pour faciliter la discrimination, dans les bouchons, des photons issus d'événements durs et ceux issus de la désintégration d'hadrons neutres, il a été décidé de placer un détecteur à pied de gerbe en amont du calorimètre électromagnétique. Ce détecteur permet d'initier la gerbe électromagnétique avant d'entrer dans le ECAL, grâce à une plaque de plomb et d'aluminium. Couvrant une région en $|\eta|$ entre 1.653 et 2.6 (voir figure FIG.3.8) avec une surface de détection en silicium de 8 m^2 , il possède une granularité bien plus importante que le ECAL, avec des bandes de détection de 2 mm de large. Grâce à ce dispositif, il est, par exemple, possible de distinguer correctement les photons issus d'un π^0 boosté.

3.2.4.3 Performances

Une caractéristique impactant les cristaux du ECAL est la sensibilité aux radiations. Cette sensibilité se manifeste par la perte de transparence des cristaux au fil du temps. Afin de mesurer cet effet, un système de contrôle a été mis en place. Un balayage laser est envoyé sur tous les cristaux afin de mesurer leur transparence. On peut voir dans la figure FIG.3.9a la réponse relative des cristaux du ECAL en fonction de la date de prise de données pour l'année 2012. On constate clairement la diminution de la réponse relative. Des corrections sont déployées pour corriger cet effet. On peut voir sur la figure FIG.3.9b l'effet de ces corrections sur le spectre de masse invariante des événements $Z \rightarrow e^- e^+$ dans les données de 2012. L'amélioration de la valeur moyenne et de la resolution est très nette.



(a) Réponse relative des cristaux en fonction du temps, pour différentes zones en $|\eta|$.

(b) Effet des corrections de transparence des cristaux sur la masse invariante M_{ee} sur des événements $Z \rightarrow ee$.

FIG. 3.9: Performance des cristaux du ECAL

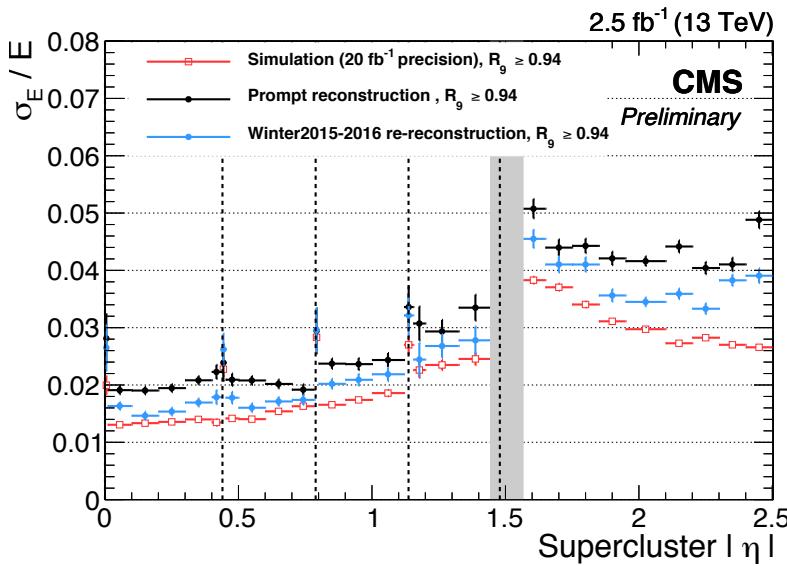


FIG. 3.10: Résolution relative du ECAL en fonction de la position angulaire η du super-cluster des électrons issus des désintégrations $Z \rightarrow e^-e^+$.

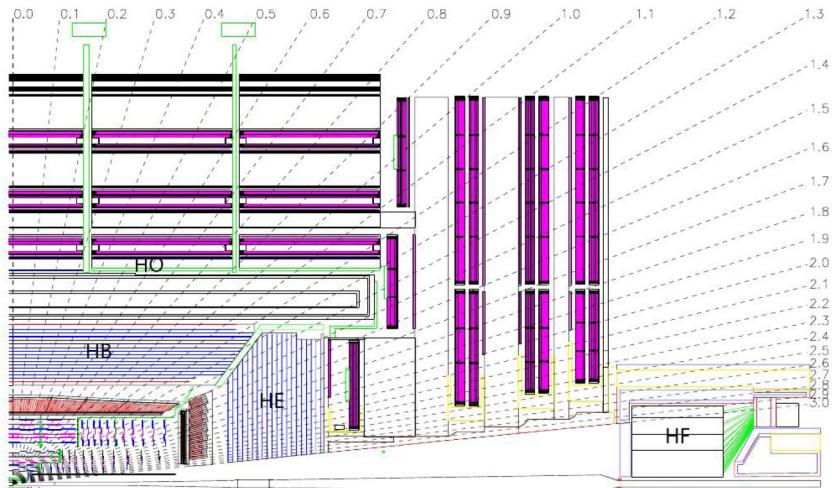


FIG. 3.11: Vue longitudinale du calorimètre hadronique [56].

La résolution σ du ECAL est paramétrée par :

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

où S est le terme stochastique, dû aux fluctuations dans l'étalement latéral de la gerbe électronique, N le terme de bruit des composants électroniques, et C un terme constant qui prend en compte les erreurs de calibration. On peut voir figure FIG.3.10 l'évolution de la résolution relative en fonction de la position angulaire η du super-cluster d'énergie. On constate que pour $|\eta| < 1.3$, la résolution est inférieure à 3 %, soit $\sigma = 3.6$ GeV. C'est donc une excellente performance pour le détecteur. La paramétrisation, lors de tests sur faisceaux en 2006, fut évaluée à

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8 \%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.12}{E}\right)^2 + (0.30 \%)^2$$

3.2.5 CALORIMÈTRE HADRONIQUE

Le calorimètre hadronique (HCAL, pour *Hadronic CALorimeter*) permet de mesurer l'énergie des hadrons neutres et chargés. Une succession de couches d'absorbants et de scintillateurs permet de déterminer la trajectoire et l'énergie d'une particule incidente. Il est constitué de trois parties : une partie tonneau (HB et HO) et bouchon (HE) de manière analogue aux ECAL et d'une partie périphérique au détecteur (HF). Une vue longitudinale du HCAL est visible à la figure FIG.3.11.

Pour comprendre les caractéristiques intrinsèques du HCAL on définit la longueur d'interaction nucléaire λ_0 . Caractéristique des matériaux, elle est la longueur après laquelle 36.8 % ($1/e$) des hadrons seront absorbés par le milieu. L'absorbant retenu pour le tonneau et les bouchons du HCAL est le laiton avec $\lambda_0 = 16.42$ cm. Cet alliage a été choisi pour ses propriétés paramagnétiques, dues au placement du HCAL

à l'intérieur de l'aimant. Le laiton est également quasi transparent pour les muons. Ce qui permet de conserver la quasi totalité de leur impulsion en traversant le détecteur. Chaque couche d'absorbant mesure 5 cm d'épaisseur dans le tonneau, et 8 cm dans les bouchons. Entre chaque couche d'absorbant se trouve une couche de scintillateur plastique de 3.7 mm d'épaisseur.

Dans le tonneau qui couvre une zone angulaire entre $0 \leq |\eta| < 1.48$ se trouve le HB qui mesure 89 cm de profondeur, soit seulement $5.82 \lambda_0$. Ainsi la totalité de la gerbe hadronique sera absorbée. Le HO qui détecte les gerbes longues et tardives est situé à l'extérieur du solénoïde. Les bouchons couvrent eux une zone angulaire entre $1.48 \leq |\eta| < 3$. La longueur totale du calorimètre est, en incluant le ECAL, d'environ $10 \lambda_0$, suffisant pour arrêter la gerbe hadronique.

Le tonneau couvre une zone angulaire entre $0 \leq |\eta| < 1.48$, et est composé de deux parties différentes. La première partie, le HB, mesure 89 cm de profondeur, soit seulement $5.82 \lambda_0$ ¹. Cette longueur est insuffisante pour absorber la totalité de la gerbe hadronique. Une deuxième partie, le HO, a donc été ajoutée, située à l'extérieur du solénoïde. L'aimant sert alors d'absorbeur, et le HO détecte les gerbes longues ou tardives. Les bouchons couvrent eux une zone angulaire entre $1.48 \leq |\eta| < 3$. La longueur totale du calorimètre est, en incluant le ECAL, d'environ $10 \lambda_0$, suffisant pour arrêter la gerbe hadronique.

La dernière partie, le HF couvre une zone angulaire entre $2.9 \leq |\eta| < 5.2$. C'est un cylindre de 130 cm de rayon, situé à 11.2 m du point d'interaction. D'une longueur de 165 cm ($\sim 10 \lambda_0$), il est constitué d'un absorbeur en acier, dans lequel sont introduites des fibres optiques en quartz. Les particules chargées entrant dans le milieu émettent des photons par effet Cherenkov. Ils sont collectés par les fibres puis amplifiés par photomultiplicateurs.

3.2.6 CHAMBRE À MUONS

Le détecteur à muons joue un rôle central dans CMS, puisqu'il couvre trois fonctions principales : identifier les muons, mesurer leur impulsion, et assurer une partie du déclenchement (voir 3.2.7). Il s'agit de la partie externe du détecteur. Les autres types de particules ayant déjà été captées par les autres sous-détecteurs de CMS, seules les muons pourront l'atteindre. Son éloignement au trajectographe, rend la mesure de l'impulsion de ces particules beaucoup plus facile.

Il existe trois type de détecteurs à gaz différents dans les chambres, dont l'agencement est présenté à la figure FIG.3.12.

LES TUBES À DÉRIVE (DT) Installés dans le tonneau (voir figure ??), ils couvrent une zone angulaire $|\eta| < 1.2$. Le détecteur en a 250 d'installés.

¹ La longueur d'interaction nucléaire, λ_0 , est une longueur caractéristique des matériaux. C'est la longueur après laquelle 36.8 % ($1/e$) des hadrons sont absorbés par le milieu. Pour le laiton, on a $\lambda_0 = 16.42$ cm.

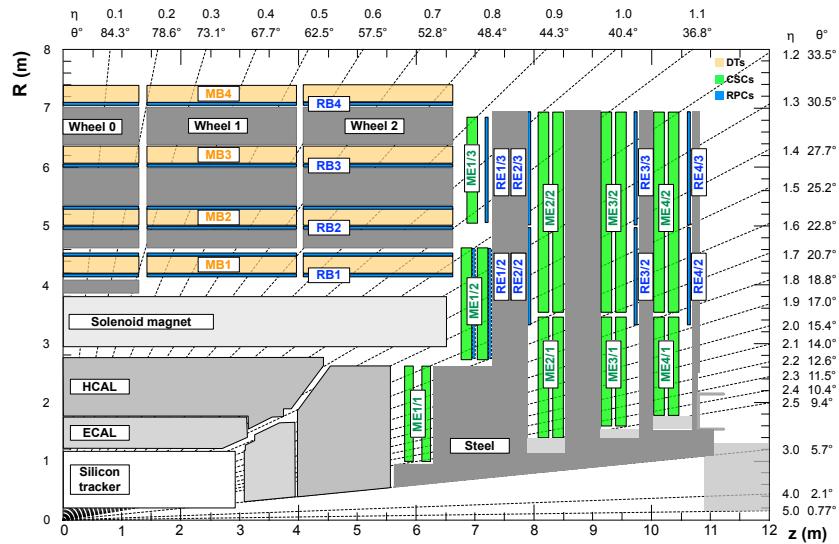


FIG. 3.12: Vue longitudinale des chambres à muons

LES CHAMBRES À PISTES CATHODIQUES (CSC) Installés dans les bouchons, elles sont conçues pour supporter les variations du champ magnétique et les fortes radiations. 540 de ces modules sont installés, sur une zone angulaire $0.9 < |\eta| < 2.4$.

LES DÉTECTEURS À PLAQUES RÉSISTIVES (RPC) Installés à la fois dans le tonneau et dans les bouchons, ils permettent d'assurer une partie du déclenchement grâce à leur temps de réponse inférieur à 25 ns.

3.2.7 SYSTÈME DÉCLENCHEUR

Pendant une prise de données, les paquets de protons se croisent toutes les 25 ns, soit une fréquence de collisions de 40 MHz. Or seul un flux de $\sim 0.4 \text{ Gio s}^{-1}$ est stockable. En estimant un événement à environ 2 Mio, on obtient alors un débit de données de 80 Tio s^{-1} , bien trop élevé pour être traité en temps réel. La stratégie est de sélectionner en ligne les événements que l'on veut garder et ignorer ceux qui présentent peu d'intérêt pour les analyses de la collaboration.

Pour cela, on utilise un système de déclenchement (*trigger*), à deux niveaux : le niveau 1 (L1) et le HLT (*High Level Trigger*, pour déclencheur de haut niveau). Les figures Fig.3.13 et figurename3.14 présentent respectivement des déclencheurs L1 et HLT.

LE L1 En utilisant directement les informations provenant du détecteur à muons et des calorimètres, ce premier niveau de déclenchement réduit le taux d'événements de 40 MHz à 100 kHz. La décision de garder ou non l'événement est prise en moins de 3.2 μs . Cette électronique est support de 128 algorithmes de déclenchement tournant en parallèle.

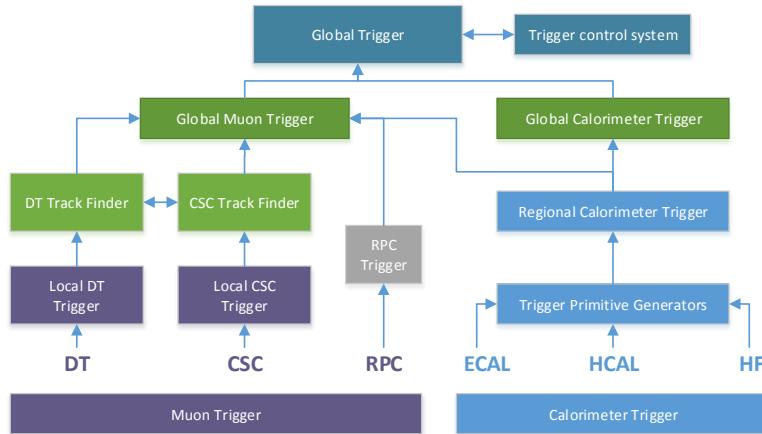


FIG. 3.13: L'architecture du déclencheur de niveau 1

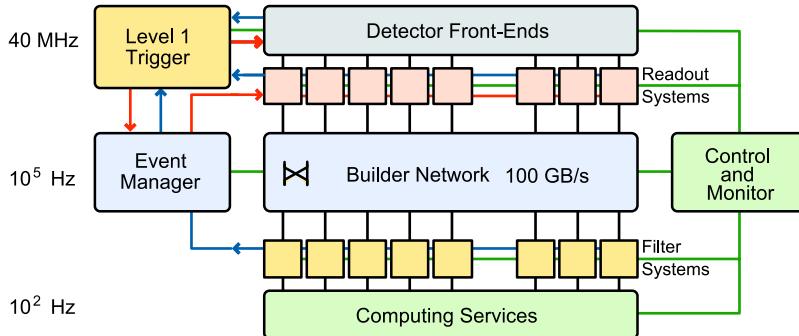


FIG. 3.14: Schéma de la chaîne d'acquisition de données de CMS

LE HLT Le taux d'événements doit être réduit à environ 400 Hz afin d'être stockable en temps réel. Les HLT, chargés d'effectuer cette sélection, utilisent une ferme d'ordinateurs, installée à proximité du détecteur. Cette ferme réalise une reconstruction rapide afin d'obtenir une description de l'événement en terme d'objets physiques (photon, muon, électrons et jets) plutôt qu'en terme de signaux électriques. Les conditions de sélections sont hautement configurables (choix des particules présentes, seuil en énergie, ...) ainsi de nombreux HLT différents sont utilisés. Le temps moyen alloué au HLT pour prendre une décision est d'environ 50 ms.

Une fois accepté, l'événement est stocké de façon définitive dans un centre de stockage à haute redondance, le *Tier-0*.

3.3 MESURE DE LA LUMINOSITÉ

Le HF joue un rôle clé dans CMS puisqu'il permet de mesurer en temps réel la luminosité instantanée reçue par CMS. Deux méthodes sont utilisées. La première utilise le nombre de tour sans signal pour en déduire le nombre moyen d'interactions par croisements de faisceaux. La deuxième méthode tire parti de la relation linéaire qui existe entre l'énergie transverse moyenne par tour et la luminosité.

Afin de calibrer les méthodes de détections, le LHC effectue régulièrement des scans Van Der Meer. Ces scans permettent de déterminer précisément la forme horizontale et verticale des faisceaux, en décalant l'un des faisceaux selon l'axe x ou y , et permettent en plus de déterminer la section efficace inélastique pp visible par le détecteur, qui permet de calibrer les mesures de luminosité.

CONCLUSION

Lors de ce chapitre, furent présentés le LHC et le détecteur CMS. Leur conception a pour but d'enrichir nos connaissances du Modèle Standard grâce à des mesures de précision et d'offrir de nouvelles perspectives de recherche de nouvelles physiques au-delà Modèle Standard. Pour assurer une analyse physique fonctionnelle, la première étape est la reconstruction les événements d'une collision. Autrement dit, la transformation de signaux électriques captés par les différents sous-détecteurs de CMS en particules et autres objets physiques tels que des électrons, des muons et des gerbes hadroniques. Les méthodes utilisées par la CMS sont décrites plus en détail dans le chapitre suivant.

4

SIMULATION DES ÉVÈNEMENTS

4.1	Génération des évènements	83
4.1.1	L'événement dur	83
4.1.2	Densité de probabilité partonique (PDF)	84
4.1.3	De l'événement dur aux particules dans le détecteur.	87
4.1.4	Simulation du détecteur	87
4.2	Reconstruction des évènements	87
4.2.1	L'algorithme <i>Particle-Flow</i> (PF).	88
4.2.2	Isolation des leptons et des photons.	94
4.2.3	Reconstruction des jets.	95
4.2.4	Étiquetage des jets b	97
4.2.5	Énergie transverse manquante.	99
4.3	Conclusion	99

4.1 GÉNÉRATION DES ÉVÈNEMENTS

Les tests de validité d'une proposition théorique passent par la confrontation expérimentale. Dans le cas de la physique des particules, la stratégie consiste en la comparaison des données mesurées par CMS avec des données idéales qui suivrait le Modèle Standard. Ces données idéales sont donc des simulations. La première étape est de simuler la collision entre deux protons au LHC grâce à des outils appelés générateurs d'évènements Monte-Carlo (MC). La second étape consiste à simuler l'interaction des particules créées avec le détecteur. Enfin, dû à une impossibilité de simuler parfaitement les collisions et les interactions, une phase de correction MC est nécessaire. Ce chapitre présente les différentes étapes sus-nommées.

4.1.1 L'ÉVÉNEMENT DUR

L'évènement fondamental est la collision entre deux protons. Dans cette collision ce sont leurs constituants, les partons (quarks et gluons), qui vont interagir (voir figure FIG.4.1). Chacun d'entre eux emportant une fraction x de l'impulsion totale du proton incident. Les observables physiques (sections efficaces, masses, ...) sont extraites en utilisant des développements perturbatifs.

Le premier ordre (LO, *Leading Order*) est implémenté dans les programmes de simulations tels que MadGraph [?]. La complexité des ordres supérieurs de calculs im-

plique qu'un petit nombre seulement de processus sont disponibles et implémentés dans des programmes particuliers comme Powheg [57] ou MC@NLO [58].

La section efficace partonique $\sigma_{ij} \rightarrow X$, avec $i, j = g, q$ les composants de l'état initial et X un état final choisi, peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\sigma_X = \sum_{ij} \int_0^1 dx_i dx_j \int_0^1 f_i(x_i, \mu_F^2) f_j(x_j, \mu_F^2) d\sigma_{ij \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R) \quad (4.1)$$

Sachant

$$\begin{aligned} d\sigma_{ij \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R) &= \frac{1}{2} |\mathcal{M}_{ij \rightarrow X}|^2 (\Phi_N, \mu_F, \mu_R) d\Phi_N \\ d\Phi_N &= \int \prod_{k=1}^N \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3 2E_k} \delta^4 \left(p_i + p_j - \sum_{k=1}^N p_k \right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

où x_i la fraction d'énergie emportée par la particule i , $f_i(x_i, \mu_F^2)$ sa densité de probabilité partonique (plus détaillée dans section 4.1.2), μ_F l'échelle de factorisation, μ_R l'échelle de renormalisation, $d\Phi_N$ l'élément infinitésimal de l'espace des phases et $|\mathcal{M}_{ij \rightarrow X}|$ l'élément de matrice de transition entre l'état initial i et l'état final f . On obtient en sortie du générateur les 4-vecteurs impulsions de chaque particule produite lors de l'événement dur.

Bien que les processus de bases soit générés à cette étape, les particules produites peuvent avoir des caractéristiques supplémentaires nécessitant une couche supplémentaire de génération. Par exemple, les particules soumises à l'interaction forte vont former des gerbes partoniques puis s'hadroniser (voir FIG.4.1), ces deux processus sont générés ultérieurement.

4.1.2 DENSITÉ DE PROBABILITÉ PARTONIQUE (PDF)

Les hadrons peuvent être vus comme une soupe statistique de partons avec, en permanence, création et annihilation de couple quark-antiquark. Autrement dit, quand l'on parle de protons composés de deux quarks up et d'un down, on commet un abus de langage. En effet, la QCD implique que si l'on pouvait prendre en photo, un grand nombre de fois, un proton alors, statistiquement, nous observerions qu'il est composé la plupart du temps de deux quarks up et d'un down. Au vu du nombre de collisions au LHC, la présence d'autres quarks dans les protons est possible. Pour le calcul des sections efficaces des processus faisant intervenir des hadrons on utilise les densités de probabilité partonique $f_i(x_i, \mu_F^2)$ (ou PDF pour *Parton distribution function*). Ces fonctions ne peuvent être calculées analytiquement à cause de l'échelle d'énergie empêchant le calcul perturbatif et valable uniquement dans le cas ultra-relativiste. Ces fonctions sont obtenues expérimentalement à partir d'ajustement sur les données. Plus particulièrement, les expériences de diffusion inélastique des leptons sur les hadrons, dont fait partie par exemple l'expérience HERA [59] (collisionneur $e^\pm-p$ du laboratoire DESY à Hambourg en Allemagne).

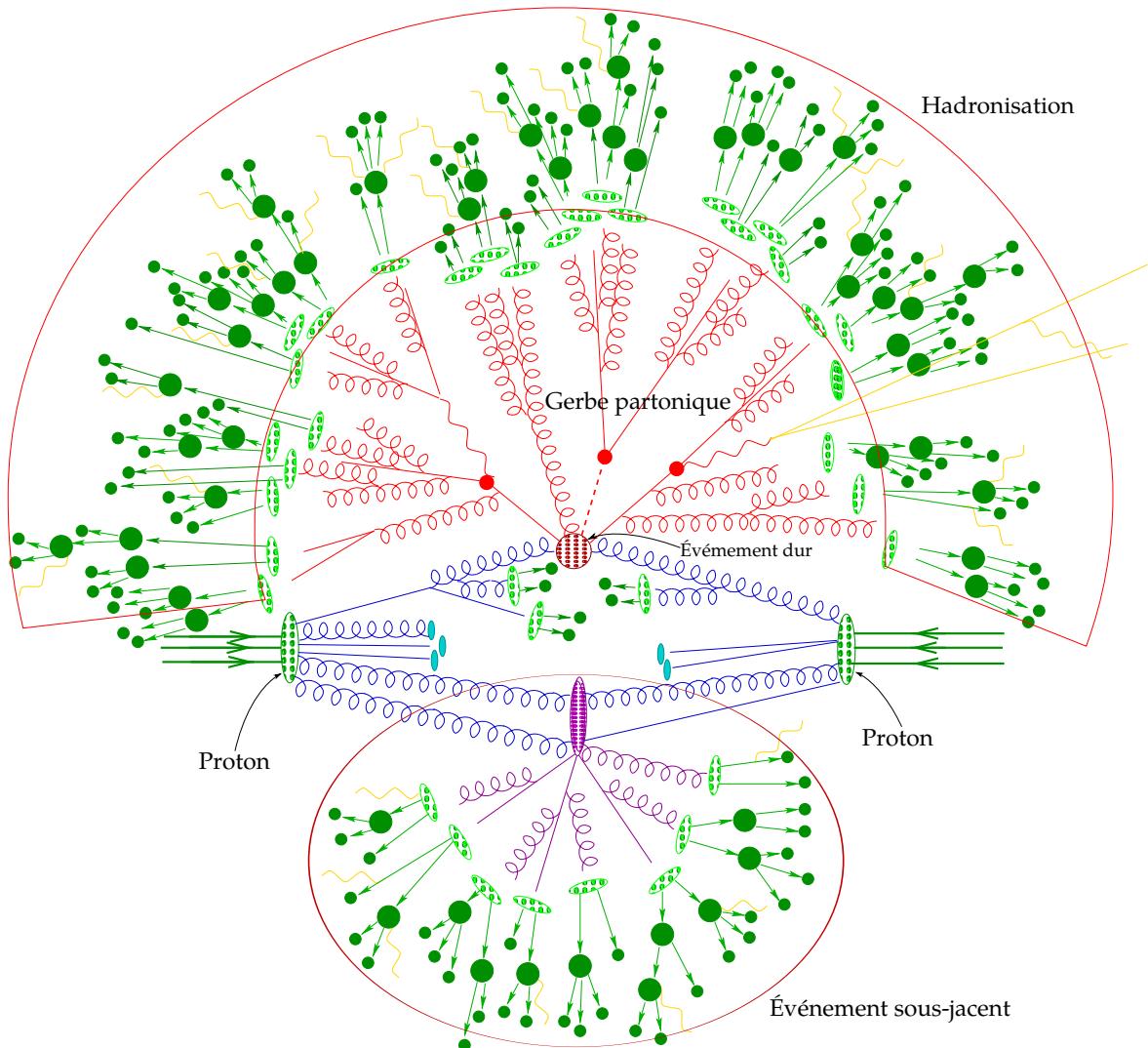


FIG. 4.1: Représentation graphique d'une collision de deux protons simulée à l'aide d'un générateur.

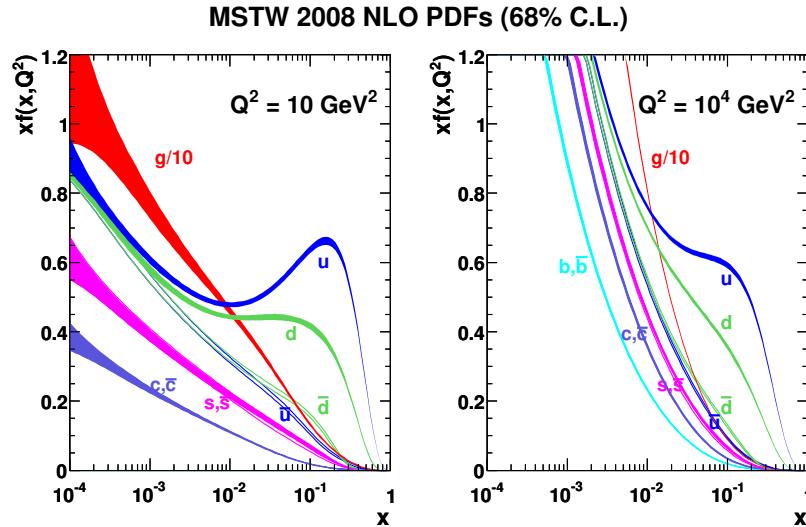


FIG. 4.2: Fonctions de densité partonique pour une échelle en énergie $\mu^2 (= Q^2) = 10 \text{ GeV}$ (gauche) et $\mu^2 (= Q^2) = 10 \times 10^4 \text{ GeV}$ (droite) [67].

Mathématiquement, les PDF dépendent de la variable de Bjorken x qui représente la fraction d'énergie emportée par le parton considéré et l'échelle en énergie du processus Q^2 (transfert d'impulsion). En toute rigueur, les PDF sont évaluées à une échelle d'énergie donnée dite échelle de factorisation μ_F^2 qu'on choisit de l'ordre de grandeur de l'échelle d'énergie du processus étudié : $u_F \equiv Q$. Pour les déterminer, on fait le choix d'une paramétrisation à une échelle d'énergie Q_0 donnée. La forme la plus générale est :

$$x f(x, Q_0^2) = A_f x^{a_f} (1 - x)^{b_f} I_f(x) \quad (4.3)$$

L'annulation des PDF pour $x \rightarrow 1$ est assurée par le terme $(1 - x)^{b_f}$. a_f et b_f sont les paramètres à déterminer à partir des données expérimentales. Cette forme de PDF est attendue avec la règle de comptage des quarks [60]. La dépendance en Q^2 est obtenue à l'aide des équations d'évolution DGLAP (Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi) [61–63]. Elles sont essentielles pour prédire à partir des valeurs collectées à bas Q^2 , les PDF à hautes valeurs de Q^2 non explorées par les données mais nécessaires au LHC.

Les PDF utilisées pour produire les simulations ont été fournies par le groupe CTEQ [64] (voir la figure FIG.4.2) et NNPDF [65]. De plus le groupe de travail PDF4LHC [66] effectue des études comparatives des différentes PDF et des prévisions au LHC. Il fournit également une méthode standard pour l'estimation des incertitudes liés aux PDF au LHC grâce à une combinaison des résultats des différents groupes.

4.1.3 DE L'ÉVÉNEMENT DUR AUX PARTICULES DANS LE DÉTECTEUR

Les particules colorées provenant de l'événement dur génèrent une gerbe partonique. Il s'agit du phénomène de radiation en cascade de particules et de gluons secondaires provenant de gluons de haute énergie. Une fois une certaine échelle d'énergie, fixée par le générateur, atteinte, les gluons restants sont forcés de se désintégrer.

Finalement l'hadronisation intervient et ce sont des hadron neutres du point de vue de l'interaction forte qui sont produits. Ce phénomène se produit environ 5×10^{-24} s après la production de la particule. Il n'existe pas encore de théorie décrivant correctement l'hadronisation, il faut faire appel à des modèles phénoménologiques.

A l'échelle d'énergie où ils se produisent la QCD devient non-perturbative ainsi ses effets sont très complexes à simuler. Il existe néanmoins un ensemble de programmes qui permettent de simuler la chaîne d'hadronisation. On peut citer, par exemple, Pythia [68] et Herwig [69]. Chacun utilisant des algorithmes spécialisés afin de simuler au mieux le développement de la gerbe partonique et de la chaîne d'hadronisation.

4.1.4 SIMULATION DU DÉTECTEUR

A ce stade, les différentes couches de générations ont produit une liste de particules stables qui peuvent atteindre le détecteur. Il faut maintenant simuler leurs interactions avec CMS. Cette simulation se compose de :

- ▷ La modélisation du détecteur.
- ▷ La modélisation des interactions entre particules générées et les sous-détecteurs de CMS (trajectographe, ECAL, HCAL, Chambre à muons)
- ▷ Les courbures des trajectoires des particules chargées par le solénoïde.
- ▷ La modélisation de l'empilement.
- ▷ La modélisation de l'électronique du détecteur.
- ▷ La modélisation du système de déclenchement.

Cette simulation repose sur le logiciel Geant 4 [70]. Sa précision va jusqu'à la simulation du câblage interne du détecteur.

4.2 RECONSTRUCTION DES ÉVÈNEMENTS

La simulation du détecteur fournit en sortie les signaux électriques des sous-détecteurs, à l'instar d'une vraie collision. La reconstruction d'un événement est donc identique lors de la simulation ou d'une prise de données réelle

4.2.1 L'ALGORITHME *PARTICLE-FLOW* (PF)

CMS utilise un algorithme pour reconstruire les objets physiques : l'algorithme du *particle-flow* (PF) [71–75]. Cet algorithme combine les informations provenant des sous détecteurs de CMS pour reconstruire les photons, les électrons, les muons, les hadrons neutres et chargés. L'algorithme PF utilise notamment les traces des particules chargées dans le trajectographe, ainsi que les dépôts énergétiques des différents calorimètres. Les particules sont les interprétations des signatures combinées entre elles.

Il doit être noté que l'algorithme possède un taux de fausse identification non nul. Il est ainsi primordial d'avoir la plus haute efficacité de reconstruction possible. Pour maximiser cette efficacité les sous détecteurs sont pilotés par des algorithmes de trajectographie et de calorimétrie spécialisés.

4.2.1.1 Trajectographie itérative

Le trajectographe offre une meilleure résolution que les calorimètres pour la mesure de l'impulsion des hadrons. Comme près de $\frac{2}{3}$ de l'énergie d'un jet est due à la présence de hadrons chargés, le trajectographe joue un rôle majeur dans la performance du *particle-flow*.

Une procédure itérative [76], basée sur un filtre de Kalman (KF), est utilisé pour reconstruire les trajectoires des particules en minimisant le taux de faux. La graine de cette itération est donnée par la reconstruction induite des *hits* des deux premières couches du détecteur à pixels, ainsi que la position du vertex primaire. La trajectoire est ensuite complétée grâce aux *hits* des autres couches du trajectographe. Les contraintes de cette première étape sont fortes ce qui conduit à un très faible taux de faux.

Les hits associés à une trajectoire de manière non-ambigus sont supprimés de la liste des *hits* disponibles. De manière récursive, l'algorithme réitère la construction de trajectoire en relâchant les contraintes à mesure que la liste des *hits* rapetisse. Ainsi, l'efficacité de reconstruction est améliorée tout en gardant un taux de faux très faible grâce à la réduction du nombre de combinaisons.

Suite à la troisième itération, on obtient une efficacité de reconstruction de 99.5 % pour les muons isolés et de plus de 90 % pour les hadrons chargés. Au-delà, la contrainte sur le point d'interaction est relâchée. Sont ainsi reconstruit les trajectoires des hadrons chargés secondaires (hadrons provenant de vertex d'interaction déplacé).

Pour prendre un exemple de reconstruction, une particule chargée de $p_T = 150 \text{ MeV}$ avec un vertex de production éloigné de plus de 50 cm de l'axe du faisceau, si elle ne laisse que trois *hits*, est reconstruite avec une efficacité de 99 %.

4.2.1.2 Vertex d'interaction : reconstruction et pile-up

L'étape suivante est la reconstruction des vertex qui utilisent les traces précédemment reconstruites. On distingue deux étapes :

- ▷ Si la différence entre les coordonnées z au point le plus proche de l'axe du faisceau est inférieure à 2 mm, alors les traces sont regroupées en « candidats vertex».
- ▷ La position du vertex d'interaction est calculée par un algorithme d'ajustement [77] qui itère sur tous les agrégats de traces. L'algorithme calcule également des indicateurs sur la qualité de l'ajustement (χ^2) en assignant aux traces de l'agrégat un poids variant entre 0 et 1, suivant leur proximité avec l'axe du faisceau.

La présence de *pile-up* parasite l'évènement dur. Pour outre-passé ce bruit de fond, on identifie le vertex primaire comme celui dont la somme des impulsions transverses en quadrature est la plus grande. Les autres vertex sont utilisés afin de réduire l'impact du *pile-up* sur les analyses de physiques. En effet, un hadron chargé peut être identifié comme issu de la collision principale ou non, selon le vertex d'interaction auquel sa trace est attachée. On peut alors supprimer du processus de reconstruction tout hadrons chargés provenant d'un vertex secondaire que l'on étiquette comme du *pile-up*.

4.2.1.3 Agglomération calorimétrique

Le troisième algorithme est l'algorithme d'agglomération calorimétrique de CMS. Il est décomposé en quatre procédures :

1. Mesurer l'énergie et la direction des particules neutres (photons, hadrons neutres).
2. Séparer les dépôts d'énergies des particules neutres de ceux des particules chargées.
3. Reconstruire les électrons et le rayonnement Bremsstrahlung associé.
4. Aider à la mesure de l'énergie des hadrons chargés pour lesquels la trajectoire n'a pas été bien reconstruite (hadrons de bas p_T).

Cet algorithme est appliqué de façon séparée dans chaque sous-calorimètre (tonneau du ECAL, tonneau du HCAL, bouchons du ECAL et HCAL, ...) en trois phases.

IDENTIFICATION DES GRAINES Il s'agit de repérer les cellules calorimétriques où l'énergie dépasse un certain seuil. Ce seuil est fixé par majoration du bruit de fond du détecteur. Les graines contraignent les cellules voisines à ne pas devenir elles même des graines.

DEFINITION D'UN AGGLOMÉRAT TOPOLOGIQUE Ces agrégat est construit en agrégant aux graines toutes les cellules qui leur sont adjacentes et possédant une énergie au dessus d'un seuil, fixé comme deux fois la déviation standard du bruit électronique dans le ECAL (80 MeV dans le tonneau, \sim 300 MeV dans les bouchons) et à 800 MeV dans le HCAL. Il peut y avoir plusieurs graines dans un

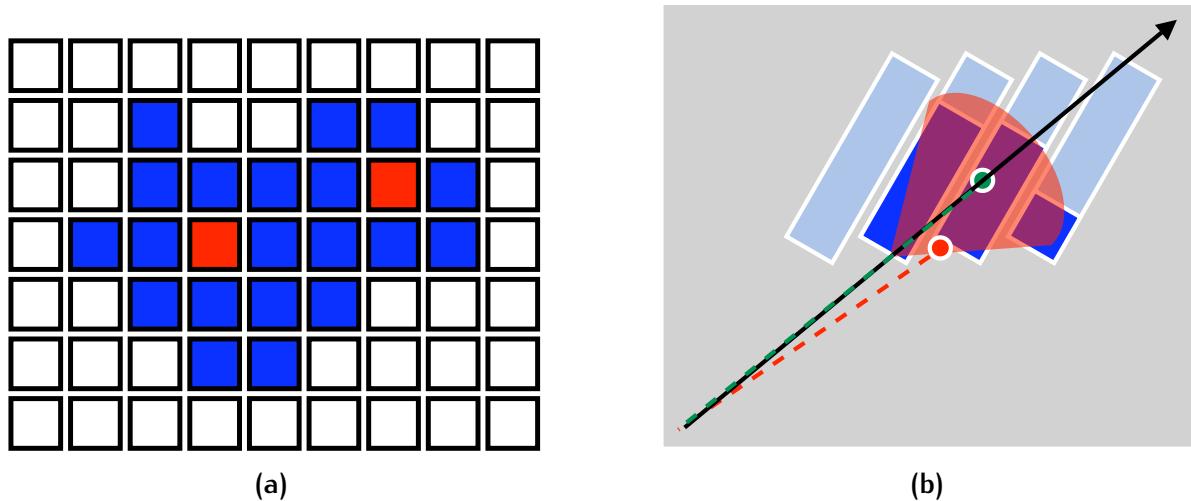


FIG. 4.3: Agglomérat topologique contenant deux graines (a) et détermination de la profondeur du dépôt d'énergie (b). En rouge, la position déterminée sans tenir compte de la profondeur biaisée $|\eta|$. En vert, la profondeur est correctement estimée.

même agglomérat topologique. Dans ce cas, le partage de l'énergie entre chaque graine est effectué selon la distance entre la cellule et la graine, en considérant que les gerbes électromagnétiques déposent leur énergie selon un profil gaussien, dont la largeur ne dépend pas de l'énergie. On peut voir une illustration dans la figure FIG.4.3a.

IDENTIFICATION DE LA POSITION DES AGGLOMÉRATS La position de l'agrégat est déterminée à partir de la graine et des 4 ou 8 cellules voisines, à l'aide de la formule :

$$X = \frac{\sum_i w_i X_i}{\sum_i w_i}, \text{ avec } w_i = \ln \frac{E_i}{E_{th}}$$

avec $X = x, y$ ou z , X_i la position de la cellule i , E_i l'énergie de la cellule i , et E_{th} le seuil d'énergie. Si l'agrégat ne compte qu'une seule graine, toutes les cellules de l'agrégat sont utilisées pour calculer la position. Afin de ne pas introduire de biais en η lors de la détermination de la position, on estime la profondeur du maximum de la gerbe électronique par la formule

$$p = a(b + \ln E)$$

où p est la profondeur, a et b sont des constantes qui dépendent de η , et E l'énergie totale de l'agrégat. On peut voir figure FIG.4.3b l'effet de cette procédure sur la détermination de la position angulaire de l'agrégat. Une vue géométrique est donnée dans la figure FIG.4.3b.

4.2.1.4 L'algorithme de liaison

La dernière étape est la création du lien entre les traces et les agrégats reconstruits. La subtilité provient du fait qu'une particule peut déposer de l'énergie dans les divers

sous-détecteurs. Il faut également éliminer les possibilités de double comptage. Ce dernier algorithme produit des « blocs » d’éléments qui vont ensuite servir la reconstruction des particules.

Dans un premier temps on extrapole les traces reconstruites dans le trajectographe.

- ▷ Dans le calorimètre électromagnétique, jusqu’à une profondeur correspondant au maximum attendu d’une gerbe électromagnétique.
- ▷ Dans le calorimètre hadronique, jusqu’à une profondeur d’une interaction nucléaire (λ_0 , voir ??).

Si l’extrapolation passe dans la zone délimitée par l’agrégat alors on relie la trace à l’agrégat. On définit la distance du lien par la distance $\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$ dans le plan (η, ϕ) . Les électrons émettent un rayonnement Bremsstrahlung, il perdent donc de l’énergie. Pour collecter l’énergie perdue des trajectoires tangentes à la trajectoire principale sont extrapolées dans le ECAL. De la même manière on peut construire un lien entre les deux calorimètres (ECAL et HCAL) par recouvrement de zone. La distance du lien est donnée par ΔR dans le plan (η, ϕ) . Finalement, le spectromètre à muons reconstruit aussi des traces. Lorsque l’ajustement entre les traces des chambres à muons et celles du trajectographe donne un χ^2 acceptable, un lien est fait. Le muon est dit global.

4.2.1.5 Reconstruction des muons

Durant les étapes dites de reconstruction des particules, la reconstruction du muon[78] est la première étape et ce, même avant la reconstruction de l’évènement grâce à l’algorithme du *particle-flow*. Les muons laissent des traces dans le trajectographe et dans les chambres à muons, on a avec eux deux types de reconstructions.

RECONSTRUCTION DES MUONS GLOBAUX Cette reconstruction orientée pour les muons de impulsion transverse ($p_T \gtrsim 200 \text{ GeV}$) consiste en l’interpolation d’un lien entre une trace dans le spectromètre à muons et une trace correspondante, par extrapolation, imprimée dans le trajectographe. L’algorithme de lien trajectoire présenté dans la section ?? fonctionne avec un algorithme similaire. Cette méthode permet d’améliorer la résolution de l’impulsion par rapport à celle utilisant uniquement la trace du trajectographe .

RECONSTRUCTION DES TRACKER MUONS Dans le cas de faibles impulsions ($p_T \lesssim 5 \text{ GeV}$), cette méthode est préférée. L’idée est de ne considérer que les traces présentes dans le trajectographe comme possibles candidats muons. En prenant en compte les pertes d’énergie et l’incertitude due aux multiples diffusions, ces muons sont attendus peu énergétiques. On ne va donc exiger qu’au minimum une petite trace dans le spectromètre à muons, composée de quelques *hits* de DT ou CSC. Dans le contexte des faibles impulsions, cette approche est plus performante que la reconstruction des muons globaux.

Seul 1 % des muons ne sont pas reconstruits par l'une ou les deux méthodes précédentes. Les traces orphelines dans les chambres à muons sont rangés dans la troisième catégorie des muons *standalone*. Les trois catégories de muons sont ensuite regroupées dans une liste de candidats muons. Les candidats muons globaux et *tracker* muons qui partagent la même trace du trajectographe sont fusionnés en un seul candidat. Une sélection est effectuée sur les candidats muons reconstruits avec l'algorithme standard afin d'identifier les muons *particle-flow*. Trois sélections différentes existent : « isolé », «*pf-tight*» et «*pf-loose*».

MUON ISOLÉ Les muons sont considérés isolés si, dans un cône de taille $R = 0.3$ centré sur le muon, la somme du p_T des traces et des agrégats calorimétriques est inférieure à 10 % de l'impulsion du muon. En demandant simplement aux muons d'être globaux, une grande efficacité est obtenue car dû à la propreté de l'environnement immédiat autour du muon, l'effet du *particle-flow* est limité.

MUON PF-TIGHT Cette sélection est optimisée pour identifier les muons au sein des jets. Elle requiert un certain nombre de *hits* dans les traces du spectromètre à muons. Est exigée également une compatibilité entre les dépôts d'énergies dans les calorimètres et ceux obtenus par des simulations.

MUON PF-LOOSE Cette sélection relâche la contrainte sur le nombre de *hits*, et supprime la contrainte sur les dépôts d'énergie.

On retire ensuite de la liste des blocs *particle-flow* disponibles, chaque muon reconstruit et on procède ensuite à la reconstruction des électrons.

4.2.1.6 Reconstruction des électrons

Les électrons sont beaucoup plus légers que les muons. Ainsi la radiation Bremsstrahlung est amplifiée par un facteur $(m_\mu/m_e)^4 \simeq 1.83 \times 10^9$, ce qui met en défaut l'algorithme de reconstruction des traces de CMS (voir 4.2.1.1). En effet, l'algorithme n'est pas optimisé pour gérer les changement abrupts de trajectoire des électrons, ce qui peut arriver par émission de photon Bremsstrahlung. Cependant si l'émission est un photon de basse énergie, on peut espérer une reconstruction mais au prix d'une grande incertitude et d'un χ^2 grand. CMS a développé un algorithme dédié à la résolution de ce problème [71, 74, 75]. En modélisant le rayonnement Bremsstrahlung par une somme de gaussiennes (algorithme GSF, pour *Gaussian Sum Filter*), il est possible de redéfinir une trajectoire pour les électrons. L'algorithme est capable de suivre les brusques changements de trajectoire avec sa modélisation à grand nombre de paramètres libres (plus d'une dizaine) et procure ainsi une bien meilleure estimation de l'impulsion des électrons. En contre-partie, cet algorithme est très gourmand en ressource (environ 200 ms par trace), et ne peut donc être utilisé que sur un nombre réduit de traces. Doit donc être introduite une pré-sélection.

Dans l'hypothèse d'un Bremsstrahlung négligeable, l'algorithme reconstruit une trace et s'associe avec un bloc *particle-flow*. Si $E/p \simeq 1$, la trace est sélectionnée.

Au contraire pour un rayonnement Bremsstrahlung trop important, sont distingués deux effets :

- ▷ L'algorithme de reconnaissance de traces échoue lors d'un changement abrupt de trajectoire. La trace résultante contient alors un petit nombre de *hits*.
- ▷ L'algorithme de reconnaissance de traces reconstruit une trace, mais le χ^2 associé est grand.

Si la trace passe la sélection, une sélection est appliquée en utilisant le nombre de *hits* et le χ^2 . Après une interpolation GSF de seulement 5 paramètres libres (donc moins contraignante), le χ^2 est associé avec le rapport χ_{KF}^2/χ_{GSF}^2 , le nombre de *hits* et le facteur de qualité du lien ECAL – trace en entrée d'un algorithme d'arbres de décision boosté.

Le candidat est considéré comme un électron si la sortie de l'algorithme est supérieure à -0.1 [75]. On retire ensuite de la liste des blocs *particle-flow* disponibles, chaque électron reconstruit.

4.2.1.7 Reconstruction des jets

A ce stade, il ne reste plus que les blocs *particle-flow* correspondants aux hadrons (chargés ou neutres), ainsi qu'aux photons. En préambule de la reconstruction, les liens créés par l'algorithme de liaison sont simplifiés. Si une trace est liée à plusieurs agrégats dans le HCAL, seul le lien ayant la plus petite distance (ΔR , voir 4.2.1.4) est gardé. On procède de façon identique pour les liens dans le ECAL.

L'énergie des agrégats calorimétriques liés à une trace peut être très inférieure à l'impulsion de celle-ci, dans moins de 0.3 % des cas. L'hypothèse de la présence d'un muon, ou d'une fausse trace est privilégié si cette différence est supérieure à 3σ . Un algorithme spécialisé de reconstruction des muons permet d'identifier ces muons. La trace est considérée comme fausse et est supprimée des blocs *particle-flow* s'il n'y pas de présence de muon. Chaque trace restante donne lieu à la création de hadrons chargés *particle-flow*, dont l'impulsion et l'énergie sont mesurées directement depuis la trace. La reconstruction des jets possède sa propre section 4.2.3, plus détaillée.

Finalement, il ne reste que les blocs *particle-flow* qui n'ont aucune trace liée. Les photons *particle-flow* sont reconstruit à partir des agrégats dans le ECAL et hadrons neutres *particle-flow* avec les agrégats du HCAL.

Pour alléger les notations, les particules *particle-flow* seront simplement appelées particules.

4.2.2 ISOLATION DES LEPTONS ET DES PHOTONS

L'isolation d'un leptons (muons et électrons) et des photons peut être importante dans une analyse. Une particule est dite isolée si dans cône de rayon donné autour d'elle, l'activité détecteur est faible. L'isolation du lepton est définie par la relation

$$I_\ell = \frac{\sum p_T^{\text{hadrons chargés}} + \sum p_T^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_T^{\text{photons}}}{p_T^\ell}$$

où les sommes portent sur les particules contenues dans un cône de rayon ΔR centré autour du lepton. Ainsi, plus I tend vers 0, plus la particule est isolée. Suivant la saveur du lepton différentes tailles de cônes sont utilisées :

- ▷ $\Delta R = 0.4$ pour les muons
- ▷ $\Delta R = 0.3$ pour les électrons

Pour le calcul de l'isolation, il faut considérer les particules issues de l'interaction principale seulement et éliminer celles provenant du *pile-up*. La méthode précédente, appelé CHS, élimine les hadrons chargées issues de l'empilement. Cependant les hadrons neutres étant plus difficilement traitables, on doit appliquer des corrections supplémentaires. Dans le cas des muons, on applique les corrections « $\Delta\beta$ » et les corrections de « surface effective» pour les électrons et les photons.

4.2.2.1 Corrections $\Delta\beta$

Une des conséquences de la symétrie d'isospin associée à l'interaction forte est l'apparition d'une relation, dans un premier temps empiriquement découverte, entre l'énergie combinée des hadrons neutres et des photons issus du *pile-up* et la moitié de l'énergie totale des hadrons chargées du *pile-up*.

$$\sum p_T^{\text{hadrons neutres pile-up}} + \sum p_T^{\text{photons pile-up}} \simeq 0.5 \sum p_T^{\text{hadrons chargés pile-up}} \quad (4.4)$$

En soustrayant donc de cette quantité du calcul d'isolation et en vérifiant la positivité de l'énergie de la partie neutre, on obtient :

$$I_\mu^{\text{corrigé}} = \frac{\sum p_T^{\text{hadrons chargés}} + \overbrace{\left(\sum p_T^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_T^{\text{photons}} - 0.5 \sum p_T^{\text{hadrons chargés pile-up}} \right)}^{=0 \text{ si négatif}}}{p_T^\ell}$$

On considère un muon comme isolé si $I_\mu^{\text{corrigé}} < 15\%$.

4.2.2.2 Corrections à la surface effective

La stratégie, pour cette corrections, est tout d'abord de considérer la partie neutre du *pile-up* correspondant à $\rho \times \text{EA}$ où ρ est la densité d'énergie par unité de surface due au *pile-up* dans l'évènement et EA la surface effective :

$$\text{EA} = \frac{\alpha_{I,N_{\text{vtx}}}}{\alpha_{\rho,N_{\text{vtx}}}} \quad (4.5)$$

où $\alpha_{I,N_{\text{vtx}}}(\alpha_{\rho,N_{\text{vtx}}})$ est la pente du profil de l'isolation non corrigé I définie par l'équation (4.4)(la densité d'énergie ρ) en fonction du nombre N_{vtx} de vertex primaires.

L'isolation corrigée est donc

$$I_e^{\text{corrigé}} = \frac{\sum p_T^{\text{hadrons chargés}} + \overbrace{\left(\sum p_T^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_T^{\text{photons}} - \rho EA \right)}^{=0 \text{ si négatif}}}{p_T^\ell}$$

On considère un électron comme isolé si $I_e^{\text{corrigé}} < 6\%$. Cette valeur est plus faible que pour les muons en raison de la taille du cône plus faible également.

4.2.3 RECONSTRUCTION DES JETS

Le confinement lié à l'interaction forte implique que les quarks et gluons produits lors des collisions ne peuvent pas être observés directement. Lors de leur propagation, ils vont se combiner avec d'autres quarks pour former des hadrons. Cette succession d'hadronisation va induire la détection d'une gerbe de hadrons. Formée principalement de hadrons, mais aussi de leptons, cette gerbe est appelée *jet*.

On dispose d'une description globale de l'événement, sous forme d'une liste de particules, grâce à l'algorithme de *particle-flow*. On va cependant utiliser des algorithmes spécialisés qui vont parcourir la liste des particules, et former des agrégats suivant certains critères de distance entre les particules, différents selon les algorithmes. A CMS, deux types d'algorithmes sont principalement utilisés : l'algorithme *anti- k_T* [79] et l'algorithme *Cambridge-Aachen* (C-A) [80]. La figure Fig.4.5 montre la composition d'un jet reconstruit avec l'algorithme *anti- k_T* . Lorsque que l'on veut étudier la sous-structure au sein d'un jet, c'est le dernier que l'on va utiliser. Par exemple, dans le cas de la désintégration d'un boson W de très grande impulsion, les deux quarks peuvent être produits de façon très colinéaire, entraînant la reconstruction d'un seul gros jet, au lieu de deux.

En premier lieu, on supprime de la liste des particules les leptons isolés (voir 4.2.2) pour ne pas les agréger au sein d'un jet et produire un double comptage.

Les deux algorithmes itèrent sur la collection de particules, et tentent de construire un jet en associant les particules deux à deux. Pour ce faire, ils utilisent les quantités suivantes :

$$d_{ij} = \min(k_{T,i}^n, k_{T,j}^n) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$

$$d_{iB} = k_{T,i}^n$$

où $k_{T,i}$ est l'impulsion transverse de la particule i par rapport à l'axe du faisceau, ΔR_{ij} la distance entre i et j dans le plan (η, ϕ) , et R une distance, choisie par l'utilisateur, symbolisant la largeur du jet. Pour l'algorithme *anti- k_T* , on a $n = -2$, tandis que pour C-A, on a $n = 1$. d_{iB} est un estimateur de la distance entre la particule i et le faisceau.

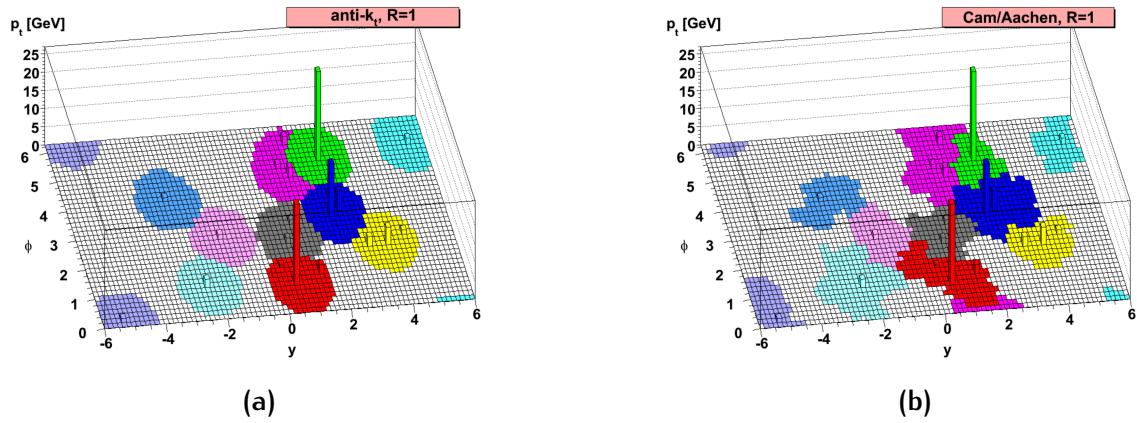


FIG. 4.4: Reconstruction des jets dans le plan (η, ϕ) effectuée sur le même événement par l'algorithme anti- k_T (a) et par l'algorithme C-A (b), pour une distance $R = 1$ [79].

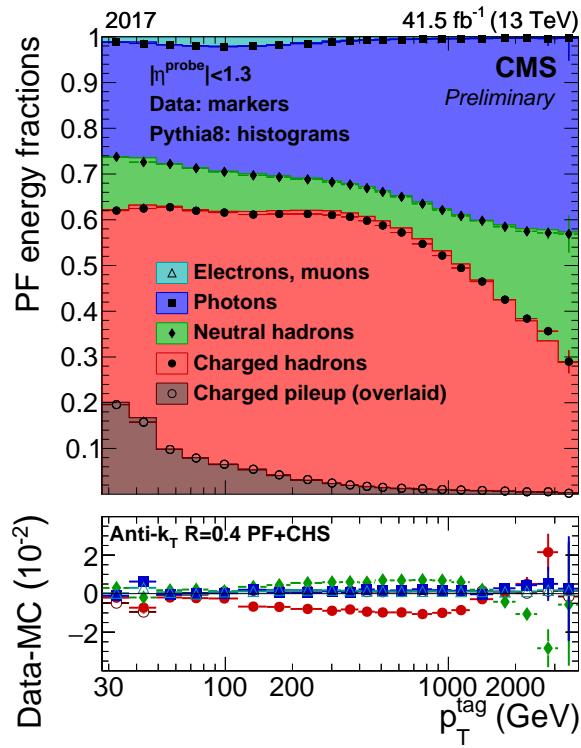


FIG. 4.5: Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme $anti-k_T$ en fonction de p_T du jet avec un $\Delta R = 0.4$ dans des évènements dijet sur l'année 2017.

La première étape consiste à estimer la valeur minimum d_{min} entre tous les d_{ij} et d_{iB} . Si $d_{ij} = d_{min}$ alors les 4-impulsions des objets i et j sont sommées dans un nouvel objet. Par récursion, on complète la liste. Si le minimum est obtenu pour d_{iB} l'objet i est considéré comme un jet et est enlevé de la liste des particules. L'algorithme s'arrête lorsque toutes les particules au-dessus du seuil p_T minimum ont été agglomérées dans un jet.

La différence entre ces deux algorithmes réside dans le choix des particules à grouper. Pour *anti- k_T* , le poids de chaque paire est proportionnel à $\min(1/k_{T,i}^2, 1/k_{T,j}^2)$, ce qui revient à fusionner les particules de grandes impulsions les plus proches en premier. Pour C-A, le poids est uniquement proportionnel à la distance entre les paires : les particules les plus proches sont fusionnées en premier. On peut voir dans la figure FIG.4.4 un exemple de reconstruction des jets sur un même événement par les deux algorithmes.

4.2.3.1 Calibration des jets

Nos algorithmes de reconstruction sont notre meilleur approximation expérimentale des quarks et des gluons bien que les jets soit particulièrement difficiles à reconstruire. Il est possible que des particules créées lors de l'hadronisation ne soient pas correctement agglomérées dans le jet. Cela peut être dû au fait que ces particules dévient trop de la trajectoire initiale du quark. De plus, bien que les détecteurs soient étalonnés pour reconstruire au mieux l'énergie des particules, la calibration reste moyenne et ainsi elle impacte la mesure de l'énergie des jets. Les jets doivent donc être étalonnés, c'est-à-dire que leur énergie doit être évaluée au mieux pour correspondre aux simulations avant d'être utilisés dans des analyses physiques. La résolution en p_T des jets est étudiée après calibration des jets sur des évènements dijet (voir FIG.4.5) et $\gamma + \text{jets}$. Des facteurs correctifs sont calculés et fournis centralement au sein de la collaboration, pour tenir compte des différences entre les données et les simulations observées sur les mesures de la résolution¹.

4.2.4 ÉTIQUETAGE DES JETS

A CMS, plusieurs algorithmes sont disponibles, permettant d'identifier les jets formés par un quark b (*b-tagging*, pour étiquetage des b). Nous allons présenter dans cette partie deux algorithmes.

L'algorithme CSVv2 permet d'obtenir la probabilité qu'un jet soit de saveur lourde. Cet algorithme consiste en un réseau de neurones dit perception multicouche avec une couche cachée et un nombre de nœuds correspondant à deux fois le nombre de variables [81]. Les variables entraînées par le réseau de neurones sont liées au vertex secondaire. On peut noter la masse corrigée du vertex secondaire, ratio d'énergie du vertex secondaire, ... La liste exhaustive des variables est décrite [82]. Ce sont les évèn-

¹ La résolution des jets obtenus dans les simulations est meilleure que celle des jets reconstruits sur les données

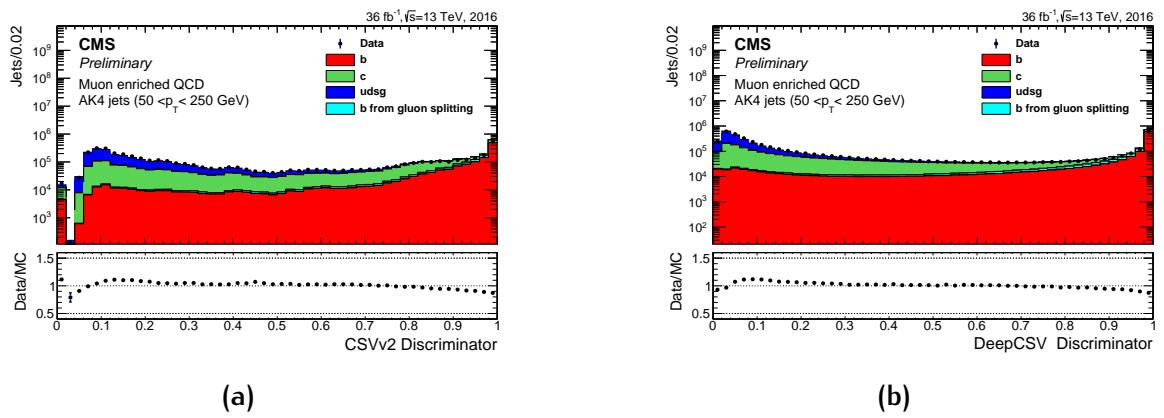


FIG. 4.6: Distribution des algorithmes de CSVv2 (a) et de DeepCSV (b).

ments multijets qui entraînent le réseau. Ils seront ensuite répartis en trois catégories : ceux pour lesquels un ou plusieurs vertex secondaires ont été reconstruits, ceux pour lesquels un vertex secondaire n'a pas été reconstruit mais où le jet possède au moins deux traces avec un paramètre d'impact 2D d'une signification suffisante ainsi qu'une masse invariante supérieure de 50 MeV à la masse du K_S^0 et enfin les événements qui ne tombent pas dans les deux catégories précédentes.

La figure FIG.4.6a, montre les distributions du discriminant pour les jets issus de b est en moyenne plus proche de 1, cette distribution pour les jets de c n'a pas de maxima clair et celle des jets légers est proche de 0. Cet algorithme performant permet une bonne discrimination des jets b par rapport aux saveurs légères mais moins par rapport à jet de c.

Récemment les avancées du deep machine learning [83] ont permis l'amélioration des algorithmes. L'algorithme DeepCSV est la version avancée du CSVv2. Cette version comporte quatre couches cachées de 100 noeuds interconnectés. L'entraînement est réalisé avec un mélange $t\bar{t}$ et multijet à l'aide des librairies Kera [84] et Tensor-Flow [85]. La seule différence dans les variables du DeepCSV vient de l'utilisation de deux traces supplémentaires. Le discriminant utilisé pour les jets issus b est présenté à la figure FIG.4.6b.

La figure FIG.4.7a montre la probabilité d'une mauvaise identification d'un jet léger ou d'un c comme un jet de b en fonction de l'efficacité de sélection des jets b pour les différents algorithmes utilisés dans la collaboration. Cette figure permet de bien choisir son algorithme en fonction des besoins de sa propre analyse.

Les algorithmes d'identification sont entraînés sur des échantillons simulés pour obtenir les meilleures performances possibles et ne pas introduire de biais provenant de différences entre les données et les simulations. Les facteurs d'échelles sont extraits et appliqués aux simulations. Ils sont extraits en utilisant la méthode dite de *tag and prob* [82] et un ajustement itératif [86]. Ces méthodes sont appliquées sur des événements de données contenant deux leptons isolés de signe opposés et des jets. Le jet dont la saveur est estimée à l'aide de l'algorithme est utilisé comme étiquette et les autres jets comme des sondes. La normalisation de la distribution du discriminant dans les

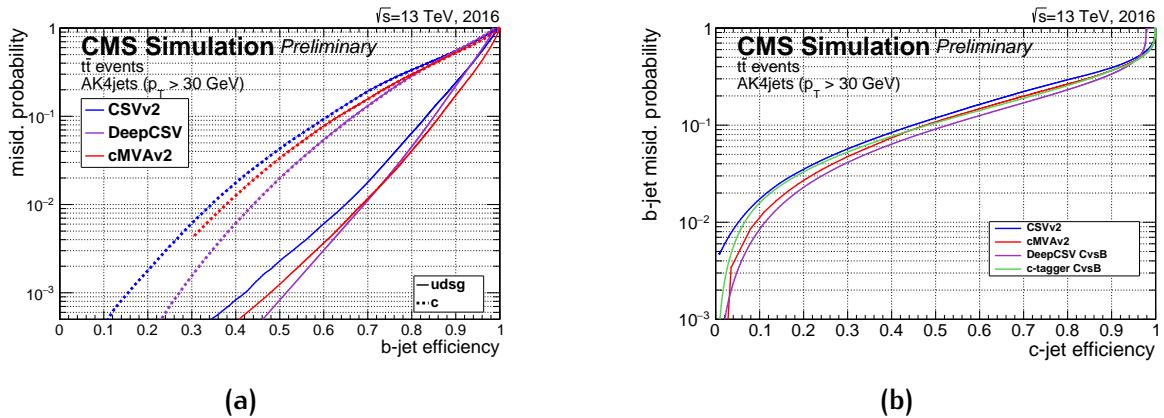


FIG. 4.7: Probabilité de mauvaises identifications en fonction de l'efficacité de sélection des jets de b (a), des jets de c (b) pour différents algorithmes.

simulations est normalisée à celle observée dans les données, les facteurs d'échelles sont ensuite extraits pour couvrir les différences restantes dans les distributions de discriminant entre données et simulations. Ces facteurs d'échelles dépendent du p_T et du η du jet.

4.2.5 ÉNERGIE TRANSVERSE MANQUANTE

Par rapport au repère conventionnel de CMS, les collisions se déroulent le long de l'axe z . L'impulsion dans le plan (x, y) est donc nulle. Après reconstruction de l'événement, le bilan doit rester nul en vertu de la conservation de l'impulsion. Un bilan non nul signifie que des particules n'ont pas été correctement reconstruites. Les neutrinos interagissent très peu avec la matière, il ne sont par conséquent jamais détectés et font parties de ces particules non reconstruites.

Pour quantifier cette perte d'énergie, on introduit le vecteur d'énergie transverse manquante \cancel{p}_T et l'énergie transverse manquante (MET), sa norme, noté \cancel{E}_T . A l'aide de l'algorithme de *particle-flow*, on définit le vecteur énergie transverse manquante comme l'opposé de la somme vectorielle des impulsions transverses de toutes les particules de l'événement. La résolution sur la mesure de la \cancel{E}_T est très importante, puisque de nombreux modèles de nouvelle physique prédisent des particules qui interagissent peu voire pas avec la matière : l'énergie manquante est alors le seul moyen de pouvoir les mettre en évidence.

4.3 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons vu qu'il faut mettre en place une chaîne de simulation complète et performante pour confronter les données aux prédictions théoriques. La première étape de la chaîne est la réalisation d'une simulation physique. C'est à dire comprenant les phénomènes de collisions entre partons, radiations de gluons,

hadronisation, désintégration des particules instables, l'évènement sous-jacent et les collisions multiples. De plus, une simulation précise du détecteur CMS est nécessaire pour recréer les réponses des différents sous-détecteurs aux particules produites.

Les signaux électriques fournis par le détecteur sont convertis en objets physiques. Le processus de reconstruction est commun aux simulations et aux données. Pour améliorer la résolution des différents objets reconstruits, on utilise l'algorithme *particle-flow* qui combine les informations fournies par les différents sous-détecteurs. On a également vu que plusieurs outils utilisent les résultats du *particle-flow*. Par exemple, l'algorithme de reconstruction des jets qui est central dans l'environnement hadronique qu'est le LHC. Ils présentent une moins bonne résolution que les muons ou les photons, ainsi d'importantes méthodes de calibrations sont déployées pour mesure de l'énergie plus précise.

A

ANNEXE : OUTILS MATHÉMATIQUES

A.1	Structure algébrique	101
A.1.1	Groupe	101
A.1.2	Algèbre	102
A.2	Groupe et algèbre de Lie.	102
A.2.1	Algèbre et crochet de Lie.	103
A.3	Théorie des représentations	103
A.3.1	Définition	103
A.3.2	La représentation triviale	104
A.3.3	La représentation fondamentale.	104
A.3.4	Exemples de groupes présent en physique	104

A.1 STRUCTURE ALGÉBRIQUE

A.1.1 GROUPE

En mathématique un groupe est un couple constitué d'un ensemble G et d'une opération $*$. On note $(G, *)$ le groupe doté d'un ensemble G muni d'une loi de composition $*$. Un groupe doit respecter quatre caractéristiques :

- ▷ La loi de composition doit être interne :
 $\forall a, b \in G, \quad a * b \in G.$
- ▷ La loi de composition doit être associative :
 $(a * b) * c = a * (b * c).$
- ▷ L'existence d'un élément neutre $e \in G$:
 $\forall a \in G, \quad a * e = e * a = a.$
- ▷ L'existence d'un élément symétrique dans G :
 $\forall a \in G, \exists s \in G, \quad a * s = s * a = e.$ On note le symétrique de a , a^{-1} .

Éventuellement, un groupe peut être muni d'une dernière contrainte. Si l'opération est commutative ($\forall a, b \in G \setminus \{e\}, a * b = b * a$), le groupe est dit abélien.

A.1.2 ALGÈBRE

Pour construire une algèbre il faut batir une structure intermédiaire. Soit un groupe auquel on ajoute un ensemble \mathbb{K} muni d'une opération addition $+$ et de multiplication \cdot que l'on lie par les relations suivantes :

$$\lambda \cdot (u + v) = \lambda \cdot u + \lambda \cdot v \quad \forall u, v \in G, \forall \lambda \in \mathbb{K} \quad (\text{A.1})$$

$$(\lambda + \mu) \cdot u = \lambda \cdot u + \mu \cdot u \quad \forall u \in G, \forall \lambda, \mu \in \mathbb{K} \quad (\text{A.2})$$

$$(\lambda\mu) \cdot u = \lambda \cdot (\mu \cdot u) \quad \forall u \in G, \forall \lambda, \mu \in \mathbb{K} \quad (\text{A.3})$$

Cette structure est un espace vectoriel si $(\mathbb{K}, +, \cdot)$ est un corps, un module si $(\mathbb{K}, +, \cdot)$ est un anneau.

Une algèbre noté $(G, \mathbb{K}, +, \cdot, \star)$ est un espace vectoriel ou module auquel on ajoute une opération bilinéaire :

$$\star : G \times G \longrightarrow G$$

$$g_1, g_2 \longmapsto g_3 = g_1 \star g_2$$

Une algèbre de Lie est une algèbre $(G, \mathbb{K}, +, \cdot, [\cdot, \cdot])$ dont l'opération bilinéaire, nommée « crochet de Lie », a pour propriétés :

$$\triangleright [x, y] = -[y, x]$$

$$\triangleright [x, [y, z]] + [y, [z, x]] + [z, [x, y]] = 0$$

Un espace vectoriel \mathbb{R}^3 munie du produit vectoriel est un exemple d'algèbre de Lie.

A.2 GROUPE ET ALGÈBRE DE LIE

Un groupe de Lie peut être intégralement construit à partir d'un ensemble réduit d'objets nommées générateurs et répondant à :

$$g = e^{\alpha_k T^k} \quad (\text{A.4})$$

avec T^k les générateurs du groupe et α_k des paramètres du groupe.

Exemple simple $SO(2)$

Un exemple très simple est le groupe des matrices de rotations dans l'espace \mathbb{R}^2 spéciales orthogonales $SO(2)$ dont le générateur T est donné par :

$$T = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Pour un paramètre θ représentant l'angle de rotation, $R \in \text{SO}(2)$:

$$\begin{aligned} R = e^{\theta T} &= \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\theta^n}{n!} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^n \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -\theta \\ \theta & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\theta^2 & 0 \\ 0 & -\theta^2 \end{pmatrix} + \dots \\ &= \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

A.2.1 ALGÈBRE ET CROCHET DE LIE

Les générateurs sont éléments d'une algèbre, l'algèbre de Lie. Une algèbre de Lie peut être reconnue par la valeurs du crochet de Lie de ses générateurs.

Groupe de Lie	Crochet de Lie de l'algèbre	Générateur du groupe
SU(2)	$[\frac{\sigma_a}{2}, \frac{\sigma_b}{2}] = i\epsilon_{abc}\frac{\sigma_c}{2}$	$\{i\sigma_a\}$ matrices de Pauli
SU(3)	$[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2}] = if_{abc}\frac{\lambda_c}{2}$	$\{i\lambda_a\}$ matrices de Gell-Man
SO(1, 3)	$[J_a, J_b] = i\epsilon_{abc}J_c$ $[K_a, K_b] = -i\epsilon_{abc}J_c$ $[J_a, K_b] = i\epsilon_{abc}K_c$	$\{J_a\}$ Générateurs de rotation $\{K_a\}$ Générateurs de boosts
$SU(2) \otimes SU(2)$	$[J_a^+, J_b^+] = \frac{i}{2}\epsilon_{abc}J_c^+$ $[J_a^-, J_b^-] = \frac{i}{2}\epsilon_{abc}J_c^-$ $[J_a^+, J_b^-] = 0$	$\{J_a^+\}$ Générateurs de $SU(2)$ $\{J_a^-\}$ Générateurs de $SU(2)$

A.3 THÉORIE DES REPRÉSENTATIONS

A.3.1 DÉFINITION

La représentation d'un groupe $(G, *)$ ou d'une algèbre de Lie $(G, \mathbb{K}, +, \cdot, [])$ est action sur un espace vectoriel V défini par l'application :

$$\begin{aligned} \Phi : G \times V &\longrightarrow V \\ v &\longmapsto \Phi(g, v) \end{aligned}$$

Avec la notation $\rho(g)$ pour $\Phi(g, v)$, la représentation de g doit suivre la relation :

$$\rho(g_1) \cdot \rho(g_2) = \rho(g_1 g_2) \quad (\text{A.6})$$

Dans les cas physiques, la représentation est très souvent une matrice agissant sur des espaces vectoriels \mathbb{R}^n ou \mathbb{C}^n .

A.3.2 LA PRÉSENTATION TRIVIALE

On peut remarquer que $\forall g \in G, \rho(g) = \mathbb{1}$ obéit à la règle (A.6). Dans un tel cas, tout élément de G est représenté par la matrice identité et on nomme cette représentation la représentation triviale. Alors l'espace vectoriel V est le corps \mathbb{K} , autrement dit un espace scalaire.

A.3.3 LA PRÉSENTATION FONDAMENTALE

La représentation fondamentale est la représentation irréductible (qui ne peut être décomposée en représentations plus petites). Dans la plupart des cas il s'agit des matrices qui définissent le groupe.

A.3.4 EXEMPLES DE GROUPES PRÉSENT EN PHYSIQUE

Groupe	Représentation triviale	Représentation fondamentale
$U(1)$	1	$\left\{ e^{i\theta} : \theta \in \mathbb{R} \right\}$
$SO(2)$	$\mathbb{1}$	$\left\{ M = \begin{pmatrix} a & -b \\ b & a \end{pmatrix} : a, b \in \mathbb{R}, a^2 + b^2 = 1 \right\}$
$SU(2)$	$\mathbb{1}$	$\left\{ M = \begin{pmatrix} \alpha & -\bar{\beta} \\ \beta & \bar{\alpha} \end{pmatrix} : \alpha, \beta \in \mathbb{C}, \alpha ^2 + \beta ^2 = 1 \right\}$

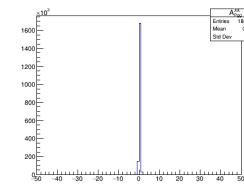
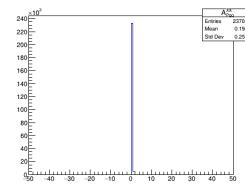
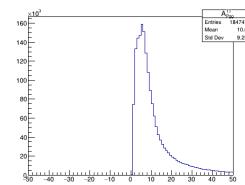
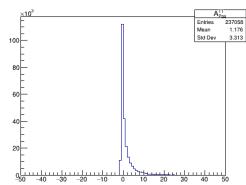
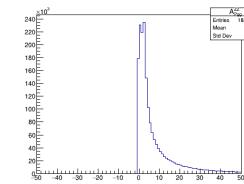
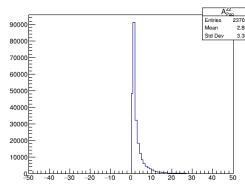
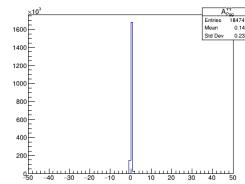
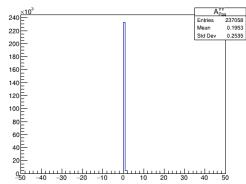
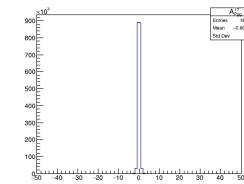
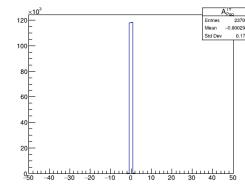
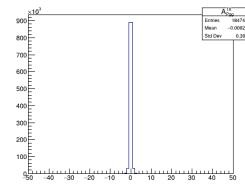
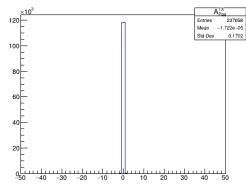
B

ANNEXE : APPROFONDISSEMENT SME

B.1	Les $A^{\mu\nu}$	105
B.2	Les fonctions $f(t)$	107
B.2.1	$c_{XY} = c_{YX}$	108
B.2.2	$c_{XZ} = c_{ZX}$	108
B.2.3	$c_{YZ} = c_{ZY}$	108
B.2.4	Les cas c_{Ti} avec $i = X, Y, Z$	109
B.3	Tracés des coefficients de Wilson	109
B.3.1	$c_{R\mu\nu}$	110
B.3.2	$c_{\mu\nu}$	110
B.3.3	$d_{\mu\nu}$	111
B.4	Moyenne d'éléments de matrice $\langle A_{\mu\nu} \rangle$	111
B.5	Maximum de modulation fonction de la latitude et de l'azimut	112
B.5.1	$c_{XX} = -c_{YY}$	113
B.5.2	$c_{XY} = c_{YX}$	113
B.5.3	$c_{XZ} = c_{ZX}$	113
B.5.4	$c_{YZ} = c_{ZY}$	114

B.1 LES $A^{\mu\nu}$

Dans cette section sont présentées les distributions des valeurs de chaque composante des observables $A^{\mu\nu}$. Chaque composante est présente quatre fois pour les scénarii $A_F^{\mu\nu}$, $A_{Pqq}^{\mu\nu}$, $A_{Pgg}^{\mu\nu}$ et $A_{TOT}^{\mu\nu} = \sum_i A_i^{\mu\nu}$.

**Fig. B.1:** Distribution pour A^{TT} **Fig. B.2:** Distribution pour A^{XX} **Fig. B.3:** Distribution pour A^{YY} **Fig. B.4:** Distribution pour A^{ZZ} **Fig. B.5:** Distribution pour A^{TX} et A^{XT} **Fig. B.6:** Distribution pour A^{TY} et A^{YT}

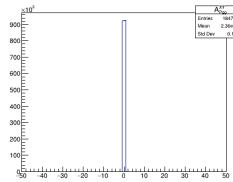
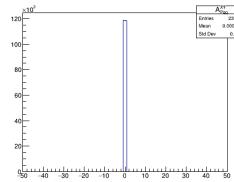
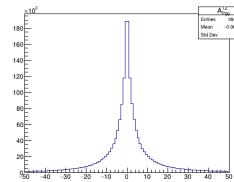
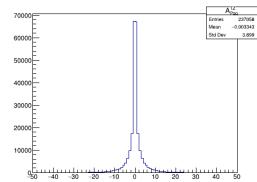


FIG. B.7: Distribution pour A^{TZ} et A^{ZT}

FIG. B.8: Distribution pour A^{XY} et A^{YX}

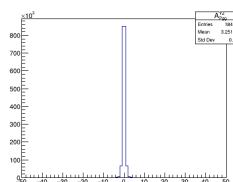
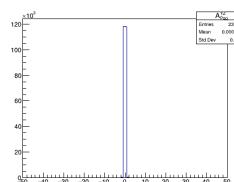
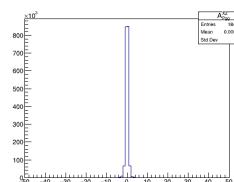
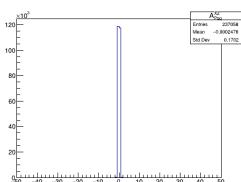


FIG. B.9: Distribution pour A^{XZ} et A^{ZX}

FIG. B.10: Distribution pour A^{YZ} et A^{ZY}

B.2 LES FONCTIONS $f(t)$

Dans cette section sont développées les formes des fonctions de modulation $f(t)$ pour les autres couples non-nuls de coefficients $c_{\mu\nu}$.

B.2.1 $c_{XY} = c_{YX}$

Considérons que seuls $c_{XY} = c_{YX}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
 \frac{f_{\text{SME}}^{(XY)}(t)}{2c_{XY}} &= \left(\left(R_X^X R_X^Y + R_Y^X R_Y^Y \right) \langle A^{XX} \rangle + R_Z^X R_Z^Y \langle A^{ZZ} \rangle \right) \\
 &= \left((-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta)(-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta) + c_t s_t c_\lambda^2 \right) \langle A^{XX} \rangle \\
 &\quad + \left(-c_t s_\lambda c_\theta - s_t s_\theta \right) \left(-s_t s_\lambda c_\theta - c_t s_\theta \right) \langle A^{ZZ} \rangle \\
 &= \underbrace{\left((s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2) \langle A^{XX} \rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{a_1} c_t s_t - \underbrace{\left(c_\theta^2 \langle A^{XX} \rangle + s_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{a_2} c_t s_t \\
 &\quad - \underbrace{s_\lambda c_\theta s_\theta \left(\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle \right) (c_t^2 - s_t^2)}_{a_3} \\
 &= \frac{a_1}{2} \sin(2\Omega t) - \frac{a_2}{2} \sin(2\Omega t) - a_3 \cos(2\Omega t) \\
 \boxed{f_{\text{SME}}^{(XY)}(t) = 2c_{XY} \left(\left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \sin(2\Omega t) - a_3 \cos(2\Omega t) \right)} \tag{B.1}
 \end{aligned}$$

B.2.2 $c_{XZ} = c_{ZX}$

Considérons que seuls $c_{XZ} = c_{ZX}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
 \frac{f_{\text{SME}}^{(XZ)}(t)}{2c_{XZ}} &= \left(\left(R_X^X R_X^Z + R_Y^X R_Y^Z \right) \langle A^{XX} \rangle + R_Z^X R_Z^Y \langle A^{ZZ} \rangle \right) \\
 &= \left((-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta)(-c_\lambda s_\theta) + (c_t c_\lambda)(-s_\lambda) \right) \langle A^{XX} \rangle + (c_t s_\lambda c_\theta + s_t s_\theta)(c_\lambda c_\theta) \langle A^{ZZ} \rangle \\
 &= -c_t c_\lambda s_\lambda \underbrace{\left((1 - s_\theta^2) \langle A^{XX} \rangle - c_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{c_\lambda s_\lambda c_\theta (\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle) = a_4} + s_t s_\theta c_\lambda c_\theta \underbrace{\left(\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle \right)}_{a_5} \\
 \boxed{f_{\text{SME}}^{(XZ)}(t) = 2c_{XZ} (a_4 \cos(\Omega t) + a_5 \sin(\Omega t))} \tag{B.2}
 \end{aligned}$$

B.2.3 $c_{YZ} = c_{ZY}$

Considérons que seuls $c_{YZ} = c_{ZY}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
 \frac{f_{\text{SME}}^{(YZ)}(t)}{2c_{YZ}} &= \left(\left(R_X^Y R_X^Z + R_Y^Y R_Y^Z \right) \langle A^{XX} \rangle + R_Z^Y R_Z^Z \langle A^{ZZ} \rangle \right) \\
 &= \left((-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta)(-c_\lambda s_\theta) + (s_t c_\lambda)(-s_\lambda) \right) \langle A^{XX} \rangle + (s_t s_\lambda c_\theta - c_t s_\theta)(c_\lambda c_\theta) \langle A^{ZZ} \rangle \\
 &= -c_t s_\theta c_\lambda c_\theta \underbrace{\left(\langle A^{ZZ} \rangle - \langle A^{XX} \rangle \right)}_{a_5} + s_t c_\lambda s_\lambda \underbrace{\left((1 - s_\theta^2) \langle A^{XX} \rangle - c_\theta^2 \langle A^{ZZ} \rangle \right)}_{a_4} \\
 \boxed{f_{\text{SME}}^{(YZ)}(t) = 2c_{YZ} (a_4 \sin(\Omega t) - a_5 \cos(\Omega t))} \tag{B.3}
 \end{aligned}$$

B.2.4 LES CAS c_{Ti} AVEC $i = X, Y, Z$

Considérons que seuls $c_{TX} = c_{XT}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
 \frac{f_{\text{SME}}^{(TX)}(t)}{2c_{TX}} &= R_X^X \langle A^{TX} \rangle + R_Y^X \langle A^{TY} \rangle + R_Z^X \langle A^{TZ} \rangle \\
 &= (-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta) \langle A^{TX} \rangle + (c_t c_\lambda) \langle A^{TY} \rangle + (c_t s_\lambda c_\theta + s_t s_\theta) \langle A^{TZ} \rangle \\
 &= \underbrace{\left(-s_\lambda s_\theta \langle A^{TX} \rangle + c_\lambda \langle A^{TY} \rangle + s_\lambda c_\theta \langle A^{TZ} \rangle \right)}_{b_1} c_t + \underbrace{\left(c_\theta \langle A^{TX} \rangle + s_\theta \langle A^{TZ} \rangle \right)}_{b_2} s_t \\
 &= b_1 \cos(\Omega t) + b_2 \sin(\Omega t)
 \end{aligned}$$

$f_{\text{SME}}^{(TX)}(t) = 2c_{TX} (b_1 \cos(\Omega t) + b_2 \sin(\Omega t))$

(B.4)

Considérons que seuls $c_{TY} = c_{YT}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
 \frac{f_{\text{SME}}^{(TY)}(t)}{2c_{TY}} &= R_X^Y \langle A^{TX} \rangle + R_Y^Y \langle A^{TY} \rangle + R_Z^Y \langle A^{TZ} \rangle \\
 &= (-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta) \langle A^{TX} \rangle + (s_t c_\lambda) \langle A^{TY} \rangle + (s_t s_\lambda c_\theta - c_t s_\theta) \langle A^{TZ} \rangle \\
 &= \underbrace{\left(-s_\lambda s_\theta \langle A^{TX} \rangle + c_\lambda \langle A^{TY} \rangle + s_\lambda c_\theta \langle A^{TZ} \rangle \right)}_{b_1} s_t - \underbrace{\left(c_\theta \langle A^{TX} \rangle + s_\theta \langle A^{TZ} \rangle \right)}_{b_2} c_t \\
 &= b_1 \sin(\Omega t) - b_2 \cos(\Omega t)
 \end{aligned}$$

$f_{\text{SME}}^{(TY)}(t) = 2c_{TY} (b_1 \sin(\Omega t) - b_2 \cos(\Omega t))$

(B.5)

B.3 TRACÉS DES COEFFICIENTS DE WILSON

Dans cette section sont présentées les modulations de tout les couples non-nuls d'un coefficient donné fixé à 0,1. Ce, dans le scenario du Run II du LHC à 13 TeV avec une luminosité $\mathcal{L} = 150 \text{ fb}^{-1}$.

B.3.1 $c_{R\mu\nu}$

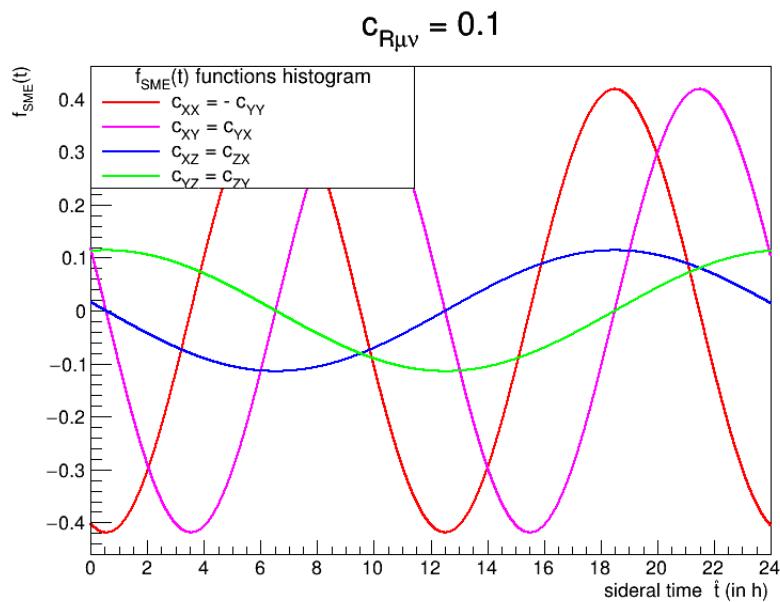


FIG. B.11: LHC 13TeV

B.3.2 $c_{\mu\nu}$

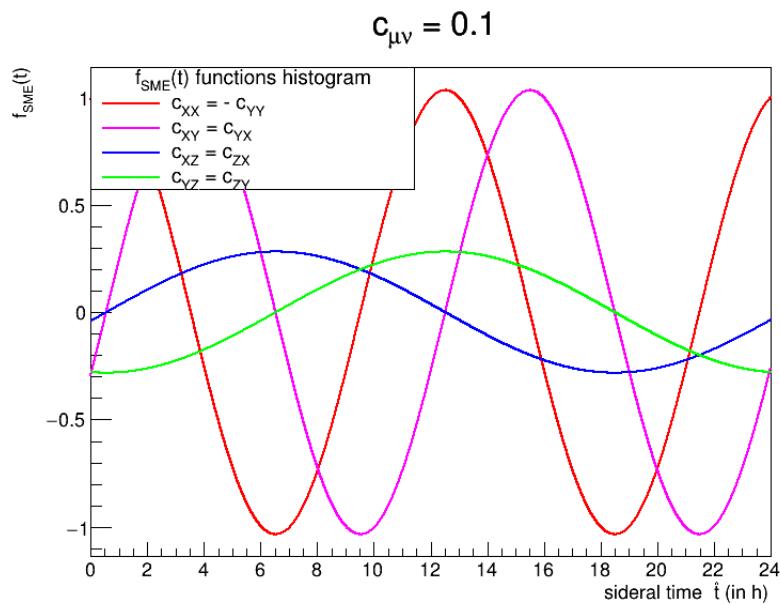


FIG. B.12: LHC 13TeV

B.3.3 $d_{\mu\nu}$

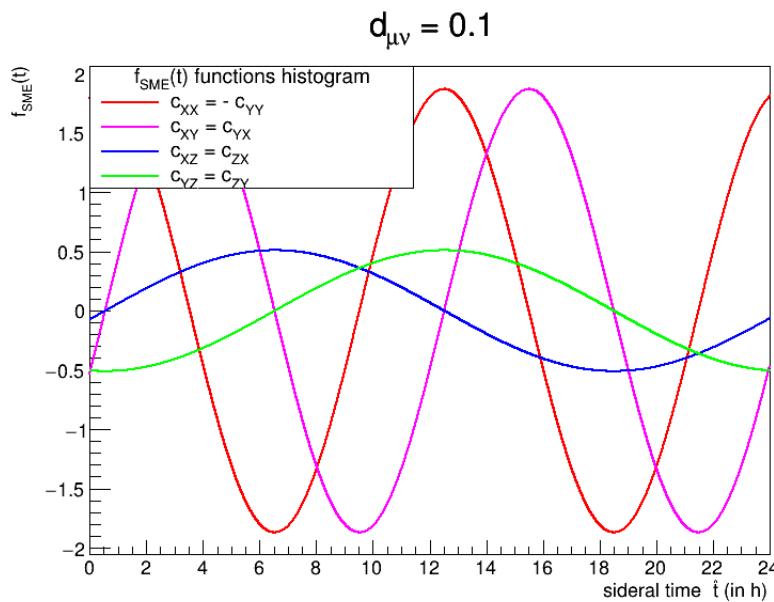


FIG. B.13: LHC 13TeV

B.4 MOYENNE D'ÉLÉMENTS DE MATRICE $\langle A_{\mu\nu} \rangle$

Dans cette section est présentée sous forme d'histogramme, la différence entre l'évaluation de la modulation pour un couple de coefficients donné, en bins de temps, avec utilisation d'une matrice $A^{\mu\nu}$ moyenne et sans. Ceci montre la pertinence de l'utilisation des matrices moyennes. En effet, que l'on bin une fonction composée d'une matrice $A_{\mu\nu}$ par événement ou que le l'on bin la fonction analytique générée à partir de la moyenne $\langle A_{\mu\nu} \rangle$ sur tout les évènements, on obtient un résultat similaire.

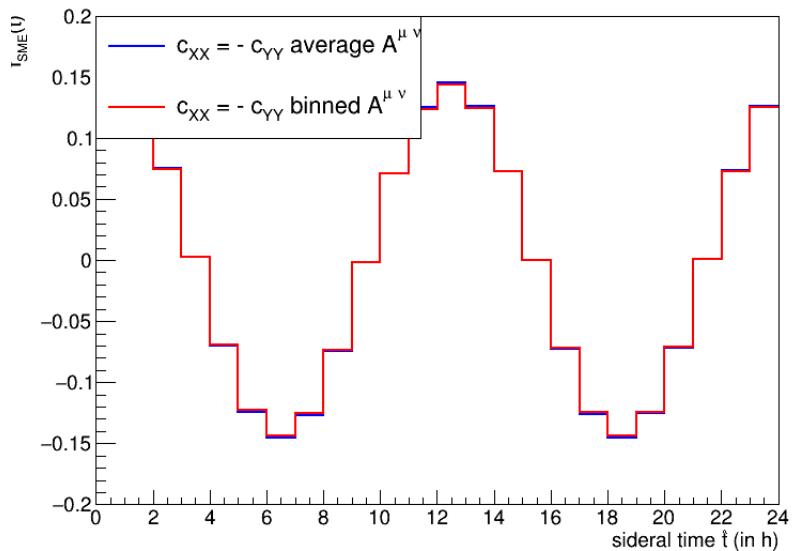


FIG. B.14: Moyenne de la composante cinétique en 24 bins

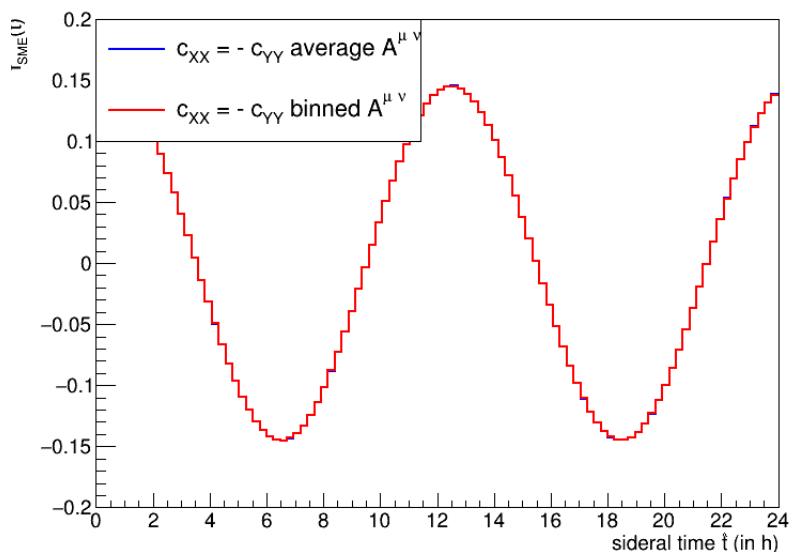


FIG. B.15: Moyenne de la composante cinétique en 100 bins

B.5 MAXIMUM DE MODULATION FONCTION DE LA LATITUDE ET DE L'AZIMUT

Cette section présente, les formes des équations de maximum de modulation en fonction de la latitude et de l'azimut.

B.5.1 $c_{XX} = -c_{YY}$

$$\begin{aligned}
 f^{(XX)'}(t_{\max}) &= 2c_{XX} \left(-2\Omega \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \sin(2\Omega t_{\max}) + 2\Omega a_3 \cos(2\Omega t_{\max}) \right) \\
 &= - \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \sin(2\Omega t_{\max}) + a_3 \cos(2\Omega t_{\max}) \\
 &= \frac{a_1 - a_2}{2a_3} - \cot(2\Omega t_{\max}) \\
 &= 0
 \end{aligned}$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$t_{\max} = \frac{1}{2\Omega} \cot^{-1} \left(\frac{a_1 - a_2}{2a_3} \right)$$

B.5.2 $c_{XY} = c_{YX}$

$$\begin{aligned}
 f^{(XY)'}(t_{\max}) &= 2c_{XY} \left(2\Omega \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \cos(2\Omega t_{\max}) + 2\Omega a_3 \sin(2\Omega t_{\max}) \right) \\
 &= \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right) \cos(2\Omega t_{\max}) + a_3 \sin(2\Omega t_{\max}) \\
 &= \frac{a_1 - a_2}{2a_3} + \tan(2\Omega t_{\max}) \\
 &= 0
 \end{aligned}$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$t_{\max} = \frac{1}{2\Omega} \arctan \left(\frac{a_2 - a_1}{2a_3} \right)$$

B.5.3 $c_{XZ} = c_{ZX}$

$$\begin{aligned}
 f^{(XZ)'}(t_{\max}) &= 2c_{XZ} (-\Omega a_4 \sin(\Omega t_{\max}) + \Omega a_5 \cos(\Omega t_{\max})) \\
 &= -\frac{a_5}{a_4} + \tan(\Omega t_{\max}) \\
 &= 0
 \end{aligned}$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$t_{\max} = \frac{1}{\Omega} \arctan \left(\frac{a_5}{a_4} \right)$$

B.5.4 $c_{YZ} = c_{ZX}$

$$\begin{aligned}
 f^{(XZ)'}(t_{\max}) &= 2c_{XZ} (\Omega a_4 \cos(\Omega t_{\max}) + \Omega a_5 \sin(\Omega t_{\max})) \\
 &= \frac{a_4}{a_5} + \tan(\Omega t_{\max}) \\
 &= 0
 \end{aligned}$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$t_{\max} = \frac{1}{\Omega} \arctan \left(-\frac{a_4}{a_5} \right)$$

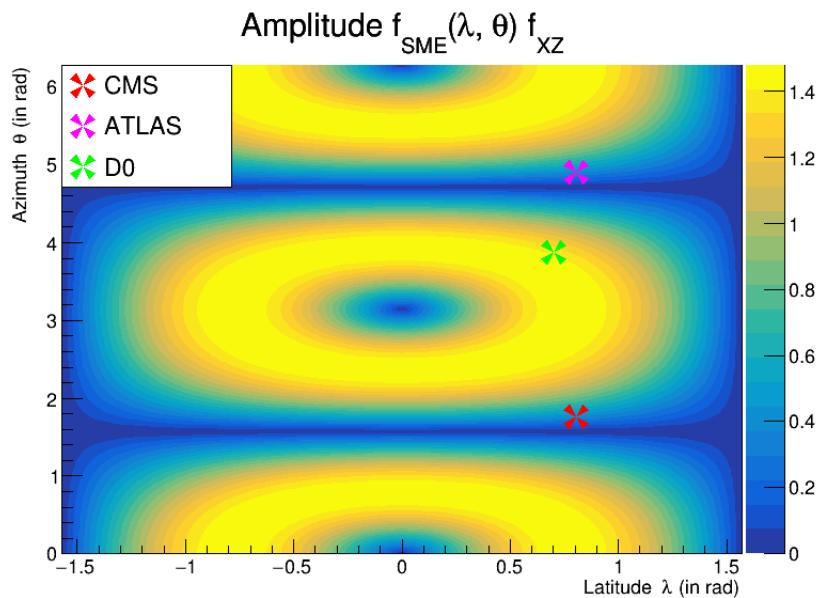


Fig. B.16: Amplitude de $f(\lambda, \theta)$ fonction de la latitude et de l'azimut pour $c_{XZ} = c_{ZX}$ dans un scénario à 13 TeV avec les orientations de détecteurs CMS, ATLAS et D \emptyset .

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. L. Glashow, et al. « Weak interactions with lepton-hadron symmetry». *Phys. Rev. D*, 2 :1285–1292, 1970.
- [2] S. Weinberg. «A Model of Leptons». *Physical Review Letters*, 19 :1264–1266, 1967. doi :10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [3] A. Salam et J. C. Ward. «Weak and electromagnetic interactions». *Il Nuovo Cimento*, 11 :568–577, 1959. doi :10.1007/BF02726525.
- [4] F. Englert et R. Brout. « Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons». *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, 1964.
- [5] P. W. Higgs. «Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons». *Physical Review Letters*, 13 :508–509, 1964. doi :10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [6] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». *Phys.Lett.*, B716 :1–29, 2012.
- [7] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». *Phys.Lett.*, B716 :30–61, 2012.
- [8] C. S. Wu, et al. « Experimental test of parity conservation in beta decay». *Phys. Rev.*, 105 :1413–1415, 1957. doi :10.1103/PhysRev.105.1413. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [9] M. Kobayashi et T. Maskawa. «CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction». *Progress of Theoretical Physics*, 49(2) :652–657, 1973. doi :10.1143/PTP.49.652.
- [10] P. Zyla et al. (Particle Data Group). «Review of Particle Physics». *PTEP*, 2020(8) :083C01, 2020. doi :10.1093/ptep/ptaa104.
- [11] T. M. Hahn, et al. « Neutrons and gamma-rays from the proton bombardment of beryllium». *Phys. Rev.*, 85 :934–934, 1952. doi :10.1103/PhysRev.85.934. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.934>.
- [12] H. L. Anderson, et al. « Total cross section of negative pions in hydrogen». *Phys. Rev.*, 85 :934–935, 1952. doi :10.1103/PhysRev.85.934.2. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.934.2>.

- [13] H. L. Anderson, et al. « Total cross sections of positive pions in hydrogen». *Phys. Rev.*, 85 :936–936, 1952. doi :10.1103/PhysRev.85.936. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.936>.
- [14] V. E. Barnes, et al. « Observation of a hyperon with strangeness minus three». *Phys. Rev. Lett.*, 12 :204–206, 1964. doi :10.1103/PhysRevLett.12.204. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.204>.
- [15] B. Pontecorvo. «Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge». *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 26 :984, 1968.
- [16] Z. Maki, et al. « Remarks on the unified model of elementary particles». *Progress of Theoretical Physics*, 28(5) :870–880, 1962.
- [17] A. Connes. « Noncommutative geometry». 1994.
- [18] L. Smolin. « An invitation to quantum loop gravity.» *Quantum Theory and Symmetries*, 2004. doi :10.1142/9789812702340_0078. URL http://dx.doi.org/10.1142/9789812702340_0078.
- [19] C. Rovelli. « Loop quantum gravity». *Living Reviews in Relativity*, 1(1), 1998. ISSN 1433-8351. doi :10.12942/lrr-1998-1. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrr-1998-1>.
- [20] S. Fubini et G. Veneziano. « Level structure of dual-resonance models». *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)*, 64(4) :811–840, 1969. ISSN 1826-9869. doi :10.1007/BF02758835. URL <https://doi.org/10.1007/BF02758835>.
- [21] L. Susskind. « Structure of hadrons implied by duality». *Phys. Rev. D*, 1 :1182–1186, 1970. doi :10.1103/PhysRevD.1.1182. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.1.1182>.
- [22] V. A. Kostelecký et S. Samuel. « Spontaneous breaking of lorentz symmetry in string theory». *Phys. Rev. D*, 39 :683–685, 1989. doi :10.1103/PhysRevD.39.683. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.39.683>.
- [23] S. M. Carroll, et al. « Noncommutative field theory and lorentz violation». *Phys. Rev. Lett.*, 87 :141601, 2001. doi :10.1103/PhysRevLett.87.141601. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.141601>.
- [24] V. A. Kostelecký et S. Samuel. « Spontaneous breaking of lorentz symmetry in string theory». *Phys. Rev. D*, 39 :683–685, 1989. doi :10.1103/PhysRevD.39.683. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.39.683>.
- [25] D. Colladay et V. A. Kostelecký. « Lorentz-violating extension of the standard model». *Phys. Rev. D*, 58 :116002, 1998. doi :10.1103/PhysRevD.58.116002. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.58.116002>.

- [26] D. Colladay et V. A. Kostelecký. «CPT violation and the standard model». *Phys. Rev. D*, 55 :6760–6774, 1997. doi :10.1103/PhysRevD.55.6760. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.55.6760>.
- [27] R. Lehnert. « Dirac theory within the standard-model extension». *Journal of Mathematical Physics*, 45(8) :3399–3412, 2004. ISSN 1089-7658. doi :10.1063/1.1769105. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1769105>.
- [28] V. A. Kostelecký et N. Russell. « Data tables for lorentz and cptviolation». *Reviews of Modern Physics*, 83(1) :11–31, 2011. ISSN 1539-0756. doi :10.1103/revmodphys.83.11. URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.83.11>.
- [29] V. M. Abazov, et al. «Search for Violation of Lorentz Invariance in Top Quark Pair Production and Decay». *Physical Review Letters*, 108(26) :261603, 2012. doi :10.1103/PhysRevLett.108.261603. [1203.6106](#).
- [30] B. R. Heckel, et al. « Preferred-frame andcp-violation tests with polarized electrons». *Physical Review D*, 78(9), 2008. ISSN 1550-2368. doi :10.1103/physrevd.78.092006. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.78.092006>.
- [31] B. Altschul. « Bounds on spin-dependent lorentz violation from inverse compton observations». *Physical Review D*, 75(4), 2007. ISSN 1550-2368. doi :10.1103/physrevd.75.041301. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.75.041301>.
- [32] M. Nagel, et al. « Direct terrestrial test of lorentz symmetry in electrodynamics to 10–18». *Nature Communications*, 6(1), 2015. ISSN 2041-1723. doi :10.1038/ncomms9174. URL <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms9174>.
- [33] E. Komatsu, et al. « Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Cosmological interpretation». *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(2) :18, 2011. ISSN 1538-4365. doi :10.1088/0067-0049/192/2/18. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/18>.
- [34] Y. Gomes et P. Malta. « Laboratory-based limits on the carroll-field-jackiw lorentz-violating electrodynamics». *Physical Review D*, 94(2), 2016. ISSN 2470-0029. doi :10.1103/physrevd.94.025031. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.025031>.
- [35] M. Czakon, et al. « Total top-quark pair-production cross section at hadron colliders througho($\alpha s 4$)». *Physical Review Letters*, 110(25), 2013. ISSN 1079-7114. doi :10.1103/physrevlett.110.252004. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.252004>.
- [36] M. Brucherseifer, et al. « On the nnlo qcd corrections to single-top production at the lhc». *Physics Letters B*, 736 :58–63, 2014. ISSN 0370-2693. doi :10.1016/j.physletb.2014.06.075. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2014.06.075>.

- [37] M. S. Berger, et al. « Lorentz and *cpt* violation in top-quark production and decay». *Phys. Rev. D*, 93 :036005, 2016. doi :10.1103/PhysRevD.93.036005. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.036005>.
- [38] S. Chatrchyan et al. (CMS). «The CMS Experiment at the CERN LHC». *JINST*, 3 :S08004, 2008. doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [39] D. D. McCarthy, et al. «THE PHYSICAL BASIS OF THE LEAP SECOND». *The Astronomical Journal*, 136(5) :1906–1908, 2008. doi :10.1088/0004-6256/136/5/1906. URL <https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/5/1906>.
- [40] S. Aoki, et al. «The New definition of Universal Time». *Astronomy and Astrophysics*, 1981.
- [41] M. Jones. «Computation of WGS83 geodetic coordinates and azimuths at the LHC interaction points». 2005.
- [42] J. Alwall, et al. «The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations». *Journal of High Energy Physics*, 7 :79, 2014. doi :10.1007/JHEP07(2014)079. [1405.0301](#).
- [43] R. e. a. Ball. *Nuclear Physics B*, 867 :244–289, 2013.
- [44] A. Carle, et al. «Prospects for lorentz invariance violation searches with top pair production at the lhc and future hadron colliders». *The European Physical Journal C*, 80(2), 2020. ISSN 1434-6052. doi :10.1140/epjc/s10052-020-7715-2. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7715-2>.
- [45] V. Khachatryan, et al. «Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section using events in the $e\mu$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ». *The European Physical Journal C*, 77(3), 2017. ISSN 1434-6052. doi :10.1140/epjc/s10052-017-4718-8. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4718-8>.
- [46] A. Carle, et al. «Prospects for Lorentz-Violation Searches with Top Pair Production at the LHC and Future Colliders». Dans «8th Meeting on CPT and Lorentz Symmetry», 2019. doi :10.1142/9789811213984_0052. [1909.01990](#).
- [47] O. S. Brüning, et al. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports : Monographs. CERN, Geneva, 2004. doi :10.5170/CERN-2004-003-V-1. URL <http://cds.cern.ch/record/782076>.
- [48] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). «The ALICE experiment at the CERN LHC». *JINST*, 3 :S08002, 2008.
- [49] G. Aad, et al. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». *Physics Letters B*, 716 :1–29, 2012. doi :10.1016/j.physletb.2012.08.020. [1207.7214](#).

- [50] S. Chatrchyan, et al. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». *Physics Letters B*, 716 :30–61, 2012. doi :10.1016/j.physletb.2012.08.021. [1207.7235](#).
- [51] J. Alves, A. Augusto et al. (LHCb Collaboration). «The LHCb Detector at the LHC». *JINST*, 3 :S08005, 2008.
- [52] R. Aaij et al. (LHCb collaboration). «First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons». *Phys.Rev.Lett.*, 110 :221601, 2013.
- [53] O. Adriani et al. (LHCf Collaboration). «The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider». *JINST*, 3 :S08006, 2008.
- [54] J. Pinfold, et al. (MoEDAL Collaboration). «Technical Design Report of the MoEDAL Experiment». Rapport technique CERN-LHCC-2009-006. MoEDAL-TDR-001, CERN, Geneva, 2009.
- [55] G. Anelli et al. (TOTEM Collaboration). «The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider». *JINST*, 3 :S08007, 2008.
- [56] A. Dominguez, et al. «CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade». Rapport technique, 2012. Additional contacts : Jeffrey Spalding, Fermilab, Jeffrey.Spalding@cern.ch Didier Contardo, Universite Claude Bernard-Lyon I, didier.claude.contardo@cern.ch, URL <https://cds.cern.ch/record/1481838>.
- [57] S. Alioli, et al. «A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX». *JHEP*, 1006 :043, 2010.
- [58] S. Frixione et B. R. Webber. «Matching NLO QCD computations and parton shower simulations». *Journal of High Energy Physics*, 2002(06) :029, 2002.
- [59] F. Willeke et H. Germany. «Hera and the next generation of lepton-ion colliders». *EPAC 2006 - Contributions to the Proceedings*, 2006.
- [60] S. J. Brodsky et G. R. Farrar. «Scaling Laws at Large Transverse Momentum». *Phys. Rev. Lett.*, 31 :1153–1156, 1973. doi :10.1103/PhysRevLett.31.1153.
- [61] G. Altarelli et G. Parisi. «Asymptotic freedom in parton language». *Nuclear Physics B*, 126(2) :298–318, 1977. ISSN 0550-3213. doi :[https://doi.org/10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>.
- [62] Y. L. Dokshitzer. «Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics». *Sov. Phys. JETP*, 46 :641–653, 1977.
- [63] V. N. Gribov et L. N. Lipatov. «Deep inelastic e p scattering in perturbation theory». *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15 :438–450, 1972.

- [64] J. Owens, et al. «Global parton distributions with nuclear and finite- Q^2 corrections». *Phys.Rev.*, D87(9) :094012, 2013.
- [65] R. D. Ball, et al. « Parton distributions for the lhc run ii». *Journal of High Energy Physics*, 2015(4) :40, 2015. ISSN 1029-8479. doi :10.1007/JHEP04(2015)040. URL [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040).
- [66] J. Butterworth, et al. « Pdf4lhc recommendations for lhc run ii». *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 43(2) :023001, 2016. ISSN 1361-6471. doi :10.1088/0954-3899/43/2/023001. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/43/2/023001>.
- [67] L. Del Debbio. «Parton distributions in the LHC era». Dans « European Physical Journal Web of Conferences », tome 175 de *European Physical Journal Web of Conferences*, page 01006. 2018. doi :10.1051/epjconf/201817501006.
- [68] T. Sjostrand, et al. «PYTHIA 6.2 : Physics and manual». 2001.
- [69] G. Corcella, et al. «HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)». *JHEP*, 0101 :010, 2001.
- [70] S. Agostinelli, et al. «Geant4 — a simulation toolkit». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002.
- [71] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET». Rapport technique CMS-PAS-PFT-09-001, CERN, 2009. Geneva, 2009.
- [72] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector». Rapport technique CMS-PAS-PFT-10-001, Geneva, 2010.
- [73] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Commissioning of the Particle-Flow reconstruction in Minimum-Bias and Jet Events from pp Collisions at 7 TeV». Rapport technique CMS-PAS-PFT-10-002, CERN, Geneva, 2010.
- [74] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Particle-flow commissioning with muons and electrons from J/Ψ and W events at 7 TeV». Rapport technique CMS-PAS-PFT-10-003, CERN, Geneva, 2010.
- [75] F. Beaudette, et al. «Electron Reconstruction within the Particle Flow Algorithm (note privée)». Rapport technique CMS-NOTE-2010-034, CERN, Geneva, 2010.
- [76] W. Adam, et al. «Track Reconstruction in the CMS tracker». Rapport technique CMS-NOTE-2006-041, CERN, Geneva, 2006.

- [77] R. Frühwirth, et al. «Adaptive Vertex Fitting». Rapport technique CMS-NOTE-2007-008, CERN, Geneva, 2007.
- [78] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV». *JINST*, 7 :P10002, 2012.
- [79] M. Cacciari, et al. « The anti- k_t jet clustering algorithm». *Journal of High Energy Physics*, 2008(04) :063, 2008.
- [80] Y. Dokshitzer, et al. « Better jet clustering algorithms». *Journal of High Energy Physics*, 1997(08) :001, 1997.
- [81] W. S. Sarle. « Neural networks and statistical models». 1994.
- [82] A. Sirunyan, et al. « Identification of heavy-flavour jets with the cms detector in pp collisions at 13 tev». *Journal of Instrumentation*, 13(05) :P05011–P05011, 2018. ISSN 1748-0221. doi :10.1088/1748-0221/13/05/p05011. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05011>.
- [83] D. Guest, et al. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks». *Physical Review D*, 94(11), 2016. ISSN 2470-0029. doi :10.1103/physrevd.94.112002. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.112002>.
- [84] F. Chollet et al. « Keras». <https://github.com/fchollet/keras>, 2015.
- [85] M. Abadi, et al. « Tensorflow : Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems». 2016. [1603.04467](#).
- [86] V. Khachatryan, et al. « Search for the associated production of the higgs boson with a top-quark pair». *Journal of High Energy Physics*, 2014(9), 2014. ISSN 1029-8479. doi :10.1007/jhep09(2014)087. URL [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09\(2014\)087](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09(2014)087).