



Université Sultane Moulay Slimane
Faculté des Sciences et Techniques
Béni Mellal



Centre d'Études Doctorales : Sciences et Techniques
Formation Doctorale : Mathématiques Physiques Appliquées

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée à la Faculté des Sciences et Techniques de Béni Mellal
pour l'obtention de grade docteur
Spécialité : Physique des particules/Physique Théorique

**Étude théorique de la désintégration des particules bosoniques en présence d'un
champ électromagnétique intense dans le cadre du modèle standard et au-delà.**

Présentée par : **MOUSLIH SAID**

Laboratoire de l'Ingénierie en Chimie et Physique de la Matière (LICPM)

Soutenue publiquement le Samedi 14 Janvier 2023 devant le jury composé de :

Pr. Lhoucine OUFNI	PES, Faculté des Sciences et Techniques, USMS, Béni Mellal	Président/Rapporteur
Pr. Adil BELHAJ	PH, Faculté des Sciences, Université Mohammed V, Rabat	Rapporteur
Pr. Abderrahim ADAHCHOUR	PES, Faculté des Sciences Semlalia, UCA, Marrakech	Rapporteur
Pr. Youssef LACHTIOUI	PH, Faculté des Sciences et Techniques, USMS, Béni Mellal	Examineur
Pr. Souad TAJ	PES, Faculté Polydisciplinaire, USMS, Béni Mellal	Co-directrice
Pr. Bouzid MANAUT	PES, Faculté Polydisciplinaire, USMS, Béni Mellal	Co-directeur
Pr. El Arbi SIHER	PES, Faculté des Sciences et Techniques, USMS, Béni Mellal	Directeur de thèse

Table des matières

Introduction générale.....	15
Références	19
CHAPITRE I — Formalisme mathématique et généralités pour les désintégrations des particules instables	
I.1 Système d'unités et quelques notions relativistes	21
I.1.1 Unités naturelles	21
I.1.2 Quelques notions relativistes	22
I.2 Composants élémentaires de la matière	26
I.2.1 Les fermions	26
I.2.2 Les interactions fondamentales et les bosons	27
I.3 Équations de Dirac et de Klein-Gordon pour les particules libres	29
I.3.1 Équation de Klein-Gordon	29
I.3.2 Équation de Dirac	29
I.4 Particules chargées dans le champ d'une onde électromagnétique plane	32
I.4.1 Solutions de Dirac-Volkov pour les fermions dans le champ d'une onde électromagnétique plane (ondes de Dirac-Volkov)	33
I.4.2 Solutions de l'équation de Klein-Gordon pour les bosons de spin 0 dans le champ d'une onde électromagnétique plane	35
I.5 Processus de désintégration des particules instables	36
I.5.1 Grandeurs à calculer dans un processus de désintégration	37
Références	42
CHAPITRE II — Étude relativiste de la désintégration du pion π^- en absence et en présence d'un champ électromagnétique externe	
II.1 Introduction	43

II.2	Désintégration du pion π^- en absence du champ laser externe	44
II.2.1	Élément de matrice de transition S_{fi}	44
II.2.2	Durée de vie du pion en absence du champ laser	46
II.2.3	Rapports d'embranchement	49
II.3	Désintégration du pion π^- en présence d'un champ laser intense	49
II.3.1	Calcul de l'élément de matrice de transition S_{fi} en présence du champ laser	51
II.3.2	Largeur de la désintégration du pion π^- en présence d'un champ laser	52
II.3.3	Rapports d'embranchement et durée de vie du pion en présence du champ laser	56
II.4	Étude de l'effet de la direction du champ laser sur le processus de désintégration du pion	57
II.4.1	Calcul de l'élément de matrice de transition S_{fi}	57
II.4.2	Étude de l'effet de la direction du champ laser sur les quantités mesurables	60
II.5	Résultats numériques et discussion	60
II.5.1	Effet du champ laser sur les quantités mesurables	60
II.5.2	Effet de la direction du champ laser sur les quantités mesurables	67
II.6	Conclusion	71
	Références	73
	CHAPITRE III — Désintégrations leptoniques du boson W^- en absence et en présence du champ électromagnétique intense	75
III.1	Introduction	75
III.2	Désintégrations leptoniques du boson W^- en absence du champ électromagnétique	76
III.2.1	Calcul de l'élément de matrice de transition S_{fi}	76
III.2.2	Largeur totale de la désintégration leptonique du boson W^-	78
III.3	Désintégrations leptoniques du boson W^- en présence d'un champ laser intense	80
III.3.1	Élément de matrice de transition S_{fi} assisté par le champ laser	81
III.3.2	Largeur totale de la désintégration leptonique du boson W^- assistée par le champ laser.	83
III.3.3	Calcul de la partie spinorielle $ \overline{M}_{fi}^s ^2$ en présence d'un champ laser	84
III.4	Résultats numériques et discussion	86
III.5	Conclusion	95
	Références	96

CHAPITRE IV — Désintégration du boson de Higgs chargé en absence et en présence d'un champ électromagnétique intense dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II	99
IV.1 Introduction	99
IV.2 Désintégration du boson de Higgs chargé en absence du champ laser dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II	100
IV.2.1 Présentation du modèle	100
IV.2.2 Désintégration du boson de Higgs chargé en absence du champ laser . . .	102
IV.3 Désintégration du boson de Higgs chargé assistée par laser dans le modèle à doublet de Higgs de type II.	105
IV.3.1 Désintégration leptonique du boson de Higgs H^+ assistée par le champ laser	106
IV.3.2 Désintégration hadronique du boson de Higgs H^+ assistée par le champ laser	110
IV.3.3 Désintégration bosonique du boson de Higgs H^+ assistée par le champ laser	113
IV.4 Résultats et discussion	114
IV.5 Conclusion	120
Conclusion générale et perspectives.....	123
Références	125

Table des figures

1	Les particules élémentaires du modèle standard.	15
I.1	Désintégration d'une particule en $n - 1$ particules finales.	36
I.2	Matrice de transition S_{fi}	37
II.1	Diagramme de Feynman à l'arbre de la désintégration du pion π^-	45
II.2	Largeur de désintégration multi-photons $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.61) (en unités de 10^{-8}) en fonction du nombre de photons échangés s dans le cas où le pion est au repos, avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence du champ laser sont (a) $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV, (b) $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 0.117$ eV ou $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV, (c) $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV.	61
II.3	Les variations de largeur de désintégration sommées $\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.56) (en unité de 10^{-8}) avec et sans laser en fonction de l'angle θ pour différents nombres de photons échangés. La coordonnée sphérique $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont (a) $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV, (b) $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1, 17$ eV.	62
II.4	La durée de vie du pion modifiée par le champ laser en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	63
II.5	La durée de vie du pion modifiée par le champ laser en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 0.117$ eV.	64
II.6	Le comportement du rapport d'embranchement (II.81) du mode de désintégration muonique en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	65

II.7	Le comportement du rapport d'embranchement (II.82) du canal de désintégration électronique en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	65
II.8	Le comportement du rapport $R_{e/\mu}$ (II.83) (en unité de 10^{-4}) en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombre de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	66
II.9	Le comportement des rapports d'embranchement en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence du champ laser ω pour une sommation sur le nombre de photons échangés $s = \pm 20$. L'intensité du champ électrique varie de 10^4 V/cm à 10^7 V/cm tandis que la fréquence varie de 0,117 eV à 2 eV.	66
II.10	Le comportement de la largeur de désintégration résolue par le nombre de photon $d\Gamma^n/d\theta$ ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$) (en unité de 10^{-8}) en fonction du nombre de photons échangés n pour $\theta = 90^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V cm $^{-1}$ et $\hbar\omega = 1.17$ eV.	67
II.11	Le comportement de la largeur de désintégration résolue par le nombre de photon $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (en unité de 10^{-8}) en fonction du nombre de photons échangés s pour trois directions du champ laser. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V.cm $^{-1}$ et $\hbar\omega = 1.17$ eV.	68
II.12	Variation de la largeur de désintégration totale Γ_{total} en fonction de l'intensité du champ électrique pour un laser Nd :YAG ($\hbar\omega = 1,17$ eV) et un laser CO $_2$ ($\hbar\omega = 0,117$ eV). La somme sur le nombre de photons échangés est comprise entre $-10 \leq s \leq +10$	70
II.13	Similaire à la Fig. II.12, mais pour le nombre de photons échangés différents et une fréquence du laser fixe $\hbar\omega = 0.117$ eV.	70
II.14	Représentation tridimensionnelle de la largeur de désintégration totale Γ_{total} en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence ω pour de nombre de photons échangés $-5 \leq s \leq +5$	71
III.1	Diagramme de Feynman d'ordre le plus bas de la désintégration leptonique du boson W^-	77
III.2	Largeur de désintégration multi-photonique $d\Gamma^s/d\theta$ ($W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$) (III.51) (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 0,117$ eV ou $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 1,17$ eV.	88
III.3	Largeur de désintégration multi-photonique (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV.	88

III.4	Largeur de désintégration multi-photonique (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV.	88
III.5	Largeur de désintégration multi-photonique (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV.	88
III.6	La variation de largeur de désintégration leptonique sommée $d\Gamma(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)/d\theta$ (III.44) (en unités de 10^6) avec et sans laser en fonction de l'angle θ pour différents nombres de photons échangés. L'intensité et la fréquence du champ sont $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV.	90
III.7	La modification de la largeur de désintégration leptonique sommée (en unités de 10^6) avec et sans laser en fonction de l'angle θ pour différents nombres de photons échangés. L'intensité et la fréquence du champ sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV.	90
III.8	La modification du rapport $R_{\text{avec/sans}}$ (III.70) en fonction de l'intensité du champ électrique pour le laser Nd :YAG ($\hbar\omega = 1,17$ eV) et le laser CO ₂ ($\hbar\omega = 0,117$ eV). La somme du nombre des photons échangés est la suivante : $-60 \leq s \leq +60$.	92
III.9	La variation de largeur de désintégration leptonique totale (somme des leptons) en fonction de l'intensité du champ électrique pour le laser Nd :YAG ($\hbar\omega = 1.17$ eV) et le laser CO ₂ ($\hbar\omega = 0.117$ eV). La somme du nombre de photons échangés est la suivante $-60 \leq s \leq +60$.	92
III.10	La modification du rapport $R_{\text{avec/sans}}$ (III.70) en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	92
III.11	La variation de largeur de désintégration leptonique totale en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	92
III.12	Le graphe tridimensionnel de la même quantité que dans la Fig. III.8 en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence ω pour de photons échangés $-20 \leq s \leq +20$.	93
III.13	La courbe tridimensionnelle de la même quantité que dans la figure III.9 en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence ω pour de photons échangés $-20 \leq s \leq +20$.	93
IV.1	Diagramme de Feynman pour la désintégration leptonique du boson de Higgs chargé ($H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$).	103
IV.2	Diagramme de Feynman de la désintégration hadronique du boson de Higgs ($H^+ \rightarrow q\bar{q}'$) dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II.	104

IV.3	Rapports d'embranchement de la désintégration de H^+ dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II en fonction de sa masse, en fixant $\xi_0 = 0$ V/cm et $n = 0$ (absence du champ laser). Les paramètres libres sont : (a) $M_{H^+} = M_H = M_A$, $m_h = 125$ GeV, $\tan(\beta) = 10$, $\sin(\beta - \alpha) = 1$ (à comparer avec la figure (A) [37]) et (b) $M_H = M_A = 200$ GeV, $m_h = 125$ GeV, $\tan(\beta) = 1$, $\sin(\beta - \alpha) = 0,9$ (à comparer avec la figure (B) [38]).	115
IV.4	Rapports d'embranchement sans laser de la désintégration de H^+ dans les canaux bosoniques et fermioniques en fonction de M_{H^+} . Les paramètres libres sont les mêmes que dans la Fig.IV.3 (b)	116
IV.5	Variations de la largeur totale de désintégration de H^+ en présence du champ laser en fonction du nombre de photons n . Les paramètres libres du modèle sont : $M_{H^+} = M_H = M_A = 600$ GeV, $m_h = 125$ GeV, $\sin(\beta - \alpha) = 1$, $\tan(\beta) = 10$, $\xi_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1,17$ eV.	116
IV.6	Variations des rapports d'embranchement pour la désintégration de H^+ assistée par laser en termes de M_{H^+} pour deux fréquences différentes à $\xi_0 = 10^7$ V/cm. Les paramètres du modèle sont choisis comme indiqué à la figure IV.3 (a)	118
IV.7	Les variations des rapports d'embranchement pour la désintégration de H^+ assistée par laser en fonction de l'intensité du champ. Les paramètres du modèle sont choisis comme dans la figure IV.3 (a) , avec $M_{H^+} = 600$ GeV. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 0.117$ eV.	119
IV.8	Représentation graphique des rapports d'embranchement pour la désintégration du boson de Higgs H^+ assistée par laser en fonction de l'intensité du champ et de la fréquence. Les paramètres du modèle sont les mêmes que dans la figure IV.3 (a) , avec $M_{H^+} = 620$ GeV.	119

Liste des tableaux

I.1	Résumé des fermions décrits dans le cadre du MS. Il faut noter que chaque particule répertoriée dans ce tableau est associée à une anti-particule de la même masse et de nombres quantiques opposés.	27
I.2	Les trois interactions fondamentales décrites par le MS et les bosons vecteurs associés.	28
II.1	Les valeurs de la durée de vie du pion modifiée par le champ laser (II.108) pour différentes intensités du champ électrique et par rapport aux trois directions du champ laser. La fréquence du laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	69
II.2	Les valeurs numériques des $\text{BR}(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.109) et $\text{BR}(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)$ (II.110) en fonction d'intensité du champ électrique pour différentes directions du champ laser. La fréquence du laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.	69
IV.1	Couplages des bosons de Higgs neutres des modèles de type II par rapport aux couplages du boson de Higgs du MS [27].	102
IV.2	Les valeurs numériques des rapports d'embranchement de désintégration du boson H^+ en fonction de l'intensité du champ électrique, avec $M_{H^+} = 620$ GeV et $\hbar\omega = 0.117$ eV. Les paramètres du modèle sont présentés dans la Fig. IV.3(b).	118

Liste des abréviations

MS	: Modèle Standard
2HDM	: Two-Higgs-Doublet Model
LHC	: Large Hadron Collider
ATLAS	: A Toroidal LHC ApparatuS
CMS	: Compact Muon Solenoid (LHC Experiment)
RE	: Rapport d'Embranchement
EM	: Électromagnétique
UN	: Unités Naturelles
BR	: Branching Ratio
LEP	: Large Electron-Positron
SLC	: Stanford Linear Collider
MSSM	: Minimal Supersymmetric Standard Model
QED	: Quantum ElectroDynamics
FCNC	: Flavor-Changing Neutral Currents
CKM	: Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Remerciement

Cette thèse ne pourrait être ce qu'elle est ni menée à son terme sans la présence, les conseils et le soutien de mes professeurs, amis et famille. Je souhaite leur exprimer toute ma reconnaissance, tant sur le plan professionnel que personnel. Il me sera très difficile de remercier tout le monde car c'est grâce à l'aide de nombreuses personnes que j'ai pu mener cette thèse à son terme.

Tout d'abord et avant tout, je voudrais remercier **Dieu** de m'avoir donné cette opportunité et de m'avoir accordé la capacité de poursuivre avec succès ma vie académique. En effet, le moment est venu pour moi d'exprimer ma sincère reconnaissance aux personnes dont l'influence a rendu ce travail possible.

Je tiens à remercier chaleureusement mon directeur de thèse, le professeur **El Arbi SIHER**, pour son intense encadrement et ses conseils tout au long de cette recherche. Merci beaucoup pour tout le soutien, la compassion, les encouragements et le merveilleux environnement de recherche que vous avez créé pour moi tout au long de cette période de thèse au sein de la Faculté des Sciences et Techniques de Béni Mellal.

La personne à qui je dois le plus, le professeur **Bouzid MANAUT**, le co-directeur de ma thèse. Il a été un guide exceptionnel : scientifique plein d'idées, toujours prêt à commencer une nouvelle expérience avec beaucoup d'enthousiasme, il est sûrement celui qui m'a donné cette fièvre de la recherche scientifique. Il nous a toujours proposé des idées pour faire des articles scientifiques. Il nous a vraiment encadrés en nous orientant dans la bonne direction. Je le remercie beaucoup pour les conseils et les recommandations qu'il nous donne toujours. J'ai beaucoup appris de lui et je lui suis reconnaissant pour tout ce qu'il a fait.

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à ma professeure et co-directrice de ma thèse, Madame **Souad TAJ**, professeur à la faculté polydisciplinaire de Béni Mellal, pour ses encouragements et son support moral durant les trois années de la thèse. Elle ne nous laisse pas tomber avec ses encouragements et ses idées de tous les instants. À travers vous, Madame **S. TAJ**, j'ai un grand respect pour la femme marocaine.

Je tiens également à remercier mon collègue, le doctorant **Mohamed JAKHA**, qui est aussi en train de préparer la soutenance de sa thèse à la FP de Béni Mellal, pour ses encouragements et son support tout au long de la durée de cette thèse et pour ses idées qui ont été précieuses. Je le remercie également beaucoup pour son soutien quotidien, son écoute illimitée durant cette thèse.

En général, je remercie aussi tous mes collègues du Laboratoire de recherche en physique et sciences de l'ingénieur, l'équipe de physique moderne et appliquée dans la FP de Béni Mellal pour leur sens de la confraternité, leur collaboration et leur cohésion d'équipe. Je remercie particulièrement mes collègues avec qui nous avons fait des travaux en collaboration : **M. Baouahi, I. Dahiri, S. El Asri, M. Ouali**.

J'adresse mes vifs remerciements aux professeurs qui ont été mes collaborateurs et dont les discussions ont pu m'être utiles au cours de la publication des travaux de recherche et des articles scientifiques. Je mentionne ici les professeurs : **Y. Ataourti, R. Benbrik, M. El**

Idrissi, E. Hrou.

Mes remerciements sont également adressés au professeur **Lhoucine OUFNI** et aux membres du laboratoire d'ingénierie en chimie et physique de la matière (LICPM) dans lequel j'ai passé de bons moments de discussions scientifiques, j'apprécierai à jamais leur inestimable et incomparable amitié.

Je remercie aussi chaleureusement tous les professeurs sans exception de la Faculté Polydisciplinaire ainsi que ceux de la la Faculté des sciences et techniques pour leur intérêt et leur soutien. Je remercie sincèrement les chercheurs qui ont aimablement accepté de prendre le temps de faire partie de ce jury de thèse. Mes plus chaleureux remerciements à **Pr. Abderrahim ADAHCHOUR**, **Pr. Adil BELHAJ**, **Pr. Youssef LACHTIOUI**, ainsi qu'à **Pr. Lhoucine OUFNI** qui ont endossé le rôle de rapporteurs et examinateurs et ont ainsi contribué, par leurs retours et commentaires, à rendre plus agréable la lecture de ce manuscrit.

Enfin, j'adresse toute mon affection à ma famille, et en particulier mon père **M. Mouslih**, mes frères et ma femme **Sabrina El Asri** pour leur patience. Je cite très particulièrement mon frère **O. Mouslih**.

Merci finalement à toutes les personnes qui ont eu un rôle, peu importe l'ampleur, dans la réalisation et la rédaction de ce manuscrit.

Étude théorique de la désintégration des particules bosoniques en présence d'un champ électromagnétique intense dans le cadre du modèle standard et au-delà.

Résumé :

Les progrès considérables et rapides réalisés par la technologie du laser depuis son invention dans les années 1960 ont permis d'ouvrir un nouveau champ d'études théoriques et expérimentales pour étudier les interactions des champs électromagnétiques avec la matière à des intensités élevées. Dans ce contexte, l'objectif principal de cette thèse est d'approfondir notre compréhension des processus physiques assistés par laser dans le cadre théorique du Modèle Standard et au-delà. Nous avons atteint cet objectif, qui s'est traduit par des études approfondies des processus suivants : les désintégrations leptoniques du boson W^- et du pion π^- assistées par le champ laser polarisé circulairement dans le cadre du Modèle Standard et celle du boson de Higgs chargé H^+ dans le modèle à deux doublets de Higgs 2HDM de type II. Nous avons étudié en détail ces différents processus en utilisant le formalisme de Dirac-Volkov qui permet de décrire les mouvements des particules chargées en présence du champ électromagnétique. Tous les calculs théoriques sont effectués au premier ordre de la théorie des perturbations. Les résultats théoriques obtenus nous permettent de répondre à une question controversée dans les dernières années et de relancer le débat et d'approfondir nos connaissances dans le domaine des champs laser forts. Comme résultats, nous avons trouvé que le champ laser influence les propriétés des particules fondamentales et la dynamique de certains processus dans la physique du Modèle Standard et au-delà. Parmi ces propriétés très importantes, qui sont mesurées expérimentalement, nous trouvons la largeur de désintégration, la durée de vie et le rapport d'embranchement liés aux processus de désintégration. Ces résultats peuvent être intéressants pour les futures recherches expérimentales et théoriques ainsi que pour l'amélioration de nos connaissances en physique fondamentale.

Mots clés : Processus assistés par laser, Formalisme de Dirac-Volkov, Largeur de désintégration, Durée de vie, Rapport d'embranchement, Modèle Standard, Au-delà du Modèle Standard.

Theoretical study of the bosonic particle decay in the presence of an intense electromagnetic field in the framework of the standard model and beyond.

Abstract :

The considerable and rapid progress realized by laser technology since its invention in the 1960's has opened a new field of theoretical and experimental studies to investigate the interactions of electromagnetic fields with matter at high intensities. In this context, the main objective of this thesis is to deepen our understanding of the laser-assisted processes within the theoretical framework of the Standard Model and beyond. We have achieved this goal, which has been translated into profound studies of the following processes : the leptonic decay of the W^- -boson and pion π^- assisted by a circularly polarized laser field in the framework of the Standard Model, and that of the charged Higgs boson H^- in the two Higgs doublet model (2HDM) of Type II. We have studied in detail these different processes by using the Dirac-Volkov formalism which allows to describe the motion of charged particles within the electromagnetic field. All the theoretical calculations are performed at first order of the perturbation theory. The theoretical results obtained allow us to answer a question controversial in recent years, and to revive the debate and to deepen our knowledge in the area of strong laser fields. As a result, we have found that the laser field influences the properties of fundamental particles and the dynamics of certain processes in the Standard Model and beyond. Among these very important properties, which are measured experimentally, we find the decay width, the lifetime and the branching ratio related to the decay processes. These results can be interesting for the future experimental and theoretical research as well as for the improvement of our knowledge in fundamental physics.

Keywords : Laser-assisted processes, Dirac-Volkov formalism, Decay width, Lifetime, Branching ratio, Standard Model, Beyond the Standard Model

Introduction générale

Comprendre les lois qui gouvernent l'univers a toujours été l'un des objectifs fondamentaux de l'être humain. Et ceci afin de satisfaire sa curiosité sur ce qui se passe autour de lui et d'utiliser ces lois. Par conséquent, le progrès des connaissances dont nous bénéficions actuellement n'est que le résultat du travail continu et difficile des nombreuses civilisations et générations différentes. Ainsi, grâce à la physique théorique et expérimentale, les chercheurs ont su que le monde physique était constitué d'interactions et de matière. La matière est tout ce qui possède une masse et qui occupe un volume dans l'espace. Il existe quatre états de la matière : solide, liquide, gaz et plasma. Ainsi que, la matière qui nous entoure est composée d'atomes. De même, les atomes sont constitués de protons, de neutrons et d'électrons. Ces particules subatomiques sont des particules fondamentales de la matière qui constituent les éléments de base de l'univers. La branche de la physique qui étudie ces particules fondamentales de l'univers s'appelle la physique des particules, qui est devenue un domaine de recherche plus large pour de nombreux chercheurs depuis plusieurs décennies. Par conséquent, les physiciens en physique des particules cherchent à étudier les éléments de base de la matière et comment ils interagissent entre eux. Heureusement, il existe un cadre très puissant qui nous permet de comprendre ces particules élémentaires qui composent la matière qui nous entoure et comment elles interagissent. Il s'agit du fameux modèle standard (MS) de la physique des particules élémentaires, comme le montre dans la Fig. 1. Conformément au MS, les particules élémentaires peuvent être regroupées en

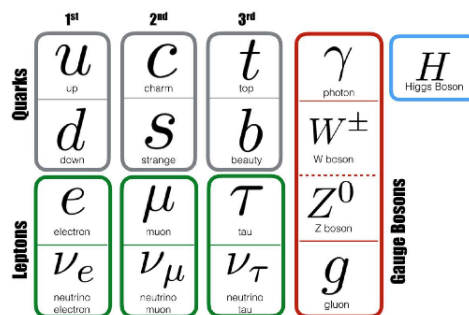


FIGURE 1 – Les particules élémentaires du modèle standard.

deux catégories : les fermions et les bosons. Les fermions sont des particules de spin 1/2 qui obéissent au principe d'exclusion de Pauli et qui peuvent être classés en quarks et en leptons. Par contre, les bosons sont des particules de spin 1 qui sont les médiateurs des interactions entre les particules fondamentales dans le MS. Les forces associées à une symétrie du lagrangien sont

médiées par ces bosons de spin 1 (γ , W^\pm , Z , g). Les quatre interactions fondamentales dans la nature sont l'électromagnétique, faible, forte et gravitationnelle. Cependant, la gravité n'est pas expliquée par le MS et ne sera donc pas discutée dans cette thèse. La tentative d'intégrer la gravité dans le MS s'est avérée être un défi très difficile à réaliser car, à l'échelle des expériences en physique des particules, la gravité est très faible par rapport aux autres interactions fondamentales, bien qu'elle soit dominante à l'échelle de l'univers [1]. Chaque type de l'interaction correspond au groupe de symétrie de jauge, et la théorie présente une invariance exacte sous la combinaison de ces symétries [2]. Par conséquent, le MS dépend de certains principes d'invariance de jauge pour lesquels les forces fondamentales sont médiées par des bosons de jauge de spin 1. L'une des choses les plus bizarres dans le MS est que cette symétrie de jauge, qui donne une description idéale de l'interaction entre les particules, est incapable de décrire les masses des particules. En fait, il est nécessaire de briser complètement la symétrie pour que les particules acquièrent leurs masses. Cela conduit au concept de brisure spontanée de la symétrie de l'électrofaible qui explique comment les bosons de jauge et les fermions acquièrent leurs masses. De plus, lors de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, les 3 bosons de Goldstone qui apparaissent sont absorbés par les bosons W^\pm et Z_0 de sorte que ces bosons deviennent massifs. Après la brisure spontanée de la symétrie, il reste un boson scalaire de spin zéro appelé le boson de Higgs. Le 4 juillet 2012, les deux collaborations ATLAS [3] et CMS [4] au grand collisionneur des hadrons LHC (Large Hadron Collider) ont confirmé la présence d'un boson scalaire de spin 0 et d'une masse d'environ 125 GeV. Les analyses ont confirmé que ce boson observé est remarquablement cohérent avec celui prédit par le MS. Cependant, le MS avec un seul boson de Higgs présente certaines limites. Par exemple, il n'explique pas les observations telles que les oscillations des neutrinos et la matière noire. De plus, il ne fournit pas les preuves suffisantes de l'asymétrie matière-antimatière de l'univers. D'un point de vue théorique, il existe plusieurs motivations pour élargir le secteur scalaire du secteur électrofaible du MS. Nos connaissances actuelles concernant de l'univers nous disent que l'univers est composé d'environ 4% de matière ordinaire, 20% de matière noire et 76% d'énergie noire [5]. Ces éléments constituent de fortes motivations pour rechercher d'autres extensions théoriques au-delà du MS. L'une de ces extensions est le fameux modèle à deux doublets de Higgs [6, 7]. Au-delà du MS a reçu une grande attention principalement parce que la super-symétrie minimale est basée sur lui. Dans le modèle à deux doublets de Higgs général, les doublets scalaires de Higgs, ϕ_1 et ϕ_2 , peuvent se coupler à des fermions des deux types, et le secteur de Higgs contient 5 scalaires dont au moins un Higgs neutre, qui est le Higgs du type MS découvert au LHC. Les bosons de Higgs restants sont deux bosons de Higgs chargés H^\pm , un boson de Higgs neutre CP-odd A et un boson de Higgs neutre CP-even H .

Les progrès considérables et rapides réalisés par la technologie du laser depuis son invention dans les années 1960 ont permis d'ouvrir un nouveau champ d'études théoriques et expérimentales pour étudier les interactions des champs électromagnétiques (EM) avec la matière à des intensités élevées [8]. Ce développement important de la technologie du laser a joué un rôle important dans la production des systèmes du laser à haute puissance avec une intensité maximale d'environ 10^{22} W/cm² [9] et les chercheurs s'attendent actuellement à pouvoir atteindre des intensités plus élevées dans un avenir proche [10–12]. Actuellement, ces systèmes du laser à haute

puissance sont devenus des équipements indispensables et sont utilisés dans les laboratoires du monde entier, grâce auxquels les études des processus fondamentaux de l'électrodynamique quantique [13–15] et de la théorie électrofaible [16, 17] en présence d'un champ laser intense et réaliste dans les expériences ont continué à attirer de manière significative l'attention des physiciens. À travers tout cela, les scientifiques cherchent à savoir et à comprendre comment le champ EM peut modifier le comportement des particules et leurs propriétés dans les différents processus de diffusion et de désintégration [18, 19]. Parmi ces propriétés, on trouve la durée de vie, le rapport d'embranchement (RE) et la largeur de désintégration des particules instables, sachant que ces quantités sont mesurables expérimentalement.

En physique des particules, les expériences de diffusion et de désintégration sont des outils de recherche très efficaces qui nous permettent d'étudier les interactions entre les particules et d'explorer la structure de la matière. Grâce à elles, nous rassemblons de nombreuses informations sur le monde physique. D'une manière générale, la désintégration d'une particule est le processus spontané par lequel une particule subatomique instable se transforme en plusieurs autres particules stables.

La désintégration des particules assistées par laser est un processus qui reçoit beaucoup d'attention et qui fait encore l'objet de nombreuses publications scientifiques [16, 18]. Ces processus peuvent être classés en deux catégories : premièrement, les processus **assistés** par laser, qui existent également en l'absence du champ laser mais peuvent être modifiés par sa présence ; et deuxièmement, les processus **induits** par laser, qui peuvent se produire uniquement lorsqu'un champ laser externe est disponible, ce qui fournit un réservoir d'énergie supplémentaire [20]. Kurilin [21] a donné un aperçu des processus d'interaction faible en présence d'un champ EM intense. Comme exemple de désintégration induite par laser, Kurilin a constaté que la désintégration exotique ($\ell^- \rightarrow W^- \nu_\ell$), qui est clairement impossible en absence du champ laser, puisque la masse du lepton est petite par rapport à celles des particules finales, devient possible en présence d'un champ EM [21]. Récemment, dans le contexte d'une recherche scientifique controversée [18], Liu *et al.* ont étudié l'effet du champ EM intense sur la largeur de désintégration du muon et ont trouvé un changement notable dans sa durée de vie. Ce résultat est critiqué par Narozhny et Fedotov dans leurs commentaires [22, 23] et ils le considèrent comme invalide et contradictoire avec les règles de la physique. Deux autres chercheurs ont fait leurs propres calculs avec une polarisation du laser différente et sont arrivés également à une conclusion très différente [24]. Ils ont trouvé que l'effet du champ laser sur la durée de vie du muon est très faible.

Dans ce contexte, et pour essayer de relancer le débat et d'approfondir nos connaissances sur cette controverse, nous avons mené à travers cette thèse une série d'études pour connaître et comprendre l'effet du champ EM sur les quantités mesurables expérimentalement dans les processus de désintégration. Les désintégrations que nous avons choisies ici sont les désintégrations leptoniques du boson W^- et du pion π^- chargé négativement dans le cadre du MS et celle du boson de Higgs chargé H^- dans le modèle à deux doublets de Higgs 2HDM (two Higgs doublet model) type II, afin de contribuer à enrichir le débat sur ce sujet. Comme mentionné précédemment dans [22], il existe deux mécanismes pour l'influence d'un champ externe sur la désintégration d'une particule. Le premier est purement cinématique et il est régulé par le

paramètre $\eta = e\mathcal{E}_0/m\omega$ (ici, m est la masse au repos de la particule, e est la charge électrique, \mathcal{E}_0 est l'intensité du champ électrique et ω sa fréquence), tandis que le second mécanisme est régulé par un paramètre dynamique indépendant $\mathcal{X} = \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_S$ où $\mathcal{E}_S = m^2c^3/e\hbar$. Tant que ces deux paramètres ont une valeur très faible pour des intensités spécifiques, la largeur de désintégration d'une particule libre n'est pas affectée par la présence d'une onde EM plane externe. Dans notre cas, les valeurs des deux paramètres mentionnés ci-dessus sont très faibles puisque nous utilisons l'intervalle des intensités du champ électrique suivant $10^6 - 10^{14}$ V/cm. Il faut noter que le laser est supposé être allumé de façon adiabatique pendant une période de temps suffisamment supérieure à la durée de vie d'une particule instable sans le champ laser, et l'intensité du laser utilisée est choisie de manière à ce qu'elle ne permette pas la création de paires [25]. Par conséquent, nous sommes d'accord avec Narozhny et Fedotov qu'il ne devrait pas y avoir d'effet du champ laser sur la durée de vie des particules instables. Mais, ce que nous soulignons et ce que nous démontrerons à partir des résultats obtenus, c'est que cet accord avec Narozhny et Fedotov n'existe que lorsqu'on atteint un nombre de photons échangés auquel la règle de la somme est satisfaite [26]. Cela signifie que si la règle de la somme n'est pas atteinte à partir d'un certain nombre de photons échangés, qui varie selon les intensités utilisées, l'effet du champ laser sur la durée de vie des particules instables existera et prendra sa place. En tant que physiciens théoriciens, nous confirmons ici que la base sur laquelle s'est fondée cette recherche et sur laquelle nous nous sommes basés pour démontrer les résultats obtenus est purement théorique, à travers laquelle nous avons essayé d'étudier théoriquement les comportements des quantités mesurables expérimentalement en présence d'un champ EM, considérant que ces résultats peuvent ouvrir la voie et offrir un champ plus large pour d'éventuelles expériences dans le futur.

Cette thèse est organisée de la manière suivante. Le premier chapitre est consacré à quelques généralités et concepts théoriques généraux utilisés pour calculer la largeur de désintégration des processus étudiés à la première approximation de Bron dans le cadre de la théorie des perturbations. Ensuite, on cherche les solutions des équations de Dirac-Volkov et de Klein-Gordon pour trouver les fonctions d'ondes des particules dans le champ d'une onde EM plane. Nous aborderons dans le deuxième chapitre l'étude théorique de la désintégration du pion chargé négativement en absence et en présence du champ EM intense. Ensuite, nous examinerons l'effet de la direction du champ laser sur le même processus de désintégration. Les résultats théoriques de ce chapitre ont été publiés sous la forme d'article scientifique dans la revue **Physical Review D** [27]. Dans le troisième chapitre, nous étudierons le processus de désintégration leptonique du boson W^- en absence et en présence d'un champ laser polarisé circulairement dans le cadre de la théorie électrofaible. Les résultats numériques obtenus en présence d'un champ laser ont fait l'objet d'un article scientifique publié dans la revue **Physica Scripta** [28]. Le dernier chapitre traitera de l'étude théorique de la désintégration du boson de Higgs chargé en absence et en présence d'un champ laser dans le cadre du modèle à deux doublets de Higgs 2HDM type II. Nous avons publié cette étude et ses résultats dans le journal **Physics Letters B** [29].

Références

- [1] R. N. Cahn and G. Goldhaber, The experimental foundations of particle physics. Cambridge University Press, (2009).
- [2] A. Pich, "The Standard Model of Electroweak Interactions", in Proceedings, High-energy Physics. Proceedings, 18th European School (ESHEP 2010) : Raseborg, Finland, June 20-July 3, 2010, 1-50, (2012).
- [3] G. Aad *et al.*, Phys. Lett, **B716**, 1-29, (2012).
- [4] S. Chatrchyan *et al.*, Phys. Lett, **B716**, 30-61, (2012).
- [5] R. Panek, The 4 percent universe : Dark matter, dark energy, and the race to discover the rest of reality. Houghton Mifflin Harcourt, (2011).
- [6] The DELPHI Collaboration. Search for charged Higgs bosons at LEP in general two Higgs doublet models. Eur. Phys. J. C **34**, 399-418 (2004).
- [7] The OPAL Collaboration. Flavour-independent h0A0 search and two Higgs doublet model interpretation of neutral Higgs boson searches at LEP. Eur. Phys. J. C **40**, 317 (2005).
- [8] Salamin Y I, Hu S X, Hatsagortsyan K Z and Keitel C H, Phys. Rep. **427**, 41 (2006).
- [9] Bahk S-W *et al.*, Opt. Lett. **29**, 2837 (2004).
- [10] Baifei Shen and M. Y. Yu, Phys. Rev. Lett. **89**, 275004 (2002).
- [11] Tajima T and Mourou G, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 031301 (2002).
- [12] Bulanov S V, Esirkepov T and Tajima T, Phys. Rev. Lett. **91**, 085001(2003).
- [13] Ehlotzky F, Krajewska K and Kami'ski J Z, Rep. Prog. Phys. **72**, 046401(2009).
- [14] Di Piazza A, Müller C, Hatsagortsyan K Z and Keitel C H, Rev. Mod. Phys. **84**, 1177 (2012).
- [15] Hartin A, Int. J. Mod. Phys. A **33**, 1830011(2018).
- [16] Ritus V I, Zh. Eksp. Teor. Fiz, **56**, 986 (1969).
- [17] Becker W *et al.*, Phys. Lett. A **94**, 131 (1983).
- [18] Liu A -H, Li S -M and Berakdar, J Phys. Rev. Lett. **98**, 251803 (2007).
- [19] Muller S J, Keitel C H and Muller C Phys. Rev. D **90**, 094008 (2014).
- [20] Di Piazza A, Müller C, Hatsagortsyan K Z and Keitel C H, Rev. Mod. Phys. **84**, 1177 (2012).

-
- [21] Kurilin A V 1999 Nuovo Cimento Soc. Ital. Fiz. **112D** 977.
- [22] N. B. Narozhny and A. M. Fedotov, Phys. Rev. Lett. **100**, 219101 (2008).
- [23] A.-H. Liu, S.-M. Li, and J. Berakdar, Phys. Rev. Lett. **100**, 219102 (2008).
- [24] D. A. Dicus, A. Farzinnia, W. W. Repko, and T. M. Tinsley, Phys. Rev. D **79**, 013004 (2009).
- [25] F. V. Harteman and A. K. Kerman, Phys. Rev. Lett. **76**, 624 (1996); C. Bula *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3116 (1996).
- [26] F. V. Bunkin and M. V. Fedorov, Sov. Phys. JETP **22**, 844 (1966); N. M. Kroll and K. M. Watson, Phys. Rev. A **8**, 804 (1973).
- [27] Mouslih S, Jakha M, Taj S, Manaut B and Siher E, Phys. Rev. D **102**, 073006 (2020).
- [28] S. Mouslih, M. Jakha, I. Dahiri, S. Taj, B. Manaut, E. Siher, Phys. Scr. **97**, 045306 (2022).
- [29] S. Mouslih, M. Jakha, S. El Asri, S. Taj, B. Manaut, R. Benbrik, and E.A. Siher, Phys. Lett. B **833**, 137339 (2022).

Formalisme mathématique et généralités pour les désintégrations des particules instables

L'objectif principal de ce chapitre est de rappeler quelques concepts théoriques de base en physique des particules, tels que le formalisme relativiste, les solutions des équations de Dirac-Volkov et de Klein-Gordon pour trouver les fonctions d'onde qui décrivent les particules chargées relativistes en présence d'un champ EM.

I.1 Système d'unités et quelques notions relativistes

I.1.1 Unités naturelles

La théorie des interactions électrofaibles traite des phénomènes de conversion d'un type des particules élémentaires en un autre. Ces processus sont naturellement des bonds quantiques, c'est-à-dire que la théorie de l'interaction électrofaible a un sens uniquement en tant que théorie quantique. En plus, la théorie doit être nécessairement formulée de manière relativiste invariante, car les particules se déplacent à une énergie élevée et, surtout, les neutrinos sans masse, qui se déplacent à la vitesse de la lumière, ils interviennent dans la plupart des processus dans l'interaction électrofaible. Ainsi, la constante de Planck réduite \hbar et la vitesse de la lumière c sont présentes dans toutes les expressions analytiques. Cela rend les équations très complexes qui apparaissent dans nos calculs théoriques, quels que soient les processus de désintégration dans le cadre du MS et au-delà. Rappelons que dans le système des unités internationales (SI), ces constantes sont numériquement très grandes et très petites, ce qui rend le calcul algébrique plus difficile :

$$\hbar = 1.054 \times 10^{-34} \text{ J.s} = 6.58 \times 10^{-16} \text{ eV.s}, \quad c = 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}. \quad (\text{I.1})$$

Pour simplifier les expressions des quantités physiques (Largeur de désintégration, Rapport d'embranchement, Durée de vie moyenne) lors de ce travail, on va utiliser les unités naturelles (UN). Ces unités réduisent les constantes fondamentales, que ce soit la constante de Planck et la vitesse de la lumière, comme suit :

$$\hbar = c = 1, \quad (\text{I.2})$$

où \hbar est la constante de Planck réduite, c est la vitesse de la lumière dans le vide. Avec cette définition, on peut construire des quantités dont la valeur est égale à 1 et qui possèdent une dimension physique des grandeurs fondamentales. Nous utilisons la convention de Heaviside-Lorentz, de sorte que la relation entre la charge électrique $e = -|e|$ et la constante de structure fine α dans le système d'unités naturelles est donné comme suit :

$$e = -\sqrt{\alpha \times \hbar \times c} = -8.54245 \times 10^{-2}, \quad (\text{I.3})$$

avec $\alpha = 1/137.0360$ est la constante de structure fine sans dimension. En général, nous donnons comment convertir les unités du système international à un système d'unités naturelles :

$$\begin{aligned} 1 \text{ cm}^2 &= 2.568 \times 10^{27} \text{ GeV}^{-2}, & 1 \text{ J} &= \frac{10^{10}}{1.603} \text{ GeV}, \\ 1 \text{ s} &= 1.519 \times 10^{24} \text{ GeV}^{-1}, & 1 \text{ V/cm} &= \frac{10^{-6}}{0.507 \times 10^{17} |e|} \text{ GeV}^2. \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

De la même manière nous pouvons donner dans le système d'unités naturelles les paramètres qui caractérisent le champ laser et la durée de vie moyenne des particules instables :

— Pour la fréquence du champ laser :

$$f = \frac{E}{\hbar} [\text{UN}] = \frac{E}{\hbar} [\text{GeV}]. \quad (\text{I.5})$$

— Pour l'intensité du champ électrique :

$$\mathcal{E}_0[\text{UN}] = \frac{10^{-18}}{4329.0844} \mathcal{E}_0[\text{V/cm}]. \quad (\text{I.6})$$

— Pour la durée de vie moyenne $\tau[\text{sec}]$ des particules instables :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.58212 \times 10^{-16} [\text{eV} \cdot \text{sec}]}{\Gamma [\text{eV}]}, \quad (\text{I.7})$$

où $\Gamma[\text{eV}]$ est la largeur de désintégration totale des particules instables.

I.1.2 Quelques notions relativistes

En 1905, Einstein, inspiré par les travaux de Poincaré et Lorentz, propose une nouvelle théorie de la relativité : la relativité restreinte. Cette théorie basée sur un ensemble de transformations linéaires laissant invariantes les équations de Maxwell, et donc la valeur de la vitesse de la lumière dans le vide, elle permet de généraliser les transformations entre référentiels inertiels. Donc, lorsqu'une particule a une vitesse proche de celle de la lumière, il est nécessaire de décrire son mouvement en généralisant l'équation de Schrödinger non relativiste au domaine relativiste. Les méthodes employées pour cette généralisation doivent être consistantes avec les équations de transformation de Lorentz. Nous considérons par la suite l'équation de Dirac pour décrire le mouvement des particules de spin demi-entier (les électrons, les protons, les neutrinos, les positrons et les quarks), et aussi l'équation de Klein-Gordon décrivant des particules massives

de spin nul, sans ou avec charge électrique.

I.1.2.1 Formalisme quadri-dimensionnel

La relativité a opéré la fusion de l'espace et du temps, deux concepts qui étaient complètement différents dans la mécanique Galiléenne. Nous avons besoin de quatre coordonnées pour déterminer un événement dans le "continuum" d'espace et du temps : trois pour sa localisation spatiale (par exemple, ses coordonnées cartésiennes (x, y, z)) et un pour son temps. Donc, le vecteur position dans l'espace-temps d'une particule élémentaire est représenté par la composante contra-variante x^μ .

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (x^0, \mathbf{x}) = (\text{ct}, \mathbf{x}). \quad (\text{I.8})$$

Où x^0 est la composante temporelle tandis que (x^1, x^2, x^3) sont les coordonnées spatiales usuelles. Nous introduisons ici le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ utilisé au long de ce travail. Donc, il s'écrit comme indiqué ci-après :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{I.9})$$

ainsi pour le quadri-vecteur covariant est obtenu en abaissant l'indice μ en utilisant le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} x_\mu &= (x_0, x_1, x_2, x_3) = g_{\mu\nu} x^\nu \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix} \\ &= (x^0, -\mathbf{x}) = (x^0, -x^1, -x^2, -x^3). \end{aligned} \quad (\text{I.10})$$

Cela donne les définitions suivantes :

$$x_0 = x^0, \quad x_i = -x^i \quad \text{avec} \quad i = 1, 2, 3. \quad (\text{I.11})$$

Le produit scalaire entre deux quadri-vecteurs covariant et contravariant sera exprimé de la manière suivante :

$$\begin{aligned} x \cdot x &= x_\mu x^\mu = x^\mu x_\mu = \sum_{\mu=0}^3 x^\mu x_\mu \\ &= x_0 x^0 + x_1 x^1 + x_2 x^2 + x_3 x^3 \\ &= (\text{ct})^2 - x^2 - y^2 - z^2 = (\text{ct})^2 - \mathbf{r}^2. \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

À partir des concepts de la théorie relativité que nous avons définis précédemment, nous pouvons déterminer le quadri-impulsion pour toute particule se déplaçant dans l'espace-temps comme suit :

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (p^0, p_x, p_y, p_z) = \left(\frac{E}{c}, \mathbf{p}\right), \quad (\text{I.13})$$

et

$$p_\mu = (p_0, p_1, p_2, p_3) = (p^0, -p_x, -p_y, -p_z) = \left(\frac{E}{c}, -\mathbf{p}\right). \quad (\text{I.14})$$

Si on calcule le produit scalaire entre deux quadri-impulsions. Donc, on trouve la relation d'énergie-impulsion bien connue :

$$\begin{aligned} p \cdot p &= p^\mu p_\mu = p_\mu p^\mu = \sum_{\mu=0}^3 p_\mu p^\mu \\ &= p^0 p_0 + p^1 p_1 + p^2 p_2 + p^3 p_3 = \frac{E^2}{c^2} - \mathbf{p}^2 = m^2 c^2. \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

Où m et E sont respectivement la masse au repos et l'énergie totale de la particule. c est la vitesse de la lumière dans le vide. On définit aussi la notation du slash de Feynman : $\not{p} = \gamma^\mu p_\mu$, Où γ^μ sont les matrices de Dirac. Ainsi leur représentation la plus simple est la représentation de Dirac. Donc, elles s'écrivent comme indiqué ci-après :

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, & \gamma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \gamma_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \gamma_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

Nous utilisons les matrices de Pauli pour écrire les matrices de Dirac de manière plus abrégée :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \\ 0_{2 \times 2} & -\mathbb{1}_{2 \times 2} \end{pmatrix}, \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (\text{I.17})$$

Où chaque élément de ces matrices représente une matrice d'ordre (2×2) c'est-à-dire $0_{2 \times 2}$ qui représente la matrice nulle, $\mathbb{1}_{2 \times 2}$ est la matrice d'identité, et σ_2^i sont des matrices de Pauli bien connues dans l'algèbre de Lie.

I.1.2.2 Quelques propriétés des matrices γ

Les matrices de Dirac sont des matrices introduites par Paul Dirac, lors de la recherche de l'équation d'onde relativiste de l'électron. Ces matrices ont des propriétés intéressantes qui sont nécessaires pour résoudre des problèmes lors du calcul des quantités mesurables expérimentalement, à savoir la largeur de désintégration totale, la durée de vie et le rapport d'embranchement dans le cadre du MS et au-delà. De plus, afin de simplifier les expressions analytiques que nous aurons à manipuler avant de calculer la partie spinorielle, nous utiliserons astucieusement les

propriétés suivantes :

$$\begin{aligned}
(\gamma^0)^\dagger &= \gamma^0, & (\gamma^i)^\dagger &= -\gamma^i \quad \text{avec } i = 1, 2, 3, \\
\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu &= 2 g^{\mu\nu}, \\
\gamma^\mu \gamma_\mu &= 4 \mathbb{1}_4, \\
\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_\mu &= -2 \gamma^\nu, \\
\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma_\mu &= 4 g^{\nu\rho}, \\
\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma_\mu &= -2 \gamma^\sigma \gamma^\rho \gamma^\nu.
\end{aligned} \tag{I.18}$$

Ainsi, pour tous quadri-vecteurs a , b , c et d , on a :

$$\begin{aligned}
\gamma^\mu \not{a} \gamma^\mu &= -2 \not{a}, \\
\gamma^\mu \not{a} \not{b} \gamma^\mu &= 4 (a.b) \mathbb{1}_{4 \times 4}, \\
\gamma^\mu \not{a} \not{b} \not{c} \gamma^\mu &= -2 \not{c} \not{b} \not{a}, \\
\gamma^\mu \not{a} \not{b} \not{c} \not{d} \gamma^\mu &= 2 \not{d} \not{a} \not{b} \not{c} + 2 \not{c} \not{b} \not{a} \not{d}, \\
\text{Tr}[\not{a} \not{b}] &= 4 (a.b) \times \mathbb{1}_{4 \times 4}, \\
\text{Tr}[\not{a} \not{b} \not{c} \not{d}] &= 4 ((a.b)(c.d) - (a.c)(b.d) + (a.d)(b.c)).
\end{aligned} \tag{I.19}$$

Nous mentionnons ici quelques propriétés liées aux traces dans l'algèbre de Dirac, que l'on rencontre souvent lors du calcul de la partie spinorielle. Donc, les propriétés suivantes seront d'une grande utilité.

$$\begin{aligned}
\text{Tr}[\mathbb{1}_4] &= 4, \\
\text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^\nu] &= 4 g^{\mu\nu}, \\
\text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma] &= 4(g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}), \\
\text{Tr}[\gamma^5] &= 0, & \text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^5] &= 0, \\
\text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^5] &= 0, & \text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^5] &= 0, \\
\text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma^5] &= -4i \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}.
\end{aligned} \tag{I.20}$$

Nous utilisons les matrices γ^μ trouvées dans la dernière sous-section pour définir la matrice γ^5 que nous rencontrons souvent lors du calcul théorique :

$$\gamma^5 = \gamma_5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = -i\gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0_{2 \times 2} & \mathbb{1}_{2 \times 2} \\ \mathbb{1}_{2 \times 2} & 0_{2 \times 2} \end{pmatrix}. \tag{I.21}$$

Nous pouvons aussi l'écrire comme suit :

$$\gamma^5 = \frac{-i}{4!} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho \gamma_\sigma, \tag{I.22}$$

où $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita défini par :

$$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = \begin{cases} +1, & \text{si } \mu\nu\rho\sigma \text{ est une permutation paire de } 0123 \\ -1, & \text{si } \mu\nu\rho\sigma \text{ est une permutation impaire de } 0123 \\ 0, & \text{si au moins deux indices sont égaux.} \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

Ces tenseurs d'antisymétries $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ peuvent être simplifiés comme suit :

$$\begin{aligned} \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} &= -24, \\ \epsilon^{\alpha\beta\rho\mu} \epsilon_{\alpha\beta\rho\nu} &= -2\delta_{\nu}^{\mu}, \\ \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \epsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} &= -2(\delta_{\rho}^{\mu}\delta_{\sigma}^{\nu} - \delta_{\sigma}^{\mu}\delta_{\rho}^{\nu}). \end{aligned} \quad (\text{I.24})$$

I.2 Composants élémentaires de la matière

Les objets, la lumière et la matière qui nous entoure est un assemblage des particules élémentaires reliées entre elles par des interactions. Ces particules élémentaires sont les plus petits objets physiques qui composent la matière et les forces de l'univers. Ce sont des paquets d'énergies caractérisés principalement par une masse, un moment cinétique intrinsèque (spin) et d'autres nombres comme la charge électrique. C'est ce que décrit la théorie du MS de la physique des particules. Cette théorie explique l'origine, la composition et les propriétés intimes de la matière et des forces à l'aide de «grains» élémentaires. La majorité de ces particules ont été observées expérimentalement et étudiées par ce modèle depuis longtemps. D'autres commencent à émerger, comme le fameux boson de Higgs découvert en 2012 au LHC. Il faut donc tenir compte aussi des lois et des phénomènes imposées par la structure de l'espace-temps en relativité, que de la fameuse dualité onde/corpuscule de la mécanique quantique.

Actuellement, on sait donc que le statut des particules élémentaires est relatif aux expériences que l'on fait. Ainsi, pour des réactions chimiques à basses énergies, on peut décrire ce qui se passe comme si les atomes étaient les plus petits constituants de la matière. Mais pour des réactions thermonucléaires comme celles faisant briller le soleil, ce sont les électrons, les protons et les neutrons qui sont considérés comme des particules élémentaires. Beaucoup de ces particules élémentaires ne sont pas stables. Elles se désintègrent rapidement en d'autres particules plus stables, ce qui rend leur étude difficile lorsque ces particules sont insérées dans un champ électromagnétique intense. D'une manière générale, il existe deux grands familles des particules principales qui composent la matière et l'univers sont les **fermions** et les **bosons**. Les premiers constituent les briques de la matière tandis que les seconds sont des champs de force qui permettent à ces briques d'interagir et de s'assembler. Ces particules se déplacent à des vitesses proche de la vitesse de la lumière. Le formalisme mathématique utilisé pour décrire ces particules est la théorie quantique des champs, qui incorpore la mécanique quantique et la relativité restreinte.

I.2.1 Les fermions

Les fermions sont des particules de spin demi-entier, c'est-à-dire qu'ils obéissent aux statistiques de Fermi-Dirac et sont donc soumis au principe d'exclusion de Pauli. Cela signifie qu'au niveau quantique, deux fermions ne peuvent pas occuper le même état. C'est ce principe qui

est responsable de l'existence des couches d'électrons dans les atomes.

Dans le MS, il existe deux types de fermions : les quarks, sensibles à l'interaction forte, et les leptons, qui y sont insensibles, ils sont rassemblés en trois générations. Chaque génération possède un quark du type "up" de charge électrique $2/3$, un quark du type "down" de charge électrique $-1/3$, un électron de charge -1 et un neutrino sans charge associé à cet électron. Au total, il y a donc 6 quarks (up, down, charm, strange, top, bottom), dont chacun peut porter trois couleurs, et 3 paires électron-neutrino (électron, muon, tau). La première génération est stable et se produit naturellement. Les deux autres générations sont plus lourdes et instables : seuls le muon d'origine cosmique sont présents à l'état naturel, ainsi que les neutrinos muoniques et tau-niques grâce au phénomène d'oscillation de saveur [1] non expliqué dans le cadre du MS dans lequel les neutrinos n'ont pas de masse. Chacune de ces particules possède une anti-particule avec la même masse et du même spin, mais ayant les propriétés internes (charge, saveur, couleur) opposées. Les trois générations des particules sont classifiées en suivant la hiérarchie entre les masses des particules des propriétés similaires. Cette hiérarchie et l'existence de ces familles ne sont pas expliquées par le MS. Les propriétés des fermions sont présentées dans le tableau (I.1). En général, on soupçonne que les générations de quarks et de leptons

Familles	Fermions élémentaires					
	Leptons			Quarks		
	Saveur	Masse	Charge électrique	Saveur	Masse	Charge électrique
1 ^{ère} Famille	e^-	511 KeV	-1	up	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$ MeV	$2/3$
	ν_{e^-}	< 2 KeV	0	Down	$4.8^{+0.5}_{-0.3}$ MeV	$-1/3$
2 ^{ème} Famille	μ^-	106 MeV	-1	Charme	$1.275^{+0.025}_{-0.025}$ GeV	$2/3$
	ν_{μ^-}	< 0.19 MeV	0	strange	95^{+5}_{-5} MeV	$-1/3$
3 ^{ème} Famille	τ^-	1.78 GeV	-1	Top	$176.7^{+0.4}_{-3.4}$ GeV	$2/3$
	ν_{τ^-}	< 18.2 MeV	0	Bottom	$4.66^{+0.03}_{-0.03}$ GeV	$-1/3$

TABLE I.1 – Résumé des fermions décrits dans le cadre du MS. Il faut noter que chaque particule répertoriée dans ce tableau est associée à une anti-particule de la même masse et de nombres quantiques opposés.

sont liées. Pour l'instant, cependant, il semble que seuls les arguments de symétrie soutiennent cette affirmation. En rassemblant les quarks et anti-quarks qui existent dans le tableau (I.1), on obtient les hadrons. Les derniers ne sont pas des particules élémentaires, mais sont des états associés aux quarks et aux anti-quarks. Par exemple, un proton n'est pas une particule élémentaire. Il est composé de trois autres particules élémentaires : deux quarks "up" et un quark "down". En général, les hadrons eux-mêmes peuvent être classés en deux groupes : les baryons, auxquels est associé un nombre quantique (le nombre baryonique), comme les protons ou les neutrons, et les mésons, qui sont responsables des interactions fortes entre les hadrons, comme les pions et les kaons.

I.2.2 Les interactions fondamentales et les bosons

Les bosons sont des particules de spin entier. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein, c'est-à-dire qu'ils peuvent coexister dans un même état quantique. Cette propriété en fait de très bons candidats pour véhiculer des forces car ils peuvent coexister sous forme des champs

de médiateurs d'une interaction.

Les bosons fondamentaux sont les médiateurs des interactions fondamentales. Leurs interactions avec les fermions génèrent les forces qui régissent les réactions de ceux-ci. Ces interactions essentielles décrites par le MS sont trois : l'interaction électromagnétique, l'interaction forte et l'interaction faible. Ces trois forces fondamentales déterminent l'interaction entre les particules élémentaires par l'échange de bosons de spin entier. Le tableau (I.2) résume les trois interactions décrites par le MS ainsi que les trois bosons vecteurs médiateurs de ces interactions.

Interactions	Bosons vecteur	charge électrique	Portée[m]	Masse [Gev]
Électromagnétique	Photon γ	0	∞	$< 10^{-27}$
Faible	Z^0, W^\pm	0, ± 1	$\sim 10^{-18}$	$M_Z \simeq 91.2, M_W \simeq 80.3$
Forte	8 gluons	0	$\sim 10^{-15}$	0

TABLE I.2 – Les trois interactions fondamentales décrites par le MS et les bosons vecteurs associés.

- **L'interaction électromagnétique** est responsable des interactions entre les particules chargées électriquement, quelles que soient leurs autres propriétés (quarks/leptons, couleur, saveur, etc...). Les neutrinos ne sont donc pas sensibles à cette interaction. Elle est responsable de la structure électronique de l'atome et de la propagation des ondes électromagnétiques¹, ainsi que de la stabilité des atomes. Le boson véhiculant cette interaction est le photon γ . La portée de la force électromagnétique est infinie comme nous l'avons vu dans le tableau I.2 où le photon a une masse nulle.
 - **L'interaction faible** est responsable des réactions nucléaires, par exemple dans le soleil ou dans les centrales nucléaires. Cette interaction est également responsable des désintégrations radioactive β^\mp , qui, au sein du noyau atomique, transforment un proton en un neutron ou inversement. Toutes les particules de la matière, quarks et leptons, neutres ou chargées, sont sensibles à l'interaction faibles. Les trois bosons médiateurs de cette interaction sont W^\pm et Z^0 . Ils ont été mis en évidence au début des années 80 au CERN à Genève.
 - **L'interaction forte** est responsable de la cohésion des noyaux atomiques. C'est elle qui lie les quarks entre eux. Cette interaction est encore plus forte lorsqu'on essaie de séparer les quarks : plus on les éloigne, plus ils s'attirent. Les médiateurs de cette interaction est les gluons g . Ils ont une masse nulle comme les photons mais possèdent une charge de couleur comme les quarks. Cette charge de couleur est la charge associée à l'interaction forte et tout état lié par l'interaction forte est globalement de couleur neutre, c'est-à-dire que tout ce qui est observé dans la nature est de couleur neutre.
- Il existe une quatrième interaction dans la nature, **l'interaction gravitationnelle**. Cette interaction n'est pas décrite par le MS, mais peut être négligée en raison de la masse plus faible des particules élémentaires et de sa faiblesse par rapport aux trois autres interactions.

1. En 1905 Albert Einstein généralisa l'idée de Planck interprétant les interactions de la lumière avec la matière, en postulant que toutes les ondes électromagnétique transportent des quantas d'énergie de masse nulle, nommés photons

I.3 Équations de Dirac et de Klein-Gordon pour les particules libres

I.3.1 Équation de Klein-Gordon

Naturellement, les auteurs se sont rapidement demandé ce qu'il adviendrait de l'équation de Schrödinger lorsque la particule se déplacerait à une vitesse relativiste. En effet, pour avoir une description correcte d'une particule relativiste, sa position doit être décrite par un quadri-vecteur comprenant les variables d'espace et du temps. Le principe de correspondance de la mécanique quantique (définition des opérateurs impulsion et énergie) sont utilisés dans l'expression de l'énergie d'une particule relativiste.

$$\begin{aligned} p &\longrightarrow i\hbar\nabla, \\ E &\longrightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}, \\ E^2 &= p^2c^2 + m^2c^4. \end{aligned} \tag{I.25}$$

Cette substitution permet de construire une équation différentielle du second ordre qui régit l'évolution de la fonction d'onde $\psi(r, t)$ pour les particules relativistes, cette équation est appelée équation de Klein-Gordon parfois aussi appelée équation de Klein-Gordon-Fock, est une version relativiste de l'équation de Schrödinger décrivant des particules massives de spin nul, sans ou avec charge électrique. Elle est donnée par :

$$(\partial_\mu\partial^\mu + m^2)\psi(r, t) = 0, \tag{I.26}$$

avec

$$\partial_\mu = \left(\frac{\partial}{c\partial t}, \nabla\right), \quad \partial^\mu = \left(\frac{\partial}{c\partial t}, -\nabla\right). \tag{I.27}$$

On peut montrer que cette équation est invariante sous la transformation de Lorentz et sa résolution en termes d'ondes planes conduit à des solutions d'énergie positive et négative. Cependant elle est inappropriée à l'étude des fermions de spin demi-entier et n'admet pas une interprétation probabiliste satisfaisante de la fonction d'onde [2, 3].

I.3.2 Équation de Dirac

L'équation de Dirac permet une description quantique et relativiste des fermions. Postulée en 1928 par le britannique Paul Adrien Maurice Dirac, elle est invariante sous la transformation de Lorentz, admet une interprétation probabiliste de la fonction d'onde, contient naturellement les degrés de liberté de spin et parvint à prédire l'existence d'une anti-particule [4-7]. L'idée de Dirac est de formuler une équation de type Schrödinger ne contenant que des opérateurs différentiels du premier ordre. Il postule l'existence de deux opérateurs α et β , le premier lié à l'énergie cinétique de la particule, le second à l'énergie de masse :

$$H\psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r}, t), \tag{I.28}$$

où

$$H = c\alpha \cdot \mathbf{p} + mc^2\beta. \tag{I.29}$$

Les opérateurs α et β sont déterminés en imposant que le carré du hamiltonien soit équivalent à l'expression du carré de l'énergie relativiste :

$$\begin{aligned}
H^2 &= (c\alpha_i \cdot p_i + mc^2\beta)(c\alpha_k \cdot p_k + mc^2\beta), \\
&= c^2\alpha_i \cdot p_i \alpha_k \cdot p_k + mc^3(\alpha_i \cdot p_i \beta + \beta \alpha_k \cdot p_k) + m^2 c^4 \beta^2, \\
&= \frac{c^2}{2} \{\alpha_i, \alpha_k\} p_i p_k + mc^3 \{\alpha_i, \beta\} p_k + m^2 c^4 \beta^2, \\
&= \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4.
\end{aligned} \tag{I.30}$$

Une identification membre à membre des termes des deux expressions impose que les opérateurs anticommulent et de carré égal à un :

$$\begin{aligned}
\{\alpha_i, \alpha_k\} &= 2\delta_{ik}, \\
\{\alpha_i, \beta\} &= 0, \\
\beta^2 &= \mathbf{1}_4, \quad \alpha_i^2 = \mathbf{1}_4.
\end{aligned} \tag{I.31}$$

La solution mathématique de ce système donne des matrices complexes de dimensions $4k \times 4k$ avec k un entier. Une démonstration rigoureuse est réalisée en annexe B de l'ouvrage [8]. Le cas $k = 1$ donne les matrices contractées suivantes en bloc 2×2 :

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} \mathbf{1}_2 & 0 \\ 0 & -\mathbf{1}_2 \end{pmatrix}. \tag{I.32}$$

Avec $\sigma_i (i = 1, 2, 3)$ sont des matrices de dimensions 2×2 introduites pour la première fois par *Wolfgang Pauli*. Elles sont données sous la forme suivante :

$$\sigma_i = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{I.33}$$

Ainsi que, on utilise ensuite la notation quadri-dimensionnelle $\partial_\mu = (\partial_{ct}, \nabla) = (\partial_{ct}, \partial_x, \partial_y, \partial_z)$ avec les coordonnées spatio-temporelles (ct, x, y, z) . Nous définissons également les matrices γ^μ en fonction des opérateurs α et β comme vous pouvez le voir dans les équations ci-dessous.

$$\begin{aligned}
\gamma^k &= \beta \alpha^k, \quad k = 1, 2, 3, \\
\gamma^0 &= \beta.
\end{aligned} \tag{I.34}$$

Ceci nous permet d'écrire l'équation de Dirac libre dans sa forme manifestement covariante comme suit :

$$(i\hbar \gamma^\mu \partial_\mu - mc)\psi(\mathbf{r}, t) = 0. \tag{I.35}$$

I.3.2.1 Solutions libres pour les particules de spin demi-entier

L'équation de Dirac étant un peu plus compliquée que celle de Klein-Gordon, la recherche des solutions de l'équation de Dirac pour les particules libres de spin demi-entier est un peu plus difficile. Donc, il existe plusieurs méthodes pour trouver les solutions libres; la plus courante est certainement celle qui fait le calcul dans le référentiel de la particule au repos, et le ren-

forcement permet de trouver le cas général. Dans ce travail nous choisirons une autre méthode essentiellement algébrique. L'objectif principal de cette méthode est de trouver la solution à l'équation de Dirac pour une particule libre de spin demi-entier sous la forme d'une onde plane comme suit :

$$\psi(\mathbf{x}, t) = u(p)e^{-ip \cdot x} = u(p)e^{-i(Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})}, \quad (\text{I.36})$$

où x et p sont, respectivement, les quadri-vecteurs position et impulsion. En injectant la solution libre (I.36) dans l'équation de Dirac (I.35) et après quelques manipulations, on obtient :

$$(\gamma^\mu p_\mu - mc)u(p) = 0, \quad (\text{I.37})$$

Nous allons maintenant séparer $u(p)$ en deux composantes :

$$u(p) = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}, \quad (\text{I.38})$$

où ϕ et χ sont deux spineurs de Weyl, c'est-à-dire les spineurs à deux composantes. En utilisant la représentation standard de Dirac pour les matrices γ^μ , l'équation (I.37) prend la forme suivante :

$$(\gamma^0 E - \gamma^i \mathbf{p})u(p) = \begin{pmatrix} E & -\sigma^i \mathbf{p} \\ \sigma^i \mathbf{p} & -E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} = mc^2 \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (\text{I.39})$$

Cela donne le système à deux équations comme suit :

$$\begin{aligned} E\phi - \sigma^i \mathbf{p}\chi &= mc^2\phi, \\ \sigma^i \mathbf{p}\phi - E\chi &= mc^2\chi. \end{aligned} \quad (\text{I.40})$$

D'après l'équation (I.40), on obtient :

$$\chi = \frac{\sigma^i \mathbf{p}}{E + mc^2} \phi. \quad (\text{I.41})$$

Maintenant, en multipliant la première équation dans (I.40) par $(E+m)$ et on utilise l'expression de χ en fonction de ϕ , on trouve :

$$\left[(E - m)(E + m) - (\sigma^i \mathbf{p})^2 \right] \phi = 0. \quad (\text{I.42})$$

En utilisant l'identité $(\sigma^i \mathbf{p})^2 = p^2$, l'équation (I.42) devient :

$$\left[E^2 - m^2c^4 - p^2c^2 \right] \phi = 0, \quad \Rightarrow E^2 = m^2c^4 + p^2c^2. \quad (\text{I.43})$$

Cette relation, qui correspond à la relation usuelle d'énergie-impulsion relativiste. Donc, l'équation de Dirac admet, comme l'équation de Klein-Gordon, deux solutions comme suit :

$$E = \pm c\sqrt{m^2c^2 + p^2}. \quad (\text{I.44})$$

Cette astuce permet d'obtenir les bispineurs d'énergies positive et négative selon les composantes ϕ et χ :

$$\begin{aligned} u_+(p) &= \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E+m} \phi \\ \phi \end{pmatrix} & E > 0, \\ u_-(p) &= \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi \\ \frac{-\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E+m} \chi \end{pmatrix} & E < 0. \end{aligned} \quad (\text{I.45})$$

I.3.2.2 Équation de conservation

En mécanique quantique non-relativiste, la définition de $\rho = \psi^\dagger \psi$ comme étant la densité de probabilité de présence de la particule permet, en utilisant l'équation de Schrödinger de définir une densité de courant de probabilité de présence \mathbf{J} satisfaisant une équation de conservation (ou de continuité) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \mathbf{J} = 0, \quad (\text{I.46})$$

Il existe un analogue dans la théorie relativiste de l'électron de Dirac qui conserve cette interprétation probabiliste. Dérivant ρ par rapport au temps et utilisant l'équation de Dirac :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \psi^\dagger \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial \psi^\dagger}{\partial t} \psi, \\ &= \frac{1}{i\hbar} \psi^\dagger H \psi - \frac{1}{i\hbar} (H \psi)^\dagger \psi, \\ &= \frac{1}{i\hbar} \psi^\dagger \left(-i\hbar c \alpha^i \cdot \nabla + mc^2 \beta \right) \psi - \frac{1}{i\hbar} \left[\left(-i\hbar c \alpha^i \cdot \nabla + mc^2 \beta \right) \psi \right]^\dagger \psi, \\ &= -c \psi^\dagger \alpha^i \cdot \nabla \psi - c \nabla \psi^\dagger \cdot \alpha^i \psi, \\ &= -\nabla (c \psi^\dagger \alpha^i \psi), \\ &= -\nabla \mathbf{J}. \end{aligned} \quad (\text{I.47})$$

On retrouve bien l'équation de conservation (I.46) à condition de définir la densité de courant de probabilité conformément à la relation suivante :

$$\mathbf{J} = c \psi^\dagger \alpha^i \psi. \quad (\text{I.48})$$

I.4 Particules chargées dans le champ d'une onde électromagnétique plane

Les particules chargées en présence d'une onde EM plane admettent des solutions : ces solutions peuvent être obtenues par des solutions numériques en utilisant la méthode de l'Hamilton-Jacobi ou bien des solutions analytiques de l'équation de Dirac-Volkov et de Klein-Gordon [7,9]. les équations de Dirac et de Klein-Gordon associées à une onde EM plane possèdent une solution analytique trouvée par Volkov. La condition est de considérer le faisceau laser comme une onde plane qui est un champ avec des propriétés de polarisation arbitraires mais avec une seule direction de propagation. La solution de Dirac-Volkov est remarquable pour plusieurs raisons.

Premièrement, les solutions analytiques des équations de Dirac et de Klein-Gordon sont exactes, en particulier en présence du champ EM. Deuxièmement, cette solution introduite le champ EM de manière dynamique à travers ses paramètres (intensité, fréquence et polarisation).

I.4.1 Solutions de Dirac-Volkov pour les fermions dans le champ d'une onde électromagnétique plane (ondes de Dirac-Volkov)

L'équation de Dirac pour un fermion dans le champ d'une onde EM plane en unités naturelles ($c = \hbar = 1$) est [10] :

$$\left((p - eA)^2 - m^2 - \frac{ie}{2} F_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} \right) \psi(x) = 0. \quad (\text{I.49})$$

Où le quadri-vecteur potentiel $A_\mu(\phi)$ décrivant l'onde EM plane dépend des coordonnées x_μ à travers la phase $\phi = k_\mu x^\mu = k \cdot x$, $\mu, \nu \in [0, 1, 2, 3]$. Il satisfait également à la condition de Jauge de Lorentz : $\partial A = k \cdot \partial A / \partial \phi = 0$, où $k \cdot A = 0$. p_μ est le quadri-vecteur d'impulsion et $F_{\mu\nu}$ est le tenseur du champ EM qui est donné comme suit :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu = k_\mu \cdot \frac{\partial A_\nu}{\partial \phi} - k_\nu \cdot \frac{\partial A_\mu}{\partial \phi}, \quad (\text{I.50})$$

et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. Les matrices de Dirac γ anti-commutent telles que $\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} 1_4$, où $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$.

On calcule d'abord $(p - eA)^2$:

$$\begin{aligned} (p - eA)^2 \psi(x) &= (p_\mu - eA_\mu)(p^\mu - eA^\mu) \psi(x), \\ &= p_\mu p^\mu \psi(x) - e p_\mu (A^\mu \psi(x)) - e A_\mu (p^\mu \psi(x)) + e^2 A_\mu A^\mu \psi(x), \\ &= p^2 \psi(x) - e(p_\mu (A^\mu \psi(x)) + A_\mu (p^\mu \psi(x))) + e^2 A \psi(x), \end{aligned} \quad (\text{I.51})$$

et on utilise le principe de correspondance $p_\mu \rightarrow i\hbar \partial_\mu$, on trouve pour le premier terme :

$$(p_\mu - eA_\mu)(p^\mu - eA^\mu) \psi(x) = -\partial^2 \psi(x) - i2eA^\mu \partial_\mu \psi(x) + e^2 A^2 \psi(x). \quad (\text{I.52})$$

Le deuxième terme est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{ie}{2} F_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} \psi(x) &= \frac{ie}{2} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \psi(x), \\ &= \frac{ie}{2} (k_\mu \cdot \frac{\partial A_\nu}{\partial \phi} - k_\nu \cdot \frac{\partial A_\mu}{\partial \phi}) (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \psi(x), \\ &= \frac{ie}{2} (k_\mu A'_\nu - k_\nu A'_\mu) (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \psi(x), \\ &= \frac{ie}{2} (\not{k} \not{A}' - \not{A}' \not{k}). \end{aligned} \quad (\text{I.53})$$

Dans la condition de jauge de Lorentz $k_\mu A_\mu = 0$, le terme $(\not{k}\not{A}' - \not{A}'\not{k})$ s'annule tel que :

$$\begin{aligned}\not{k}\not{A}' - \not{A}'\not{k} &= 2(k.A') - \not{A}'\not{k} + \not{A}'\not{k}, \\ &= 2\frac{\partial}{\partial\phi}(K_\mu A^\mu) = 0.\end{aligned}\quad (\text{I.54})$$

Donc, le troisième terme dans l'équation (I.53) devient :

$$\frac{ie}{2}F^{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}\psi(x) = ie\not{k}\not{A}'\psi(x).\quad (\text{I.55})$$

En remplaçant les deux termes par leurs expressions dans l'équation de Dirac (I.49), on obtient :

$$\left[-\partial_\mu\partial^\mu - 2ieA_\mu\partial^\mu - m^2 + e^2A^\mu A_\mu - ie\not{k}\not{A}'\right]\psi(x) = 0.\quad (\text{I.56})$$

On cherche une solution de cette équation sous la forme suivante : $\psi(x) = e^{-ip.x}F(\phi)$ et on la remplace dans l'équation (I.56) ci-dessus, on trouve pour le premier et le deuxième terme :

$$\begin{aligned}-\partial_\mu\partial^\mu\psi(x) &= m^2e^{-ip.x}F(\phi) + 2i(p.k)e^{-ip.x}F'(\phi), \\ -2ieA_\mu\partial^\mu\psi(x) &= -2e(A.p)e^{-ip.x}F(\phi).\end{aligned}\quad (\text{I.57})$$

Après quelques manipulations, l'équation (I.56) devient :

$$2i(k.p)F'(\phi) + \{-2e(p.A) + e^2A^2 - ie\not{k}\not{A}'\}F(\phi) = 0.\quad (\text{I.58})$$

La solution de cette équation donne pour $F(\phi)$:

$$F(\phi) = \exp\left\{-i\int_0^\phi\left[\frac{e}{k.p}(p.A) - \frac{e^2}{2(k.p)}A^2\right]d\phi + \frac{e\not{k}\not{A}}{2(k.p)}\right\}u(p, s),\quad (\text{I.59})$$

d'une part, on multiplie par le facteur de normalisation $1/\sqrt{2p_0V}$ ce qui donne pour la fonction d'onde de Dirac-Volkov $\psi(x)$:

$$\psi(x) = \exp\left\{-i\int_0^\phi\left[\frac{e}{k.p}(p.A) - \frac{e^2}{2(k.p)}A^2\right]d\phi + \frac{e\not{k}\not{A}}{2(k.p)}\right\}\frac{u(p, s)}{\sqrt{2p_0V}}.\quad (\text{I.60})$$

Dans l'équation (I.60), on a le terme $\exp\left\{\frac{e}{2(k.p)}\not{k}\not{A}\right\}$, toutes les puissances de $\not{k}\not{A}$ supérieure à la première puissance sont nulles parce que :

$$\not{k}\not{A}\not{k}\not{A} = -\not{k}A^2\not{k} = k^2A^2 = 0,$$

car $k^2 = 0$ et donc

$$\exp\left\{\frac{e\not{k}\not{A}}{2(k.p)}\right\} = 1 + \frac{e\not{k}\not{A}}{2(k.p)}.\quad (\text{I.61})$$

Finalement, la solution de l'équation de Dirac en présence du champ EM, appelée *onde de Dirac-Volkov* [9], est donnée par :

$$\psi(x) = \left\{ 1 + \frac{e\mathbf{k}\cdot\mathbf{A}}{2(k.p)} \right\} \frac{u(p, s)}{\sqrt{2p_0V}} e^{is(x)}, \quad (\text{I.62})$$

où

$$s(x) = -px - \int_0^\phi \frac{e}{(k.p)} \left\{ (p.A) - \frac{e}{2} A^2 \right\} d\phi. \quad (\text{I.63})$$

Où $u(p, s)$ est le bispineur de Dirac libre. La solution de l'équation de Dirac correspondante de l'anti-fermion est obtenue en remplaçant le bispineur $u(p, s)$ par le bispineur anti-particule $v(p, s)$ et en prenant le moment négatif : $p \rightarrow -p$. La densité de courant qui correspond aux fonctions d'ondes de Dirac-Volkov s'écrit :

$$J^\mu = \bar{\psi}(x) \gamma^\mu \psi(x). \quad (\text{I.64})$$

On insère $\bar{\psi}(x)$ et $\psi(x)$ dans la formule de la densité de courant J^μ , on trouve après calculs :

$$J^\mu = \frac{1}{p_0} \left\{ \left(p^\mu - eA^\mu \right) + \left(e \frac{p.A}{p.k} - \frac{e^2 A^2}{2p.k} \right) k^\mu \right\}. \quad (\text{I.65})$$

Si $A_\mu(\phi)$ est une fonction quasi-périodique et que sa valeur moyenne dans le temps est nulle $A_\mu(\phi) = 0$, on aura pour la valeur moyenne de la densité de courant la forme suivante :

$$\bar{j}^\mu = \frac{1}{p_0} \left\{ p^\mu - \frac{e^2 \bar{A}^2}{2(k.p)} k^\mu \right\}. \quad (\text{I.66})$$

On définit la quasi-impulsion qui représente l'effet du champ EM sur l'impulsion p_μ par l'expression :

$$q^\mu = p^\mu - \frac{e^2 \bar{A}^2}{2(k.p)} k^\mu, \quad (\text{I.67})$$

La quasi-impulsion q^μ satisfait l'équation suivante :

$$q^2 = m_*^2 \quad \Longrightarrow \quad m_* = m \sqrt{1 - \frac{e^2 \bar{A}^2}{m^2}}, \quad (\text{I.68})$$

où m_* est nommée la **masse effective** de fermion dans le champ EM externe trouvée premièrement par Sengupta [11, 12].

I.4.2 Solutions de l'équation de Klein-Gordon pour les bosons de spin 0 dans le champ d'une onde électromagnétique plane

On peut écrire aisément une équation de Klein-Gordon couplée au champ EM si on applique le principe de couplage minimal, qui consiste à remplacer les dérivées ∂_μ par une dérivée

covariante (covariante vis à vis des transformations de jauge)

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + iqA_\mu(\phi), \quad (\text{I.69})$$

où q , $A_\mu(\phi)$ sont respectivement, la charge électrique du boson de spin 0 et le 4-vecteur potentiel classique. Donc, l'équation de Klein-Gordon est celle qui décrit les particules bosoniques du spin 0 au sein du champ EM intense. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\left\{ \left(\partial^\mu + iqA^\mu(\phi) \right) \left(\partial_\mu + iqA_\mu(\phi) \right) + m^2 \right\} \psi(x) = 0, \quad (\text{I.70})$$

En suivant les mêmes procédures que celle détaillée dans la sous-section (I.4.1) précédentes pour obtenir la solution de l'équation (I.70). Après quelques manipulations, on trouve la fonction de Dirac-Volkov relativiste [9, 13], qui décrit le mouvement du boson de spin 0 dans un champ EM intense [14] :

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2QV}} \times e^{iS(x)}, \quad (\text{I.71})$$

avec

$$S(x) = -p \cdot x - \int_0^\phi \frac{e}{(k \cdot p)} \left\{ (p \cdot A) - \frac{e}{2} A^2 \right\} d\phi. \quad (\text{I.72})$$

I.5 Processus de désintégration des particules instables

Notre connaissance des particules fondamentales provient d'expériences impliquant des collisions et des désintégrations des particules instables. Ces processus respectent tous les lois de conservations élémentaires de l'énergie et de la quantité de mouvement et se produisent généralement à des énergies assez élevées pour qu'une description relativiste des processus en cause soit nécessaire. Afin d'éviter toute confusion entre deux concepts fondamentaux (diffusion et désintégration) de la physique des particules, nous limiterons ici aux processus de désintégration. Ce processus est illustré schématiquement comme suit :

$$1 \rightarrow 2 + 3 + \dots + n. \quad (\text{I.73})$$

En général, la désintégration d'une particule est similaire au cas de collision des particules sauf

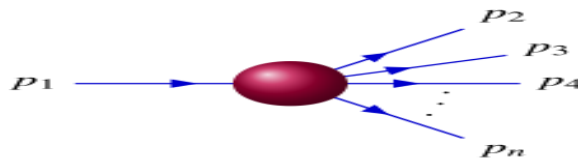


FIGURE I.1 – Désintégration d'une particule en $n - 1$ particules finales.

que la réaction cette fois-ci implique une seule particule initiale (voir Fig. I.1). Les particules (ou objets) en jeu sont numérotées de 1 à N , et le temps s'écoule de gauche à droite. Une désintégration implique au moins trois objets : la particule instable (1) et au moins deux

produits de désintégration (numérotés de 2 à N). On parle d'une désintégration à deux corps, à trois corps, etc, selon le nombre de produits.

Ce processus de désintégration est un passage d'un état quantique initial $|i\rangle$ vers un état quantique final $|f\rangle$ différent. On suppose que les particules en cause, à l'état libre, sont décrites par un certain hamiltonien H_0 décrivant des particules libres. Si H_0 était l'hamiltonien total du système, alors les particules seraient stables et aucune interaction (ou collision) ne serait possible. le processus de désintégration est donc attribuable à un hamiltonien supplémentaire, noté V et qualifié d'interaction, qui pousse les particules à se transformer : Nous décomposons donc l'hamiltonien total de la manière suivante : $H = H_0 + V$. En général, il y a un principe universel qui dit : toute particule se désintègre en particules plus légères, sauf si une loi de conservation l'en empêche.

— Lois de conservation :

- Conservation de la charge électrique
- Conservation d'énergie-impulsion
- Conservation de spin
- Conservation des nombres quantiques : leptonique, baryonique ...

I.5.1 Grandeurs à calculer dans un processus de désintégration

I.5.1.1 Élément de matrice de transition S_{fi}

La matrice de diffusion S_{fi} est un élément important du traitement quantique des interactions qui est défini comme un opérateur permettant le calcul de l'amplitude de probabilité qu'un état initial donné se transforme en un état final voulu. Pour ceci, il faut calculer la matrice- S montrée sur la Fig. 1.2. Dans ce cas, nous considérons un état $|a\rangle$ qui décrit une ou

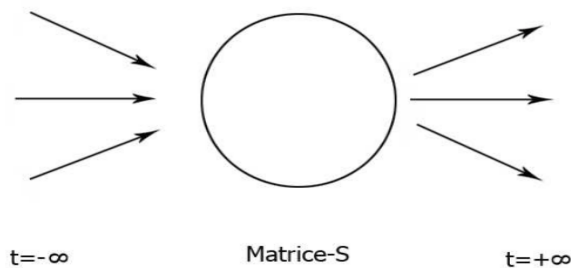


FIGURE I.2 – Matrice de transition S_{fi}

des particules à un instant t_a et un état $|b\rangle$ qui décrit une ou des particules à un instant t_b . La probabilité de trouver le système dans l'état $|b\rangle$, quand le système était dans un état $|a\rangle$, est donnée par $|C_{fi}(t_b, t_a)|^2$, telle que :

$$C_{fi}(t_b, t_a) = \langle b|U(t_b, t_a)|a\rangle, \quad (\text{I.74})$$

où $U(t_b, t_a)$ est un opérateur unitaire puisqu'il décrit l'évolution temporelle de l'état $|a\rangle$ du temps t_a au temps t_b . Cet opérateur provient directement de l'hamiltonien des interactions V dans la relation :

$$H = H_0 + V, \quad (\text{I.75})$$

où H_0 et V sont, respectivement, les hamiltoniens libres et avec interactions. Ce résultat est valide lorsque le potentiel V est suffisamment petit pour être traité comme une perturbation du système. Nous notons ici que V n'agit que dans une partie de l'univers et que de manière asymptotique, c'est-à-dire dans les limites respectives $t_a \rightarrow -\infty$ et $t_b \rightarrow +\infty$, H se réduit à H_0 et les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ redeviennent des états propres de H_0 (c'est-à-dire des particules libres ou du moins libres du potentiel d'interaction V) qu'on identifie aux états initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$. On dit que l'interaction est localisée [3, 15].

L'élément de matrice- S_{fi} est une amplitude de transition qui décrit l'évolution temporelle du système en interaction de l'état initial $|i\rangle$ dans le passé à un état final $|f\rangle$ dans le futur. Ainsi l'opérateur S est donné par :

$$S = \lim_{t_a \rightarrow +\infty} \lim_{t_b \rightarrow -\infty} U(t_b, t_a). \quad (\text{I.76})$$

Nous définissons ensuite la matrice de diffusion S , dont les éléments matriciels sont :

$$S_{fi} = \langle f|U(-\infty, +\infty)|i\rangle = \langle f|S|i\rangle. \quad (\text{I.77})$$

La matrice S est unitaire. Cette importante propriété découle de la conservation de la probabilité et du fait que la probabilité de trouver le système dans un état final, quel qu'il soit, est égale à un. Alors

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_f |C_{fi}(t_b, t_a)|^2 \\ &= \sum_f \langle f|S|i\rangle^\dagger \langle f|S|i\rangle \\ &= \sum_f \langle i|S^\dagger|f\rangle \langle f|S|i\rangle \\ &= \sum_f \langle i|S^\dagger S|i\rangle, \end{aligned} \quad (\text{I.78})$$

où on a utilisé la relation de fermeture $\sum_f |f\rangle \langle f| = I$. Donc, S est unitaire

$$S^\dagger S = I. \quad (\text{I.79})$$

Dans la première approximation de Born (c'est à dire que la particule incidente interagit une seule fois avec la cible), élément de matrice de transition S_{fi} peut s'écrire comme suit [3] :

$$\begin{aligned} S_{fi} &= \delta_{fi} + iT_{fi}, \\ &= \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) M_{fi}. \end{aligned} \quad (\text{I.80})$$

Où T_{fi} est appelée la matrice de transition et M_{fi} les éléments de matrice. P_f et P_i sont les quadri-vecteurs d'énergie-impulsion totale des états final et initial. La plupart des calculs de S_{fi} se limitent au premier ordre de l'approximation de Born car non seulement la complexité des calculs qui croît avec les ordres perturbatifs supérieurs. Dans l'expression (I.80), on peut facilement identifier la composante de S_{fi} qui laisse l'état initial intact, c'est-à-dire le premier terme δ_{fi} . Par ailleurs, le second terme qui est responsable des transitions d'un état $|i\rangle$ vers

des états $|f\rangle$ distincts de $|i\rangle$ [3]. La probabilité de transition correspondante s'écrit, pour $i \neq f$,

$$\begin{aligned} P &= |C_{fi}(-\infty, \infty)|^2, \\ &= |\langle f|S|i\rangle|^2, \\ &= [(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i)]^2 \sum_f |M_{fi}|^2. \end{aligned} \quad (\text{I.81})$$

Où M_{fi} est l'amplitude de diffusion. De plus, il est possible d'écrire la fonction de Dirac :

$$\delta^4(P) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4x e^{iP \cdot x}, \quad (\text{I.82})$$

$$\delta^4(0) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4x = \frac{1}{(2\pi)^4} VT. \quad (\text{I.83})$$

Où V est le volume d'intégration. En utilisant la propriété de la fonction δ suivante [15] :

$$\begin{aligned} [(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i)]^2 &= (2\pi)^4 \delta^4(0) (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i), \\ &= VT (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i). \end{aligned} \quad (\text{I.84})$$

Il en découle que la largeur de transition par unité de volume macroscopique est donné par

$$\omega_{fi} = \frac{P}{VT} = (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \sum_f |M_{fi}|^2. \quad (\text{I.85})$$

Ce dernier résultat requiert une somme sur les différents états finals. Il est toutefois nécessaire de pondérer cette somme par ce qu'on appelle l'espace de phase disponible.

I.5.1.2 Forme générale de largeur de désintégration $\Gamma[eV]$

La largeur de désintégration (Γ) est une mesure de la probabilité de désintégration d'une particule. En effet, plus celle-ci est grande, plus il existe de types de désintégration différente. La particule peut donc se désintégrer en plusieurs autres particules de masse inférieure. Lors d'une désintégration, il existe un très grand nombre d'états finaux possibles. Ces états ont la même énergie que l'état initial, mais sont caractérisés par des impulsions différentes des particules émises. Dans ce cas, nous considérons un processus dans lequel une particule de masse M_1 se désintègre en $N - 1$ particules, de masses $m_i (i = 2, \dots, N)$. Les énergies des états initial et final sont $E_i = E_1$ et $E_f = E_2, \dots, E_N$, respectivement. Le calcul de la largeur de désintégration met en jeu le taux de transition par le nombre d'états disponibles dans l'espace de phase. En général, on connaît les énergies et impulsions des particules initiales. L'espace de phase pour $N - 1$ particules finales doit par contre être inclus, il est donné par :

$$\begin{aligned} d\Phi &= dN_2 dN_3 dN_4 \cdots dN_n, \\ &= \prod_{f=2}^n \frac{d^3\mathbf{P}_f}{(2\pi)^3 2E_f}. \end{aligned}$$

La forme générale de la largeur de désintégration pondérée par l'espace de phase est donné par [15] :

$$\Gamma(1 \rightarrow 2 + 3 + \dots + n) = \frac{S}{2M_1} \int \underbrace{\prod_{f=2}^n \frac{d^3\mathbf{P}_f}{(2\pi)^3 2E_f}}_{\text{Espace de phase}} (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \sum_f \overbrace{|\mathcal{M}_{fi}|^2}^{\text{Elément de matrice}}, \quad (\text{I.86})$$

avec $S = 1/n$, n est le nombre des particules identiques dans l'état final. Dans les cas de processus non polarisés, l'expérience mesure la probabilité totale que les particules finales se retrouvent dans n'importe quel état de spin alors qu'on se doit de considérer la probabilité moyenne sur les états de spin possibles des particules initiales, puisqu'on ne sait pas à prime abord dans quels états les particules initiales vont se présenter [3]. Pour y parvenir, il suffit d'effectuer la substitution suivante [16] :

$$\sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2 = \overline{\sum_i} \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (\text{I.87})$$

Où $\overline{\sum_i}$, \sum_f signifient respectivement la moyenne sur les états de spin possibles des particules initiales et la somme sur les états de spin des particules finales. Alors, l'expression générale de la largeur de désintégration $\Gamma[eV]$ devient :

$$\Gamma(1 \rightarrow 2 + 3 + \dots + n) = \frac{S}{2M_1} \int \underbrace{\prod_{f=2}^n \frac{d^3\mathbf{P}_f}{(2\pi)^3 2E_f}}_{\text{Espace de phase}} (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \overline{\sum_i} \sum_f \overbrace{|\mathcal{M}_{fi}|^2}^{\text{Elément de matrice}}. \quad (\text{I.88})$$

La largeur de désintégration, étant une observable, permet de déterminer les différents produits en lesquels s'est désintégrée la particule initiale. Cette largeur est directement liée au principe d'incertitude sur la mesure de l'énergie de la particule initiale. En effet, plus celle-ci est grande, plus le nombre de réactions est élevé et ainsi plus le temps de désintégration (demi-vie) sera court. Plusieurs méthodes permettent de calculer cette largeur, une des méthodes utilisées est de simplement mesurer l'énergie des particules finales et de prendre la largeur à mi-hauteur de cette distribution. L'autre est de prendre la section efficace au pic de cette distribution. Cette dernière méthode est beaucoup plus difficile puisqu'elle demande de connaître avec certitude la luminosité du système. Finalement, la largeur de désintégration d'une particule permet de connaître la masse de celle-ci.

I.5.1.3 Largeur partielle de désintégration

Le calcul de la largeur partielle de désintégration d'une particule consiste à prendre seulement la probabilité de désintégration d'une particule vers certains produits. Il est possible de définir la largeur de désintégration comme suit

$$\Gamma(A) = \sum_i \Gamma(A \rightarrow i), \quad (\text{I.89})$$

où i est le produit de la désintégration de A . En connaissant les largeurs de désintégration de chacune des désintégrations possibles, il est donc possible d'isoler certaines réactions et de les étudier plus précisément. Dans le cas du Z_0 , la somme se résume à

$$\Gamma_{(Z_0)} = \Gamma_{(e^-e^+)} + \Gamma_{(\mu^-\mu^+)} + \Gamma_{(\tau^-\tau^+)} + \Gamma_{\text{had}} + \Gamma_{\text{inv}} \quad \left| \quad \Gamma_{\text{had}} = \sum_{q \neq t} \Gamma_{q\bar{q}}. \quad (\text{I.90})$$

Où Γ_{inv} représente la partie invisible (indétectable). En fait, cette largeur partielle de désintégration représente les neutrinos de chiralité gauche. Celle-ci est obtenue en calculant la largeur de désintégration totale et en soustrayant la somme des largeurs partielles.

I.5.1.4 Durée de vie $\tau[\text{sec}]$

La durée de vie d'une particule est une de ses propriétés fondamentales qui dépend de ses interactions. Il s'agit d'un autre observable qui peut être calculé à l'aide des mêmes outils que ceux que nous avons développés précédemment. En général, la durée de vie est une propriété intrinsèque de chaque particule instable qui peut être définie de la manière suivante :

$$\tau[\text{sec}] = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.58212 \times 10^{-16}[\text{eV} \cdot \text{sec}]}{\Gamma[\text{eV}]} \quad (\text{I.91})$$

I.5.1.5 Rapport d'embranchement (RE) [%]

Le rapport d'embranchement, noté BR (Branching Ratio), est défini comme le rapport de la largeur de désintégration partielle pour un processus à la largeur de désintégration totale (pour tous les processus) :

$$BR(\text{processus}) = \frac{\Gamma(\text{processus})}{\Gamma(\text{totale})} \quad (\text{I.92})$$

Les différents processus de désintégration mettent en jeu les leptons l , les quarks q , les bosons de jauge W^\pm et Z^0 et les boson de Higgs h et H^\pm . Pour plus d'informations, le rapport d'embranchement est la probabilité qu'une particule se désintègre selon un mode de désintégration donné parmi tous les modes de désintégration qu'il est susceptible de connaître. La somme des rapports d'embranchement de tous les modes de désintégration d'une particule est donc par définition égale à 1 (100%).

Références

- [1] B. Pontecorvo, *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*, Sov. Phys. JETP **26**, 984-988 (1968).
- [2] W. Greiner and J. Reinhardt, *Quantum Electrodynamics*, Third Edition, (Springer, 2002).
- [3] L. Marleau, *Introduction à la Physique des Particules*, Université Laval, Québec, Canada, (2018).
- [4] P. A. M. Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, traduction de la quatrième édition, Université Laval, Québec, Canada (2009).
- [5] P. Strange, *Relativistic Quantum Mechanics*, Cambridge University Press, (2005).
- [6] C. Itzykson, J.B. Zuber, *Quantum Field Theory*, McGraw-Hill (1985).
- [7] C. J. Joachain, *Quantum Collision Theory*, Third Edition (Elsevier, New York, 1983).
- [8] F. Reuse, *Electrodynamique et Optique Quantiques*, Presses polytechniques et universitaires romandes (2007).
- [9] D. Volkov, *The solution for wave equations for a spin-charged particle moving in a classical field*, Z. Phys. **94**, 250-260 (1935).
- [10] V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Quantum Electrodynamics*, 2nd edition (Butterworth-Heinemann, Oxford, England, 1982).
- [11] D. R. Bates and D. Miskelly, *Electron Collision Partial Cross Sections for the 1s-2s and 1s-3s Transitions of Atomic Hydrogen*, Phys. Soc. A **70**, 539, (1957).
- [12] G. A. Erskine and H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. A **69**, 422, (1952).
- [13] Kurilin A V, *Particle physics in intense electromagnetic fields*, Nuovo Cimento A, **112**, 977-1000 (1999).
- [14] Szymanowski, V. Véniard, R. Taïeb, A. Maquet, and C. H. Keitel, *Mott scattering in strong laser field*, Phys. Rev. A **56**, 3846 (1997).
- [15] W. Greiner and B. Müller, *The Salam-Weinberg theory, In Gauge Theory of Weak Interactions*, 107-176 (Springer, 2009).
- [16] Greiner W and Müller, *Gauge Theory of Weak Interactions* (Springer 1996).

Étude relativiste de la désintégration du pion π^- en absence et en présence d'un champ électromagnétique externe

II.1 Introduction

L'étude des processus quantiques en présence d'un champ laser est un domaine de recherche riche qui a attiré l'attention de nombreux scientifiques théoriciens et expérimentateurs [1], en raison du développement de la technologie du laser [2]. Ces études contribuent de manière significative à la compréhension de l'interaction laser-matière. Le but principal de tout cela est de comprendre le comportement des particules et de découvrir leurs nouvelles propriétés en présence d'un champ laser intense. Les processus ultra-rapides qui se produisent en présence du champ laser sont variés, conformément au cadre d'étude adopté. En physique atomique, de nombreux processus atomiques ont été étudiés en présence d'un champ EM, que ce soit en régime relativiste ou non-relativiste [3–7]. Dans le cadre de l'électrodynamique quantique et de la théorie électrofaible, de nombreux travaux ont été réalisés sur les processus de diffusion [8–12] et de désintégration [13–16] en présence d'un champ EM.

Dans le cadre du MS, les pions, étant les mésons les plus légers, tiennent une place particulière dans les interactions faibles et fortes, et restent des sujets d'intérêt pour la recherche depuis leur découverte il y a près de 70 ans [17]. Historiquement, les désintégrations des pions ont fourni un excellent terrain d'essai pour les interactions faibles et les corrections radiatives, et ont été considérées comme la meilleure indication expérimentale du caractère vectoriel ou axial-vecteur des interactions faibles [18]. La désintégration du pion a également attiré un grand attention dans les recherches expérimentales; par exemple, dans l'article [19], les auteurs ont présenté une étude expérimentale de désintégration rare du pion chargé. L'impulsion du muon dans la désintégration du pion au repos a été mesuré expérimentalement en utilisant le spectromètre magnétique, pour plus d'informations voir la référence [20], tandis que les mesures de précision du rapport d'embranchement $R_{e/\mu}$ entre les désintégrations du muon et de l'électron ont été présentés dans les références ci-après [21, 22], et ils fournissent le meilleur test de l'universalité $e-\mu$ dans les interactions faibles. Notre objectif dans ce chapitre est d'étudier l'effet du champ laser polarisé circulairement sur la largeur de désintégration et la durée de vie du pion chargé

négativement, qui est instable et se désintègre en deux leptons $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ ou $\mu^- \bar{\nu}_\mu$, avec une durée de vie $\tau_{\pi^-} = (2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$ sec [23]. La désintégration du pion dans un champ EM externe polarisé linéairement a été étudiée de manière très détaillée pendant près de 50 ans par V. I. Ritus dans son article [24]. Il faut noter que, dans les nombreuses équations de ce chapitre, nous allons utiliser la notation Feynman Slash \not{A} ($\not{A} = A^\mu \gamma_\mu$ où les matrices γ_μ sont les matrices de Dirac bien connues dans l'algèbre de lie) pour tous les 4-vecteurs A . Avant de présenter les résultats de ce chapitre, et pour des raisons pédagogiques, on commence par les résultats les plus fondamentaux en utilisant les unités naturelles ($c = \hbar = 1$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide) qui seront utilisés tout au long de ce travail. Dans ce chapitre, nous allons discuter trois axes importants dans ce chapitre, comme suit :

- Étude théorique de la désintégration du pion chargé négativement en absence d'un champ EM externe.
- Étude théorique de la désintégration du pion π^- en présence d'un champ EM intense polarisé circulairement.
- Effet de la direction du champ laser sur le processus de la désintégration du pion chargé négativement π^- .

Ce chapitre est structuré comme suit : dans la Sec. II.2, nous allons donner le développement nécessaire du formalisme théorique pour évaluer la durée de vie et les rapports d'embranchement du pion en l'absence d'un champ laser. Dans les Secs. II.3 et II.4, nous démontrons l'expression analytique pour la largeur de désintégration du pion en présence d'un champ laser polarisé circulairement et nous allons également établir un formalisme théorique général de la largeur de désintégration du pion qui nous permet d'examiner l'effet de la direction du champ laser sur différentes quantités mesurables. Les résultats théoriques obtenus en présence d'un champ laser seront discutés dans la Sec. II.5.1. Enfin, la conclusion de ces études est donnée dans la Sec. II.6.

II.2 Désintégration du pion π^- en absence du champ laser externe

Pour étudier la désintégration des hadrons par courant chargé nous allons considérer la désintégration du pion π^- en deux leptons :

$$\pi^-(p_1) \longrightarrow \ell^-(p_2) + \bar{\nu}_\ell(k'), \quad (\ell = e, \mu), \quad (\text{II.1})$$

où p_1 est le quadri-vecteur libre du pion entrant et k', p_2 sont respectivement, les quadri-vecteurs libres du neutrino et du lepton sortant. Nous supposons que ce processus est un processus d'interaction électrofaible car il est médié par le boson W^- . Il peut être décrit par le diagramme de Feynman d'ordre le plus bas illustré à la Fig. II.1.

II.2.1 Élément de matrice de transition S_{fi}

Le pion est une particule qui n'est pas élémentaire et sensible à l'interaction forte c'est-à-dire lié au quark et l'anti-quark, dont la fonction d'onde n'est pas connue. Dans ce cas, le pion se désintègre essentiellement en lepton et l'anti-neutrino leptonique. Ce processus de désintégration

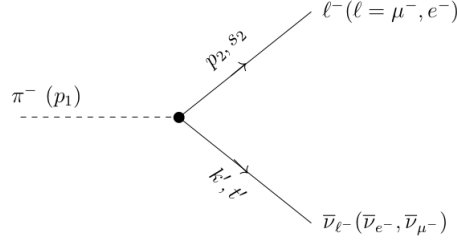


FIGURE II.1 – Diagramme de Feynman à l'arbre de la désintégration du pion π^- .

est un processus de l'interaction électrofaible. Donc, dans la première approximation de Born, l'élément de matrice S_{fi} pour la désintégration du pion π^- peut s'écrire comme suit :

$$S_{fi}(\pi^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{-iG}{\sqrt{2}} \int d^4x J_\mu^{(\pi)\dagger}(x) J_{(\ell^-)}^\mu(x), \quad (\text{II.2})$$

où $G = (1.166\ 37 \pm 0.000\ 02) \times 10^{-11} \text{ MeV}^{-2}$ est la constante de couplage de Fermi mesurée à partir de la désintégration du muon [25]. $J_{(\ell^-)}^\mu(x)$ et $J_\mu^{(\pi)}(x)$ sont respectivement les courants leptoniques et hadroniques. Ils sont donnés comme suit :

Courant leptonique :

$$J_{(\ell^-)}^\mu(x) = \bar{\psi}_\ell(x, t) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\bar{\nu}_\ell}(x, t), \quad (\text{II.3})$$

où $\psi_\ell(x, t)$ et $\psi_{\bar{\nu}_\ell}(x, t)$ sont respectivement les fonctions d'onde de leptons (e^- , μ^-) et d'anti-neutrinos leptonique sortants :

$$\begin{aligned} \psi_\ell(x) &= \frac{u(p_2, s_2)}{\sqrt{2p_2^0 V}} \times e^{-ip_2 \cdot x}, \\ \psi_{\bar{\nu}_\ell}(x) &= \frac{v(k', t')}{\sqrt{2E_2 V}} \times e^{ik' \cdot x}, \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

où E_2 et p_2^0 sont respectivement les énergies totales d'anti-neutrino et du lepton sortant. $u(p_2, s_2)$ et $v(k', t')$ sont les spineurs de Dirac décrivant respectivement l^- et $\bar{\nu}_l$ dans l'état final. Le quadri-vecteur libre du lepton p_2 , et son spins s_2 , satisfont à la condition suivante :

$$\sum_{s_2} \bar{u}_{\ell^-}(p_2, s_2) u_{\ell^-}(p_2, s_2) = \not{p}_2 + m_\ell, \quad (\text{II.5})$$

où m_ℓ est la masse au repos du lepton sortant. Pour le quadri-vecteur libre de l'anti-neutrino sortant k' , son spin t' et satisfont aussi à la même condition comme suit :

$$\sum_{t'} \bar{v}_{\nu_{\ell^-}}(k', t') v_{\nu_{\ell^-}}(k', t') = \not{k}'. \quad (\text{II.6})$$

Courant hadronique :

$$J_\mu^{(\pi)} = i\sqrt{2} f_\pi p_{1\mu} \frac{1}{\sqrt{2 p_1^0 V}} \times e^{ip_1 \cdot x}, \quad (\text{II.7})$$

avec $f_\pi = 90.8$ MeV est la constante de désintégration du pion qui possède la même dimension de la masse. Nous notons que le signe de l'argument de la fonction exponentielle dans (II.7) est choisi de telle sorte que le produit de toutes les ondes planes dans l'élément de matrice S_{fi} donne la conservation de l'énergie-impulsion. Cela correspondant à attribuer le caractère de l'anti-particule au pion chargé négativement, tandis que le pion chargé positivement est considéré comme une particule.

En insérant les équations (II.3), (II.7) et les fonctions d'onde dans l'équation (II.2) et après quelques manipulations théoriques, on trouve :

$$S_{fi} = \frac{-Gf_\pi}{2\sqrt{2p_1^0 p_2^0 E_2} V^3} M_{fi} (2\pi)^4 \delta^4(k' + p_2 - p_1), \quad (\text{II.8})$$

où la quantité M_{fi} est définie par :

$$M_{fi} = \bar{u}(p_2, s_2) \not{p}_1 (1 - \gamma_5) v(k', t'), \quad (\text{II.9})$$

II.2.2 Durée de vie du pion en absence du champ laser

Pour évaluer la durée de vie du pion π^- en l'absence du champ laser, nous évaluons d'abord sa largeur de désintégration par particule et par unité de temps pondérée par l'espace de phase des états finaux. Pour ce faire, nous multiplions le carré de l'élément de la matrice $|S_{fi}|^2$ par la densité des états finaux, puis nous faisons la somme sur les spins finaux et la moyenne sur le spin du pion entrant et enfin nous divisons par le temps T . On obtient :

$$\begin{aligned} \Gamma(\pi^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell) &= \frac{1}{T} \underbrace{\int \frac{V d^3 p_2}{(2\pi)^3}}_{\text{Espace de phase}} \int \frac{V d^3 k'}{(2\pi)^3} \sum_{s_2, t'} \overbrace{|S_{fi}|^2}^{\text{Elément de matrice}}, \\ &= \frac{G^2 f_\pi^2}{8 p_1^0 V T (2\pi)^6} \int \frac{d^3 p_2}{p_2^0} \int \frac{d^3 k'}{E_2} \\ &\quad \times \left[(2\pi)^4 \delta^4(k' + p_2 - p_1) \right]^2 \sum_{s_2, t'} |M_{fi}^s|^2. \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

On utilise la propriété de la fonction de Dirac suivante [18] :

$$[(2\pi)^4 \delta^4(k' + p_2 - p_1)]^2 = T V (2\pi)^4 \delta^4(k' + p_2 - p_1). \quad (\text{II.11})$$

Donc, la largeur de désintégration devient :

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell) = \frac{G^2 f_\pi^2}{8(2\pi)^2 p_1^0} \int \frac{d^3 p_2}{p_2^0} \int \frac{d^3 k'}{E_2} \delta^4(k' + p_2 - p_1) |\overline{M_{fi}^s}|^2, \quad (\text{II.12})$$

où

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = \sum_{s_2, t'} |M_{fi}^s|^2 = \sum_{s_2, t'} |\bar{u}(p_2, s_2) \not{p}_1 (1 - \gamma_5) v(k', t')|^2. \quad (\text{II.13})$$

On a

$$\delta^4(k' + p_2 - p_1) = \delta^3(\mathbf{k}' + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)\delta^0(E_2 + p_2^0 - p_1^0), \quad (\text{II.14})$$

dans le système du laboratoire où le pion π^- est au repos, elle devient

$$\delta^4(k' + p_2 - p_1) = \delta^3(\mathbf{k}' + \mathbf{p}_2)\delta^0(E_2 + p_2^0 - m_\pi). \quad (\text{II.15})$$

En effectuant l'intégration sur d^3k' , la largeur devient :

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) = \frac{G^2 f_\pi^2}{8(2\pi)^2 p_1^0} \int \frac{d^3 p_2}{E_2 p_2^0} \delta(E_2 + p_2^0 - p_1^0) |\overline{M_{fi}^s}|^2 \Big|_{\mathbf{k}'+\mathbf{p}_2=0}. \quad (\text{II.16})$$

En utilisant $d^3 p_2 = |\mathbf{p}_2|^2 d|\mathbf{p}_2| d\Omega_\ell$, on trouve :

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) = \frac{G^2 f_\pi^2}{8(2\pi)^2 p_1^0} \int \frac{|\mathbf{p}_2|^2 d|\mathbf{p}_2| d\Omega_\ell}{E_2 p_2^0} \delta\left(|\mathbf{p}_2| + \sqrt{|\mathbf{p}_2|^2 + m_\ell^2} - m_{\pi^-}\right) |\overline{M_{fi}^s}|^2.$$

L'intégration sur $d|\mathbf{p}_2|$ peut être résolue en utilisant la fameuse formule suivante :

$$\int dx f(x) \delta(g(x)) = \frac{f(x)}{|g'(x)|} \Big|_{g(x)=0}. \quad (\text{II.17})$$

Donc, on obtient

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) = \frac{G^2 f_\pi^2}{8(2\pi)^2 p_1^0} \int \frac{|\mathbf{p}_2|^2 d\Omega_\ell}{E_2 p_2^0 |g'(|\mathbf{p}_2|)|} |\overline{M_{fi}^s}|^2, \quad (\text{II.18})$$

où

$$g'(|\mathbf{p}_2|) = 1 + \frac{|\mathbf{p}_2|}{\sqrt{|\mathbf{p}_2|^2 + m_\ell^2}} = \frac{\sqrt{|\mathbf{p}_2|^2 + m_\ell^2} + |\mathbf{p}_2|}{\sqrt{|\mathbf{p}_2|^2 + m_\ell^2}} = \frac{m_\pi}{\sqrt{|\mathbf{p}_2|^2 + m_\ell^2}}. \quad (\text{II.19})$$

II.2.2.1 Calcul des traces dans l'algèbre de Dirac

On traite maintenant la partie spinorielle, on a :

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = \text{Tr} \left[(\not{p}_2 + m_l) \not{p}_1 (1 - \gamma_5) \not{k}' \not{p}_1 (1 - \gamma_5) \right]. \quad (\text{II.20})$$

Le calcul de la trace est effectué à l'aide de FEYNALC. L'expression détaillée et explicite obtenue pour la partie spinorielle $|\overline{M_{fi}^s}|^2$ est donnée par :

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = 16(k' \cdot p_1) (p_1 \cdot p_2) - 8 (k' \cdot p_2) m_\pi^2. \quad (\text{II.21})$$

Insérons l'équation (II.21) dans la largeur de désintégration (II.18), on obtient :

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) = \frac{G^2 f_\pi^2}{8(2\pi)^2 p_1^0} \int \frac{|\mathbf{p}_2|^2 d\Omega_\ell}{E_2 p_2^0 |g'(|\mathbf{p}_2|)|} \left[16(k' \cdot p_1) (p_1 \cdot p_2) - 8 (k' \cdot p_2) m_\pi^2 \right],$$

Pour évaluer la largeur de désintégration du pion, on calcule d'abord la norme $|\mathbf{p}_2|$ du lepton sortant. On a :

$$g(|\mathbf{p}_2|) = 0 \quad \Longrightarrow \quad |\mathbf{p}_2| + \sqrt{|\mathbf{p}_2|^2 + m^2} - m_{\pi^-} = 0,$$

et $|\mathbf{k}'| = |\mathbf{p}_2| = E_2$. Donc, on trouve :

$$|\mathbf{k}'| = |\mathbf{p}_2| = \frac{m_\pi^2 - m_\ell^2}{2 m_\pi}. \quad (\text{II.22})$$

Après la substitution, la largeur de désintégration devient :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{G^2 f_\pi^2}{16 (2\pi)^2 m_\pi^3} (m_\pi^2 - m_\ell^2) \int [16(k'.p_1)(p_1.p_2) - 8(k'.p_2)m_\pi^2] d\Omega_\ell, \\ &= \frac{G^2 f_\pi^2}{16 (2\pi)^2 m_\pi^3} (m_\pi^2 - m_\ell^2) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [16(k'.p_1)(p_1.p_2) - 8(k'.p_2)m_\pi^2] \sin(\theta) d\theta d\varphi. \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

Cinématique :

$$\begin{aligned} p_1 &= (m_\pi, 0, 0, 0), \\ p_2 &= \left(p_2^0, |\mathbf{p}_2| \cos(\varphi) \sin(\theta), |\mathbf{p}_2| \sin(\varphi) \sin(\theta), |\mathbf{p}_2| \cos(\theta) \right), \\ k' &= \left(E_2, -|\mathbf{p}_2| \cos(\varphi) \sin(\theta), -|\mathbf{p}_2| \sin(\varphi) \sin(\theta), -|\mathbf{p}_2| \cos(\theta) \right), \quad \text{car } \mathbf{k}' = -\mathbf{p}_2. \end{aligned}$$

Calcul des produits scalaires :

$$k'.p_1 = E_2 m_\pi, \quad p_1.p_2 = m_\pi p_2^0, \quad k'.p_2 = E_2 p_2^0 + |\mathbf{p}_2|^2 \quad (\text{II.24})$$

En remplaçant les produits scalaires et après l'intégration sur $d\varphi$, on obtient :

$$\frac{d\Gamma}{d\theta} = \frac{G^2 f_\pi^2}{2 (2\pi) m_\pi} (m_\pi^2 - m_\ell^2) [E_2 p_2^0 - |\mathbf{p}_2|^2] \sin(\theta). \quad (\text{II.25})$$

Pour trouver la largeur partielle de désintégration du pion, on intègre sur $d\theta$. Donc, on trouve :

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell) = \frac{G^2 f_\pi^2}{2 \pi m_\pi} (m_\pi^2 - m_\ell^2) [E_2 p_2^0 - |\mathbf{p}_2|^2]. \quad (\text{II.26})$$

II.2.2.2 Durée de vie τ_{π^-} :

$$\tau_{\pi^-}(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) = \frac{1}{\Gamma_{tot}(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l)}, \quad (\text{II.27})$$

où $\Gamma_{tot}(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l)$ est la largeur totale de désintégration du pion π^- qui est définie comme suit :

$$\Gamma_{tot}(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) = \Gamma(\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e) + \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu). \quad (\text{II.28})$$

II.2.3 Rapports d'embranchement

Les deux rapports d'embranchement (BR) des différents modes de désintégration du pion π^- sont donnés de la manière suivante :

$$\begin{aligned} BR(\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e) &= \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e)}{\Gamma_{totale}}, \\ BR(\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu) &= \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma_{totale}}. \end{aligned} \quad (\text{II.29})$$

Les valeurs expérimentales en absence du champ laser externe sont [22] :

$$\begin{aligned} \tau(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) &= (2.6030 \mp 0.0023) \times 10^{-8} \text{sec} \\ BR(\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e) &= (1.230 \mp 0.004) \times 10^{-4} \%, \\ BR(\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu) &= (99.98770 \mp 0.00004) \%. \\ R_{e/\mu} &= (1.218 \pm 0.014) \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (\text{II.30})$$

II.3 Désintégration du pion π^- en présence d'un champ laser intense

Nous considérons la désintégration du pion chargé en deux leptons,

$$\pi^-(p_1) \longrightarrow l^-(p_2) + \bar{\nu}_l(k'), \quad (l = e, \mu) \quad (\text{II.31})$$

où l est un électron ou un muon et les arguments sont nos étiquettes concernant les quadri-vecteurs associés de chaque particule dans son système de désintégration. Nous supposons que cette désintégration se produit en présence d'un champ laser monochromatique polarisé circulairement, qui est décrit par le quadri-potentiel classique suivant :

$$A^\mu(\phi) = a_1^\mu \cos(\phi) + a_2^\mu \sin(\phi), \quad \phi = (k \cdot x), \quad (\text{II.32})$$

où $k = (\omega, \mathbf{k})$ est le quadri-vecteur d'onde ($k^2 = 0$), $\phi = k_\mu x^\mu$ est la phase du champ laser et ω sa fréquence. Les quadri-vecteurs de polarisation a_1^μ et a_2^μ sont égaux en magnitude et orthogonaux, et sont donnés par :

$$\begin{aligned} a_1^\mu &= |\mathbf{a}|(0, 1, 0, 0), \\ a_2^\mu &= |\mathbf{a}|(0, 0, 1, 0), \end{aligned} \quad (\text{II.33})$$

ce qui implique $(a_1 \cdot a_2) = 0$ et $a_1^2 = a_2^2 = a^2 = -|\mathbf{a}|^2 = -(\mathcal{E}_0/\omega)^2$ où \mathcal{E}_0 est l'intensité du champ électrique. Nous supposons que la condition de jauge de Lorentz est appliquée au quadri-potentiel, de sorte que :

$$k_\mu A^\mu = 0, \quad (\text{II.34})$$

ce qui signifie que $(k \cdot a_1) = (k \cdot a_2) = 0$, c'est-à-dire que le vecteur d'onde \mathbf{k} est choisi selon l'axe z . La fonction d'onde du lepton relativiste l^- se déplaçant dans un champ EM intense est obéit à l'équation de Dirac suivante

$$\left[(p_2 - eA)^2 - m_l^2 - \frac{ie}{2} F_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} \right] \psi_l(x) = 0, \quad (\text{II.35})$$

où $e = -|e|$ et m_{ℓ^-} sont, respectivement, la charge de l'électron et la masse du lepton ℓ^- au repos. $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ est le tenseur du champ EM et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. La solution de l'équation (II.35) donne la fonction de Dirac-Volkov relativiste [26], qui représente le lepton l^- au sein d'un champ laser et normalisé au volume V :

$$\psi_l(x) = \left[1 + \frac{e \not{k} \not{A}}{2(k \cdot p_2)} \right] \frac{u(p_2, s_2)}{\sqrt{2Q_2 V}} \times e^{iS(q_2, x)}, \quad (\text{II.36})$$

avec

$$S(q_2, x) = -q_2 \cdot x - \frac{e(a_1 \cdot p_2)}{k \cdot p_2} \sin(\phi) + \frac{e(a_2 \cdot p_2)}{k \cdot p_2} \cos(\phi). \quad (\text{II.37})$$

Où $q_2 = (Q_2, \mathbf{q}_2)$ est le 4-vecteur effective que le lepton l^- acquiert en présence d'un champ EM intense. Donc, il est donné par :

$$q_2 = p_2 - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot p_2)} k. \quad (\text{II.38})$$

Le carré de ce quadri-vecteur est donné par :

$$q_2^2 = m_l^2 - e^2 a^2 = m_{l*}^2, \quad (\text{II.39})$$

où $m_l = 0,511$ MeV pour l'électron et $m_l = 105,6$ MeV pour le muon. La quantité m_{l*} joue le rôle d'une masse effective du lepton l^- à l'intérieur du champ EM qui a été détecté la première fois par Sengupta [27, 28]. Pour le pion chargé habillé par le champ laser (particule sans spin), sa fonction d'onde obéira à l'équation de Klein-Gordon pour les bosons de spin zéro, qui est en fait l'équation de deuxième ordre (II.35) sans le terme $\frac{-ie}{2} F_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu}$. Par conséquent, la solution correspondante de cette équation est donnée comme suit [29] :

$$\psi_{\pi^-}(x) = \frac{1}{\sqrt{2Q_1 V}} \times e^{iS(q_1, x)}, \quad (\text{II.40})$$

avec

$$S(q_1, x) = -q_1 \cdot x - \frac{e(a_1 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} \sin(\phi) + \frac{e(a_2 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} \cos(\phi). \quad (\text{II.41})$$

Le quadri-impulsion habillé $q_1 = (Q_1, \mathbf{q}_1)$ et la masse effective m_{π^-*} du pion chargé sont, respectivement, tels que :

$$q_1 = p_1 - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot p_1)} k, \quad m_{\pi^-*}^2 = m_{\pi^-}^2 - e^2 a^2, \quad (\text{II.42})$$

où $m_{\pi^-} = 139.57$ MeV est la masse du pion π^- au repos. L'antineutrino sortant $\bar{\nu}_l$ est traité comme une particule sans masse avec un quadri-impulsion k' et un spin t' . Conformément aux règles de Feynman, il est représenté par une fonction d'onde entrante à quadri-impulsion négatif comme suit [18] :

$$\psi_{\bar{\nu}_l}(x) = \frac{v(k', t')}{\sqrt{2E_2 V}} e^{ik' \cdot x}, \quad (\text{II.43})$$

où $E_2 = k'^0$ est l'énergie totale de l'anti-neutrino sortant.

II.3.1 Calcul de l'élément de matrice de transition S_{fi} en présence du champ laser

Le processus de désintégration du pion chargé dans le champ d'une onde plane monochromatique polarisée circulairement est un processus d'interaction faible, il peut être décrit par le diagramme de Feynman du niveau le plus bas. Donc, dans la première approximation de Born, l'élément de matrice S_{fi} pour la désintégration du pion chargé π^- assistée par le champ laser peut être écrit comme suit [18] :

$$S_{fi}(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l) = \frac{-iG}{\sqrt{2}} \int d^4x J_\mu^{(\pi)\dagger}(x) J_{(l^-)}^\mu(x). \quad (\text{II.44})$$

Où $J_{(l^-)}^\mu(x)$ et $J_\mu^{(\pi)}(x)$ sont, respectivement, les courants leptoniques et hadroniques dans un champ laser monochromatique polarisé circulairement, qui peuvent être exprimés comme suit :

$$J_{(l^-)}^\mu(x) = \bar{\psi}_l(x, t) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\bar{\nu}_l}(x, t), \quad (\text{II.45})$$

et

$$J_\mu^{(\pi)} = i\sqrt{2}f_\pi p_{1\mu} \frac{1}{\sqrt{2Q_1V}} \times e^{-iS(q_1, x)}, \quad (\text{II.46})$$

où $f_\pi = 90.8$ MeV est appelée généralement la constante de désintégration du pion [18]. Nous notons que le signe de l'argument de la fonction exponentielle dans (II.40) est choisi de telle sorte que le produit de toutes les ondes planes dans l'élément de la matrice S_{fi} donne la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion dans le système de désintégration. Cela correspond à attribuer le caractère d'une anti-particule du pion chargé négativement, tandis que le pion chargé positivement a le caractère d'une particule [18]. En insérant les équations (II.45, II.46) et les fonctions d'onde des leptons sortants plongés dans un champ EM polarisé circulairement dans l'équation (II.44) et après quelques manipulations algébriques, on trouve l'élément de matrice S_{fi} comme suit :

$$S_{fi} = \frac{-Gf_\pi}{2\sqrt{2Q_1Q_2E_2V^3}} \int d^4x p_{1\mu} \bar{u}(p_2, s_2) \left[1 + C(p_2) \not{a}_1 \not{k} \cos(\phi) + C(p_2) \not{a}_2 \not{k} \sin(\phi) \right] \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(k', t') e^{ik' \cdot x} e^{i(S(q_1, x) - S(q_2, x))}. \quad (\text{II.47})$$

Où $C(p_2) = e/(2(k \cdot p_2))$. Pour évaluer l'élément de matrice de transition de la désintégration du pion chargé, nous calculons d'abord le terme exponentiel $e^{i(S(q_1, x) - S(q_2, x))}$.

On a :

$$\begin{aligned} S(q_1, x) - S(q_2, x) &= (q_2 - q_1) \cdot x - e \left(\frac{a_1 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_1 \cdot p_2}{k \cdot p_2} \right) \sin(\phi) + e \left(\frac{a_2 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_2 \cdot p_2}{k \cdot p_2} \right) \cos(\phi) \\ &= (q_2 - q_1) \cdot x - \alpha_1 \sin(\phi) + \alpha_2 \cos(\phi), \\ &= (q_2 - q_1)x - z \sin(\phi - \phi_0). \end{aligned} \quad (\text{II.48})$$

Les quantités qui apparaissent lors du calcul théorique sont données par :

$$\begin{aligned} \phi_0 = \arctan(\alpha_2/\alpha_1) \text{ et } z = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2} \quad \text{with} \quad \alpha_1 = e\left(\frac{a_1 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_1 \cdot p_2}{k \cdot p_2}\right), \\ \alpha_2 = e\left(\frac{a_2 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_2 \cdot p_2}{k \cdot p_2}\right), \end{aligned} \quad (\text{II.49})$$

Donc, l'élément de la matrice S_{fi} devient :

$$\begin{aligned} S_{fi} = \frac{-Gf_\pi}{2\sqrt{2}Q_1Q_2E_2V^3} \int d^4x p_{1\mu} \bar{u}(p_2, s_2) \left[1 + C(p_2)\not{p}_1\not{k} \cos(\phi) \right. \\ \left. + C(p_2)\not{p}_2\not{k} \sin(\phi) \right] \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(k', t') e^{i(k' + q_2 - q_1) \cdot x} e^{-iz \sin(\phi - \phi_0)}. \end{aligned} \quad (\text{II.50})$$

Les trois quantités différentes dans l'équation (II.50) peuvent être transformées par les identités bien connues qui concernent les fonctions de Bessel ordinaires $J_s(z)$:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ \cos(\phi) \\ \sin(\phi) \end{bmatrix} \times e^{-iz \sin(\phi - \phi_0)} = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} B_s(z) \\ B_{1s}(z) \\ B_{2s}(z) \end{bmatrix} e^{-is\phi}, \quad (\text{II.51})$$

où

$$\begin{bmatrix} B_s(z) \\ B_{1s}(z) \\ B_{2s}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_s(z) e^{is\phi_0} \\ (J_{s+1}(z) e^{i(s+1)\phi_0} + J_{s-1}(z) e^{i(s-1)\phi_0})/2 \\ (J_{s+1}(z) e^{i(s+1)\phi_0} - J_{s-1}(z) e^{i(s-1)\phi_0})/2i \end{bmatrix}, \quad (\text{II.52})$$

où z est l'argument des fonctions de Bessel définies dans l'équation (II.49) et s est le nombre de photons échangés. En utilisant ces transformations dans l'équation (II.50) et en intégrant sur d^4x , l'élément de la matrice S_{fi} devient :

$$S_{fi} = \frac{-Gf_\pi}{2\sqrt{2}Q_1Q_2E_2V^3} \sum_{s=-\infty}^{\infty} M_{fi}^s (2\pi)^4 \delta^4(k' + q_2 - q_1 - sk), \quad (\text{II.53})$$

où la quantité M_{fi}^s est définie par :

$$M_{fi}^s = \bar{u}(p_2, s_2) \Lambda^s v(k', t'), \quad (\text{II.54})$$

où

$$\Lambda^s = \left[B_s(z) + C(p_2)\not{p}_1\not{k} B_{1s}(z) + C(p_2)\not{p}_2\not{k} B_{2s}(z) \right] \not{p}_1 (1 - \gamma_5). \quad (\text{II.55})$$

II.3.2 Largeur de la désintégration du pion π^- en présence d'un champ laser

Pour évaluer la durée de vie du pion en présence d'un champ laser, nous évaluons tout d'abord la largeur de désintégration du pion par particule et par temps dans les états finaux, qui sont obtenus en multipliant l'élément de la matrice S_{fi} au carré par la densité des états finaux, en additionnant sur les spins de lepton et d'anti-neutrino et enfin en divisant par le

temps T , nous obtenons pour la largeur de désintégration du pion :

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \Gamma^s(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l), \quad (\text{II.56})$$

où la largeur de désintégration $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l)$ résolue par le nombre de photons, est définie par :

$$\begin{aligned} \Gamma^s(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l) &= \frac{G^2 f_\pi^2}{8Q_1} \int \frac{d^3 q_2}{(2\pi)^3 Q_2} \int \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 E_2} (2\pi)^4 \\ &\times \delta^4(k' + q_2 - q_1 - sk) |\overline{M_{fi}^s}|^2, \end{aligned} \quad (\text{II.57})$$

où

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = \sum_{s_2, t'} |M_{fi}^s|^2 = \sum_{s_2, t'} |\bar{u}(p_2, s_2) \Lambda^s v(k', t')|^2. \quad (\text{II.58})$$

Rappelons que la quantité mesurée ici est la largeur de désintégration $\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l)$, obtenue à partir de la distribution dite de Breit-Wigner, qui représente la mesure de la masse invariante de la particule instable.

Donc, en intégrant sur $d^3 k'$, la largeur de désintégration résolue par le nombre de photons $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l)$ devient :

$$\Gamma^s = \frac{G^2 f_\pi^2}{(2\pi)^2 8Q_1} \int \frac{d^3 q_2}{E_2 Q_2} \delta(E_2 + Q_2 - Q_1 - s\omega) |\overline{M_{fi}^s}|^2, \quad (\text{II.59})$$

avec $\mathbf{k}' + \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_1 - s\mathbf{k} = 0$. Dans le cadre au repos du pion, et en utilisant $d^3 q_2 = |\mathbf{q}_2|^2 d|\mathbf{q}_2| d\Omega_l$, on obtient :

$$\begin{aligned} \Gamma^s &= \frac{G^2 f_\pi^2}{(2\pi)^2 8Q_1} \int \frac{|\mathbf{q}_2|^2 d|\mathbf{q}_2| d\Omega_l}{E_2 Q_2} \delta\left(\sqrt{(s\omega)^2 + |\mathbf{q}_2|^2} - 2s\omega|\mathbf{q}_2| \cos(\theta)\right. \\ &\quad \left.+ \sqrt{|\mathbf{q}_2|^2 + m_{l^*}^2} - Q_1 - s\omega\right) |\overline{M_{fi}^s}|^2. \end{aligned} \quad (\text{II.60})$$

L'intégrale restante sur $d|\mathbf{q}_2|$ peut être résolue en utilisant la formule (II.17). Donc, nous obtenons

$$\Gamma^s = \frac{G^2 f_\pi^2}{(2\pi)^2 8Q_1} \int \frac{|\mathbf{q}_2|^2 d\Omega_l}{E_2 Q_2 g'(|\mathbf{q}_2|)} |\overline{M_{fi}^s}|^2 \Big|_{g(|\mathbf{q}_2|)=0}, \quad (\text{II.61})$$

où

$$g'(|\mathbf{q}_2|) = \frac{|\mathbf{q}_2| - s\omega \cos(\theta)}{\sqrt{(s\omega)^2 + |\mathbf{q}_2|^2} - 2s\omega|\mathbf{q}_2| \cos(\theta)} + \frac{|\mathbf{q}_2|}{\sqrt{|\mathbf{q}_2|^2 + m_{l^*}^2}}. \quad (\text{II.62})$$

Pour calculer la largeur de désintégration du pion en présence du champ laser, nous évaluons d'abord la norme $|\mathbf{q}_2|$ du lepton sortant. On a :

$$g(|\mathbf{q}_2|) = 0 \Rightarrow \sqrt{(s\omega)^2 + |\mathbf{q}_2|^2} - 2s\omega|\mathbf{q}_2| \cos(\theta) + \sqrt{|\mathbf{q}_2|^2 + m_{l^*}^2} - Q_1 - s\omega = 0, \quad (\text{II.63})$$

Après avoir résolu cette équation, nous obtenons l'impulsion de lepton sortant en présence d'un champ laser comme ci-dessous :

$$|\mathbf{q}_2| = \frac{s\omega \cos(\theta) (m_{l_*}^2 + Q_1(Q_1 + 2s\omega))}{2(Q_1 + s\omega)^2 - 2s^2\omega^2 \cos^2(\theta)} + \frac{\sqrt{(Q_1 + s\omega)^2 (m_{l_*}^4 - 2m_{l_*}^2(Q_1 + s\omega)^2 + 2m_{l_*}^2 s^2\omega^2 \cos(2\theta) + Q_1^2(Q_1 + 2s\omega)^2)}}{2(Q_1 + s\omega)^2 - 2s^2\omega^2 \cos^2(\theta)}. \quad (\text{II.64})$$

II.3.2.1 Calcul de la partie spinorielle $\overline{M_{fi}^s}$

Pour calculer la probabilité que ce processus se désintègre, il faut calculer le carré de l'amplitude. Une situation fréquemment rencontrée dans la physique de hautes énergies est que les faisceaux des particules ne sont pas polarisés et que le détecteur ne fait pas la distinction entre les états de spins. Dans ce cas, la largeur de désintégration mesurée correspond à une combinaison de différentes configurations de spin. Un faisceau non polarisé signifie que la probabilité de voir la particule entrant à l'état de spin up est de 50 % et la probabilité de l'avoir à l'état de spin down est également de 50 %. Pour obtenir la largeur de désintégration du pion en présence d'un champ laser, il faut donc moyenner sur les quatre configurations de spin à l'état initial [30]. Pour l'état final, le fait que le détecteur ne distingue pas entre les états de spin *up* et *down* pour les particules sortantes signifie que ce qui est mesuré sont toutes les combinaisons possibles d'états finaux de spin, c'est-à-dire la somme des processus qui conduisent à (up, up) , $(down, up)$, $(up, down)$ et $(down, down)$ [30]. La seule partie de la largeur de désintégration qui dépend du spin est $|\overline{M_{fi}^s}|^2$, nous faisons donc la somme sur les configurations de spins finales (s_2, t') :

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = \sum_{s_2, t'} |M_{fi}^s|^2 = \sum_{s_2, t'} |\bar{u}(p_2, s_2) \Lambda^s v(k', t')|^2. \quad (\text{II.65})$$

Si on utilise les techniques standards de l'algèbre de Dirac pour les matrices γ , on trouve

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = \text{Tr}[(\not{p}_2 + m_l) \Lambda^s \not{k}' \bar{\Lambda}^s], \quad (\text{II.66})$$

où

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda}^s &= \gamma^0 \Lambda^{s\dagger} \gamma^0, \\ &= \not{p}_1 (1 - \gamma_5) \left[B_s^*(z) + C(p_2) \not{k}' \phi_1 B_{1s}^*(z) + C(p_2) \not{k}' \phi_2 B_{2s}^*(z) \right]. \end{aligned} \quad (\text{II.67})$$

Maintenant, tout le problème revient au calcul des traces dans l'algèbre de Dirac. Pour évaluer ce types de trace, on utilise le FEYN CALC [31] destiné à ce genre de calcul, nous pouvons programmer et calculer facilement les différentes traces qui se réduisent après à des quantités scalaires (produits de Lorentz). Donc, le résultat donné par FeynCalc est :

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = \frac{2e^{-i(s+2)\phi_0}}{(k \cdot p_2)} \left[A J_{s-1}^2(z) + B J_{s+1}^2(z) + C J_{s-1}(z) J_s(z) + D J_{s+1}(z) J_s(z) + E J_s^2(z) \right], \quad (\text{II.68})$$

où les cinq coefficients A , B , C , D et E sont explicitement donnés par :

$$A = -e^2 e^{i(s+2)\phi_0} \left[m_\pi^2 \epsilon(a_1, a_2, k, k') - 2(k' \cdot p_1) \epsilon(a_1, a_2, k, p_1) + a^2 \left(2(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) - (k \cdot k') m_\pi^2 \right) \right], \quad (\text{II.69})$$

$$B = -e^2 e^{i(s+2)\phi_0} \left[-m_\pi^2 \epsilon(a_1, a_2, k, k') + 2(k' \cdot p_1) \epsilon(a_1, a_2, k, p_1) + a^2 \left(2(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) - (k \cdot k') m_\pi^2 \right) \right], \quad (\text{II.70})$$

$$\begin{aligned} C = e \{ & i m_\pi^2 (e^{i(s+1)\phi_0} - e^{i(s+3)\phi_0}) \epsilon(a_1, k, k', p_2) - 2i(k' \cdot p_1) (e^{i(s+1)\phi_0} - e^{i(s+3)\phi_0}) \\ & \times \epsilon(a_1, k, p_1, p_2) + e^{i(s+1)\phi_0} \left[-m_\pi^2 (1 + e^{2i\phi_0}) \epsilon(a_2, k, k', p_2) + 2(k' \cdot p_1) (1 + e^{2i\phi_0}) \right. \\ & \times \epsilon(a_2, k, p_1, p_2) + (a_1 \cdot k')(k \cdot p_2) m_\pi^2 e^{2i\phi_0} + (a_1 \cdot k')(k \cdot p_2) m_\pi^2 - (a_1 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 e^{2i\phi_0} \\ & - (a_1 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 + 2(a_1 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) e^{2i\phi_0} + 2(a_1 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) - i(a_2 \cdot k')(k \cdot p_2) \\ & \times m_\pi^2 e^{2i\phi_0} + i(a_2 \cdot k')(k \cdot p_2) m_\pi^2 + i(a_2 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 e^{2i\phi_0} - i(a_2 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 \\ & \left. - 2i(a_2 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) e^{2i\phi_0} + 2i(a_2 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) \right] \}, \quad (\text{II.71}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D = e \{ & -i m_\pi^2 (e^{i(s+1)\phi_0} - e^{i(s+3)\phi_0}) \epsilon(a_1, k, k', p_2) + 2i(k' \cdot p_1) (e^{i(s+1)\phi_0} - e^{i(s+3)\phi_0}) \\ & \times \epsilon(a_1, k, p_1, p_2) + e^{i(s+1)\phi_0} \left[m_\pi^2 (1 + e^{2i\phi_0}) \epsilon(a_2, k, k', p_2) - 2(k' \cdot p_1) (1 + e^{2i\phi_0}) \right. \\ & \times \epsilon(a_2, k, p_1, p_2) + (a_1 \cdot k')(k \cdot p_2) m_\pi^2 e^{2i\phi_0} + (a_1 \cdot k')(k \cdot p_2) m_\pi^2 - (a_1 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 e^{2i\phi_0} \\ & - (a_1 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 + 2(a_1 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) e^{2i\phi_0} + 2(a_1 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) - i(a_2 \cdot k')(k \cdot p_2) \\ & \times m_\pi^2 e^{2i\phi_0} + i(a_2 \cdot k')(k \cdot p_2) m_\pi^2 + i(a_2 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 e^{2i\phi_0} - i(a_2 \cdot p_2)(k \cdot k') m_\pi^2 \\ & \left. - 2i(a_2 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) e^{2i\phi_0} + 2i(a_2 \cdot p_2)(k' \cdot p_1)(k \cdot p_1) \right] \}, \quad (\text{II.72}) \end{aligned}$$

$$E = -4(k \cdot p_2) e^{i(s+2)\phi_0} \left[(k' \cdot p_2) m_\pi^2 - 2(k' \cdot p_1)(p_1 \cdot p_2) \right], \quad (\text{II.73})$$

où, pour tous les quadri-vecteurs a, b, c et d , on a

$$\epsilon(a, b, c, d) = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} a^\mu b^\nu c^\rho d^\sigma. \quad (\text{II.74})$$

Nous constatons que dans le coefficient E , il n'y a pas des tenseurs asymétriques $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$. Cela signifie manifestement qu'ils ont été totalement contractés. Les autres coefficients A , B , C et D contenaient divers tenseurs non contractés. Par exemple dans A et B , il y a deux tenseurs non contractés impliquant $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ alors que dans C et D , il y en a quatre. Les physiciens des particules sont très souvent confrontés à ce problème. Rappelons que pour évaluer ces tenseurs, nous utilisons la convention de Grozin.

$$\epsilon_{0123} = 1, \quad (\text{II.75})$$

ce qui implique que $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = 1$ pour toute permutation paire des indices de Lorentz alors que $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = -1$ pour toute permutation impaire des indices de Lorentz et enfin $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = 0$ dans les

autres cas. En utilisant la convention de la sommation d'Einstein, les tenseurs non contractés dans A et B se réduisent aux résultats ci-dessous :

$$\begin{aligned}\epsilon(a_1, a_2, k, k') &= \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} a_1^\mu a_2^\nu k^\rho k'^\sigma, \\ &= |\mathbf{a}|^2 [\epsilon_{1203} k^0 k'^3 + \epsilon_{1230} k^3 k'^0], \\ &= |\mathbf{a}|^2 \omega [s\omega - |\mathbf{q}_2| \cos(\theta) - E_2],\end{aligned}\tag{II.76}$$

et

$$\begin{aligned}\epsilon(a_1, a_2, k, p_1) &= \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} a_1^\mu a_2^\nu k^\rho p_1^\sigma, \\ &= |\mathbf{a}|^2 [\epsilon_{1203} k^0 p_1^3 + \epsilon_{1230} k^3 p_1^0], \\ &= |\mathbf{a}|^2 \omega \left[\frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_1)} - p_1^0 \right].\end{aligned}\tag{II.77}$$

Avec la même approche, les quatre tenseurs apparaissant dans C et D peuvent être exprimés comme suit :

$$\begin{aligned}\epsilon(a_1, k, k', p_2) &= |\mathbf{a}| |\mathbf{q}_2| \omega \sin(\theta) \sin(\varphi) \left[s\omega + \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_2)} - E_2 - p_2^0 \right], \\ \epsilon(a_1, k, p_1, p_2) &= |\mathbf{a}| |\mathbf{q}_2| \omega \sin(\theta) \sin(\varphi) \left[\frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_1)} - p_1^0 \right], \\ \epsilon(a_2, k, k', p_2) &= |\mathbf{a}| |\mathbf{q}_2| \omega \sin(\theta) \cos(\varphi) \left[E_2 + p_2^0 - s\omega - \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_2)} \right], \\ \epsilon(a_2, k, p_1, p_2) &= |\mathbf{a}| |\mathbf{q}_2| \omega \sin(\theta) \cos(\varphi) \left[p_1^0 - \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_1)} \right],\end{aligned}\tag{II.78}$$

où θ et φ sont les coordonnées sphériques de \mathbf{q}_2 . p_1^0 et p_2^0 sont, respectivement, les composantes temporelles de p_1 et p_2 données par :

$$p_1^0 = Q_1 + \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_1)} \quad ; \quad p_2^0 = Q_2 + \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_2)}.\tag{II.79}$$

II.3.3 Rapports d'embranchement et durée de vie du pion en présence du champ laser

Après avoir donné les détails importants sur le calcul de la trace et largeur de désintégration, nous revenons à la durée de vie du pion chargé en présence d'un champ laser, qui est définie par :

$$\tau_{\pi^-} = \frac{1}{\Gamma_{total}},\tag{II.80}$$

où $\Gamma_{total} = \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) + \Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)$ est la largeur de désintégration totale du pion chargé π^- dans le champ laser. Maintenant, nous introduisons une quantité très intéressante mesurée expérimentalement. Il s'agit du rapport d'embranchement d'un mode de désintégration. En physique des particules, le rapport d'embranchement désigne la probabilité qu'une particule suive un mode de désintégration donné par rapport à tous les modes de désintégra-

tion possibles. La somme des rapports d'embranchement de tous les modes de désintégration d'une particule instable est donc par définition égale à 1. Dans notre cas, nous définissons les rapports d'embranchement des canaux de désintégration muonique et électronique comme suit :

$$\text{BR}(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) = \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma_{total}}, \quad (\text{II.81})$$

$$\text{BR}(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) = \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma_{total}}. \quad (\text{II.82})$$

Le rapport entre les deux canaux de désintégration, aussi appelé le rapport d'embranchement pour les modes de désintégration, est donné par :

$$R_{e/\mu} = \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}. \quad (\text{II.83})$$

Sa valeur expérimentale, en absence du champ laser, est la suivante : $R_{e/\mu}^{exp} = (1.218 \pm 0.014) \times 10^{-4}$ [22].

II.4 Étude de l'effet de la direction du champ laser sur le processus de désintégration du pion

Dans la section II.3, nous avons étudié le processus de désintégration du pion en présence d'un champ EM polarisé circulairement avec le vecteur d'onde le long de la direction de l'axe z . Dans cette section, nous allons prolonger cette étude au cas de la direction générale du champ laser. Cela conduira à une généralisation des résultats obtenus précédemment. Pour ce faire, nous configurons le vecteur d'onde avec une géométrie sphérique générale qui nous permet de traiter tous les cas particuliers. L'objectif principal de cette section est d'établir un formalisme théorique général qui nous permet d'examiner l'effet de la direction du champ laser sur différentes quantités mesurables dans les processus de désintégrations.

II.4.1 Calcul de l'élément de matrice de transition S_{fi}

Nous considérons le même processus de désintégration déjà étudié dans les sections précédentes. Dans ce cas, on suppose que le champ laser est monochromatique et polarisé circulairement. Son quadri-potentiel classique satisfait à la condition de jauge de Lorentz $\partial_\mu A^\mu = 0$, et est donné par :

$$A^\mu(\phi) = a_1^\mu \cos(\phi) + a_2^\mu \sin(\phi), \quad (\text{II.84})$$

où $\phi = (k \cdot x)$ est la phase du champ laser. Le quadri-vecteur d'onde k est introduit théoriquement dans une géométrie générale avec des coordonnées sphériques comme suit :

$$k = (\omega, \mathbf{k}) = \omega \left(1, \cos(\varphi_k) \sin(\theta_k), \sin(\varphi_k) \sin(\theta_k), \cos(\theta_k) \right), \quad (\text{II.85})$$

où ω est la fréquence du champ laser. La condition de jauge de Lorentz appliquée au quadri-potentiel A^μ implique que $k_\mu A^\mu = 0$, ce qui signifie que $(k \cdot a_1) = (k \cdot a_2) = 0$. Pour que ces relations restent vérifiées, nous fixons également les 4-vecteurs de polarisation a_1^μ et a_2^μ dans

une géométrie sphérique générale comme suit :

$$\begin{aligned} a_1^\mu &= (0, \mathbf{a}_1) = |\mathbf{a}| \left(0, \cos(\varphi_{a_1}) \sin(\theta_{a_1}), \sin(\varphi_{a_1}) \sin(\theta_{a_1}), \cos(\theta_{a_1}) \right), \\ a_2^\mu &= (0, \mathbf{a}_2) = |\mathbf{a}| \left(0, \cos(\varphi_{a_2}) \sin(\theta_{a_2}), \sin(\varphi_{a_2}) \sin(\theta_{a_2}), \cos(\theta_{a_2}) \right), \end{aligned} \quad (\text{II.86})$$

avec $|\mathbf{a}| = \mathcal{E}_0/\omega$, où \mathcal{E}_0 est l'intensité du champ électrique. Les 4-vecteurs de polarisation sont orthogonaux et égaux en magnitude, ce qui implique $(a_1 \cdot a_2) = 0$ et $a_1^2 = a_2^2 = a^2 = -|\mathbf{a}|^2$. La fonction d'onde du lepton relativiste ℓ^- , ayant un quatre-vecteur p_2 et un spin s_1 , se déplaçant dans un champ EM a été présentée pour la première fois par Volkov en 1935 ; elle est donnée, lorsqu'elle est normalisée au volume V , par l'équation (II.36). Puisque l'anti-neutrino sortant est électriquement neutre et n'interagit donc pas avec le champ laser, sa fonction d'onde reste inchangée. Nous allons donc le décrire en utilisant la même onde plane non affectée précédente donnée dans l'équation (II.43). Donc, l'élément de la matrice de transition (II.44) devient :

$$S_{fi} = \frac{-Gf_\pi}{2\sqrt{2Q_1Q_2E_2V^3}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} M_{fi}^s (2\pi)^4 \delta^4(k' + q_2 - q_1 - sk), \quad (\text{II.87})$$

où s est le nombre de photons échangés, et la quantité M_{fi}^s est définie par :

$$M_{fi}^s = \bar{u}(p_2, s_1) \Lambda^s v(k', s_2), \quad (\text{II.88})$$

où

$$\Lambda^s = \left\{ B_s(z) + [e/(2(k \cdot p_2))] \not{a}_1 \not{k} B_{1s}(z) + [e/(2(k \cdot p_2))] \not{a}_2 \not{k} B_{2s}(z) \right\} \not{p}_1 (1 - \gamma_5). \quad (\text{II.89})$$

Les coefficients $B_s(z)$, $B_{1s}(z)$ et $B_{2s}(z)$ sont exprimés en termes des fonctions de Bessel ordinaires par :

$$\begin{bmatrix} B_s(z) \\ B_{1s}(z) \\ B_{2s}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_s(z) e^{in\phi_0} \\ (J_{s+1}(z) e^{i(s+1)\phi_0} + J_{s-1}(z) e^{i(s-1)\phi_0})/2 \\ (J_{s+1}(z) e^{i(s+1)\phi_0} - J_{s-1}(z) e^{i(s-1)\phi_0})/2i \end{bmatrix}, \quad (\text{II.90})$$

où $\phi_0 = \arctan(\alpha_2/\alpha_1)$, et l'argument de la fonction de Bessel z est défini par

$$z = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2} \quad \text{avec} \quad \alpha_1 = e \left(\frac{a_1 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_1 \cdot p_2}{k \cdot p_2} \right); \quad \alpha_2 = e \left(\frac{a_2 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_2 \cdot p_2}{k \cdot p_2} \right). \quad (\text{II.91})$$

En suivant la même procédure que celle détaillée dans les sections précédentes, nous obtenons pour la largeur de désintégration :

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \Gamma_s(\pi^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell), \quad (\text{II.92})$$

où la largeur de la désintégration associée au nombre de photons, Γ^s , est définie comme suit :

$$\Gamma^s = \frac{G^2 f_\pi^2}{(2\pi)^{28} Q_1} \int \frac{|\mathbf{q}_2|^2 d\Omega_\ell}{E_2 Q_2 g'(|\mathbf{q}_2|)} |\overline{M_{fi}^s}|^2, \quad (\text{II.93})$$

avec

$$g'(|\mathbf{q}_2|) = \frac{|\mathbf{q}_2| - s\omega \cos(\theta)}{\sqrt{(s\omega)^2 + |\mathbf{q}_2|^2 - 2s\omega|\mathbf{q}_2| \cos(\theta)}} + \frac{|\mathbf{q}_2|}{\sqrt{|\mathbf{q}_2|^2 + m_{\ell^*}^2}}, \quad (\text{II.94})$$

où θ est l'angle final du lepton sortant. Le terme $|\overline{M_{fi}^s}|^2$ dans l'équation (II.93) se réduit à la trace suivante :

$$|\overline{M_{fi}^s}|^2 = \text{Tr}[(\not{p}_2 + m_\ell)\Lambda^s \not{k}' \bar{\Lambda}^s], \quad (\text{II.95})$$

où

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda}^s &= \gamma^0 \Lambda^{s\dagger} \gamma^0, \\ &= \not{p}_1 \left(1 - \gamma_5 \right) \left\{ B_s^*(z) + [e/(2(k.p_2))] \not{k} \not{p}_1 B_{1s}^*(z) + [e/(2(k.p_2))] \not{k} \not{p}_2 B_{2s}^*(z) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{II.96})$$

Le traitement de la trace peut être effectué numériquement à l'aide de FEYNCALC [37]. Le résultat que nous avons obtenu est le suivant :

$$\begin{aligned} |\overline{M_{fi}^s}|^2 &= \frac{4}{(k.p_2)^2} \left[\Delta_1 |B_s|^2 + \Delta_2 |B_{1s}|^2 + \Delta_3 |B_{2s}|^2 + \Delta_4 B_s B_{1s}^* + \Delta_5 B_{1s} B_s^* + \Delta_6 B_s B_{2s}^* \right. \\ &\quad \left. + \Delta_7 B_{2s} B_s^* + \Delta_8 B_{1s} B_{2s}^* + \Delta_9 B_{2s} B_{1s}^* \right], \end{aligned} \quad (\text{II.97})$$

où les neuf coefficients de Δ_1 à Δ_9 sont explicitement exprimés, en termes des différents produits scalaires par :

$$\Delta_1 = 4(k.p_2)^2 (p_1.p_2)(p_1.k') - 2(k.p_2)^2 m_{\pi^-}^2 (p_2.k'), \quad (\text{II.98})$$

$$\Delta_2 = -e^2 \left(2(a_1.k)(a_1.p_2) - a^2(k.p_2) \right) \left((k.k') m_{\pi^-}^2 - 2(k.p_1)(p_1.k') \right), \quad (\text{II.99})$$

$$\Delta_3 = -e^2 \left(2(a_2.k)(a_2.p_2) - a^2(k.p_2) \right) \left((k.k') m_{\pi^-}^2 - 2(k.p_1)(p_1.k') \right), \quad (\text{II.100})$$

$$\begin{aligned} \Delta_4 &= e(k.p_2) \left(2(a_1.p_2)(k.p_1)(p_1.k') + 2(a_1.k)(p_1.p_2)(p_1.k') \right. \\ &\quad \left. - (a_1.k) m_{\pi^-}^2 (p_2.k') \right), \end{aligned} \quad (\text{II.101})$$

$$\begin{aligned} \Delta_5 &= e(k.p_2) \left[(a_1.k')(k.p_2) m_{\pi^-}^2 - (a_1.p_2)(k.k') m_{\pi^-}^2 + 2(a_1.p_2) \right. \\ &\quad \times (k.p_1)(p_1.k') + 2(a_1.k)(p_1.p_2)(p_1.k') - (a_1.k) m_{\pi^-}^2 (p_2.k') \\ &\quad \left. - i \left(2(p_1.k') \epsilon(a_1, k, p_1, p_2) + m_{\pi^-}^2 \epsilon(a_1, k, p_2, k') \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{II.102})$$

$$\begin{aligned} \Delta_6 &= e(k.p_2) \left[(a_2.k')(k.p_2) m_{\pi^-}^2 - (a_2.p_2)(k.k') m_{\pi^-}^2 + 2(a_2.p_2)(k.p_1) \right. \\ &\quad \times (p_1.k') + 2(a_2.k)(p_1.p_2)(p_1.k') - (a_2.k) m_{\pi^-}^2 (p_2.k') - i \left(2(p_1.k') \right. \\ &\quad \left. \times \epsilon(a_2, k, p_1, p_2) + m_{\pi^-}^2 \epsilon(a_2, k, p_2, k') \right) \left. \right], \end{aligned} \quad (\text{II.103})$$

$$\begin{aligned} \Delta_7 &= e(k.p_2) \left[(a_2.k')(k.p_2) m_{\pi^-}^2 - (a_2.p_2)(k.k') m_{\pi^-}^2 + 2(a_2.p_2) \right. \\ &\quad \times (k.p_1)(p_1.k') + 2(a_2.k)(p_1.p_2)(p_1.k') - m_{\pi^-}^2 (a_2.k)(p_2.k') \\ &\quad \left. + 2i(p_1.k') \epsilon(a_2, k, p_1, p_2) + i m_{\pi^-}^2 \epsilon(a_2, k, p_2, k') \right], \end{aligned} \quad (\text{II.104})$$

$$\begin{aligned} \Delta_8 = e^2 & \left[- \left((a_1.p_2)(a_2.k) + (a_1.k)(a_2.p_2) - (a_1.a_2)(k.p_2) \right) \left((k.k')m_{\pi^-}^2 \right. \right. \\ & \left. \left. - 2(k.p_1)(p_1.k') \right) + i \left(2(a_1.k)(p_1.k')\epsilon(a_2, k, p_1, p_2) - (a_2.k)m_{\pi^-}^2 \right. \right. \\ & \left. \left. \times \epsilon(a_1, k, p_2, k') + (a_1.k)m_{\pi^-}^2 - \epsilon(a_2, k, p_2, k') \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{II.105})$$

$$\begin{aligned} \Delta_9 = e^2 & \left[- \left((a_1.p_2)(a_2.k) + (a_1.k)(a_2.p_2) - (a_1.a_2)(k.p_2) \right) \left((k.k')m_{\pi^-}^2 \right. \right. \\ & \left. \left. - 2(k.p_1)(p_1.k') \right) - i \left(2(k.p_2)(p_1.k')\epsilon(a_1, a_2, k, p_1) - 2(a_2.k) \right. \right. \\ & \left. \left. \times (p_1.k')\epsilon(a_1, k, p_1, p_2) + 2(a_1.k)(p_1.k')\epsilon(a_2, k, p_1, p_2) \right. \right. \\ & \left. \left. - (k.p_2)m_{\pi^-}^2 - \epsilon(a_1, a_2, k, k') - (a_2.k)m_{\pi^-}^2 - \epsilon(a_1, k, p_2, k') \right. \right. \\ & \left. \left. + (a_1.k)m_{\pi^-}^2 - \epsilon(a_2, k, p_2, k') \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{II.106})$$

où les différents produits scalaires sont calculés dans le cadre au repos du pion ; et pour tous les 4-vecteurs a, b, c et d , on a

$$\epsilon(a, b, c, d) = \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} a_\mu b_\nu c_\rho d_\sigma, \quad (\text{II.107})$$

où $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur antisymétrique avec la convention $\epsilon^{0123} = 1$. Le lecteur peut se référer à nos calculs dans les sections précédentes pour voir comment ces tenseurs sont calculés analytiquement.

II.4.2 Étude de l'effet de la direction du champ laser sur les quantités mesurables

Après la largeur de désintégration, nous trouvons la durée de vie du pion chargé en présence d'un champ laser qui se propage dans une direction générale, qui est définie tout simplement comme l'inverse de la largeur de désintégration totale comme indiqué ci-dessous :

$$\tau_{\pi^-} = \frac{1}{\Gamma_{total}}, \quad \text{avec } \Gamma_{total} = \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) + \Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e). \quad (\text{II.108})$$

En considérant les deux modes de désintégration (muonique et électronique) du pion chargé, nous pouvons définir leurs rapports de branchement correspondants comme indiqué ci-après :

$$\text{BR}(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) = \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma_{total}}, \quad (\text{II.109})$$

$$\text{BR}(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) = \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma_{total}}. \quad (\text{II.110})$$

II.5 Résultats numériques et discussion

II.5.1 Effet du champ laser sur les quantités mesurables

Dans cette partie, nous présentons et analysons les résultats numériques pour la désintégration du pion en présence d'un champ laser polarisé circulairement. Il est important de souligner ici que tous les résultats numériques obtenus ne sont que des moyens de représenter les quantités théoriques qui ont été calculées dans les sections (II.3),(II.4) et qui ne sont peut-être pas principalement observables et mesurables expérimentalement. Nous discutons ici l'influence des paramètres du champ laser (intensité et fréquence) sur la largeur de désintégration, la durée de

vie et les rapports d'embranchement. L'origine du système des coordonnées est choisi pour être sur le pion qui est au repos avant la désintégration. La direction du vecteur d'onde du champ laser \mathbf{k} est le long de l'axe z . L'intégrale sur $d\Omega_l$ ($d\Omega_l = \sin(\theta)d\theta d\varphi$) impliquée dans l'évaluation de $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l)$ (II.61) doit être effectuée en utilisant l'intégration numérique. La coordonnée sphérique φ est choisie pour être $\varphi = 0^\circ$ tout au long de cette partie. L'expression de $|\mathbf{q}_2|$ peut être trouvée en résolvant l'équation $g(|\mathbf{q}_2|) = 0$, qui est une condition pour appliquer la formule bien connue (II.17). La relation entre la durée de vie τ exprimée en seconde [s] et la largeur de désintégration totale $\Gamma_{\text{total}}(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l)$ exprimée en [eV] peut être obtenue par :

$$\tau \text{ [s]} = \frac{6.58212 \times 10^{-16} \text{ [eV.s]}}{\Gamma_{\text{total}} \text{ [eV]}}. \quad (\text{II.111})$$

L'unité de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 en unités naturelles est $\mathcal{E}_0[\text{eV}^2] = 4329.0844 \mathcal{E}_0[\text{V/cm}]$, ce qui signifie que pour convertir l'intensité du champ électrique de l'unité internationale (V/cm) à l'unité naturelle (eV^2), nous divisons par 4329,0844 comme facteur de conversion entre les deux unités différentes. Dans la suite et tout au long de cette partie, nous adopterons le même

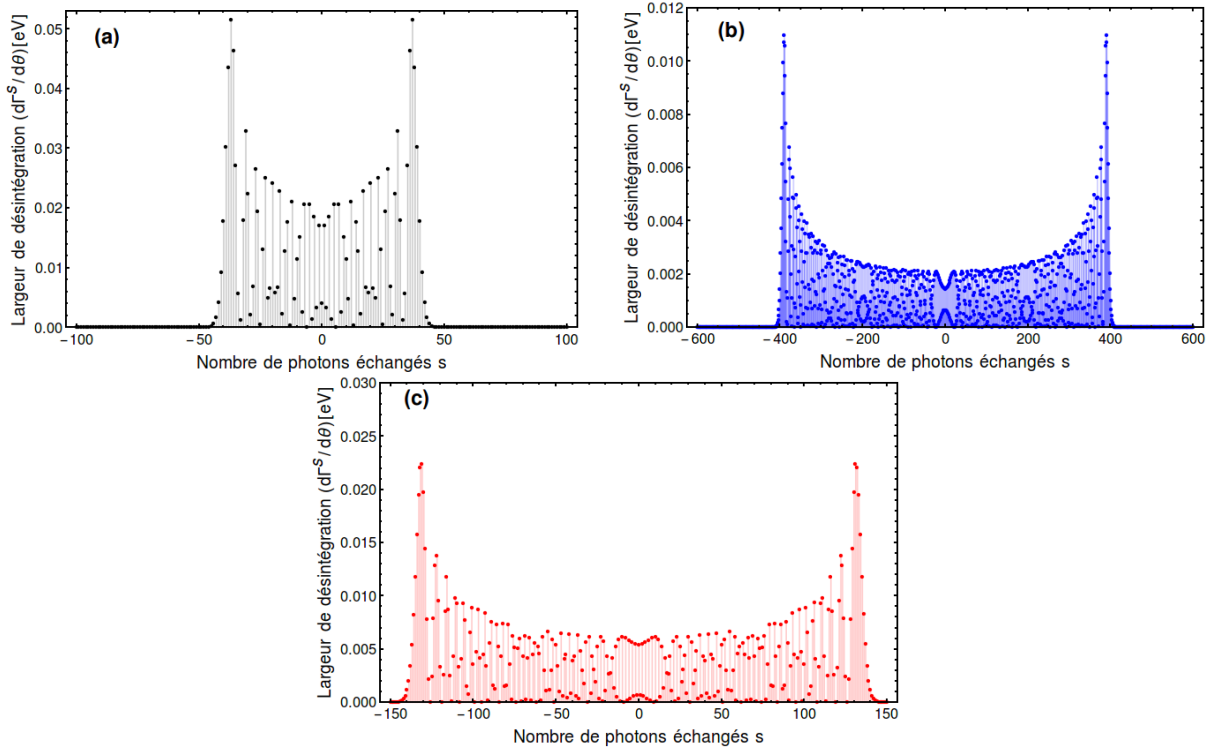


FIGURE II.2 – Largeur de désintégration multi-photon $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.61) (en unités de 10^{-8}) en fonction du nombre de photons échangés s dans le cas où le pion est au repos, avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence du champ laser sont (a) $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV, (b) $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 0.117$ eV ou $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV, (c) $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV.

arrangement que celui qui a été adopté pour construire la théorie dans la section II.3. Nous commencerons par présenter les résultats des données obtenues pour la largeur de désintégration, ensuite pour la durée de vie et enfin pour les rapports d'embranchement. Nous allons examiner l'effet du champ laser sur chacune de ces quantités. Pour les résultats concernant la largeur de désintégration, nous rappelons ici que l'on a considéré uniquement le canal muo-

nique ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$), car il est plus favorisé que le canal électronique pour des raisons qui seront évoquées à la fin de cette partie. Nous rappelons également ici que l'expression $s = \pm N$ signifie, partout où il est indiqué, que ce soit dans le texte ou dans les figures incluses, que $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ a été sommé sur le nombre de photons compris entre $s = -N$ et $s = +N$: $\Gamma(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l) = \sum_{s=-N}^{+N} \Gamma^s(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l)$. La Fig. II.2 montre le phénomène de transfert d'énergie multi-photons pour différentes intensités du champ électrique et la fréquence du champ laser. Dans la Fig. II.2 (a), nous illustrons la largeur de désintégration résolue par le nombre de photons $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.61) en fonction du nombre de photons échangés s entre le système de désintégration et le champ laser. Nous avons choisi les coordonnées sphériques comme suit $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et sa fréquence sont respectivement : $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1,17$ eV. Un petit nombre de photons sont échangés entre le champ laser et le système en désintégration. Les "cut-offs" sont les suivants : $s \simeq -50$ photons pour la partie négative (absorption) de l'enveloppe et $s \simeq +50$ photons pour la partie positive (émission). La Fig. II.2 (b) montre la situation lorsque la seule l'intensité du champ électrique augmente jusqu'à 10^8 V/cm et aussi lorsque l'intensité du champ électrique et la fréquence diminuent, respectivement, jusqu'à 10^6 V/cm et $\hbar\omega = 0.117$ eV. Les autres paramètres sont les mêmes que dans la Fig. II.2 (a). Le processus, qui implique un grand nombre de photons échangés, a une contribution significative et le nombre des "cut-offs" est maintenant d'environ $s \simeq \pm 450$. Les comparaisons entre les Figs. II.2(a) et II.2(b) montrent que le transfert de photons est amélioré lorsque seule l'intensité du champ électrique est augmentée. La Fig II.2(c) montre le comportement de $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ lorsque $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV. Dans ce cas, le nombre du "cut-off" est approximativement $s \simeq \pm 150$. Dans la Fig. II.2, les contributions des différents processus de photons s sont coupées à deux bords qui sont symétriques par rapport à $s = 0$. Le spectre présente également une enveloppe globalement symétrique pour les pics de transfert d'énergie négative et positive. Le nombre de cut-off peut être expliqué par les propriétés de la fonction de Bessel, qui décroît exponentiellement lorsque son ordre atteint son argument. Les hauteurs de différents pics de transfert d'énergie de photons dépendent essentiellement des valeurs des fonctions de Bessel ordinaires.

Dans la Fig. II.3, nous avons effectué des simulations concernant la largeur de désintégration

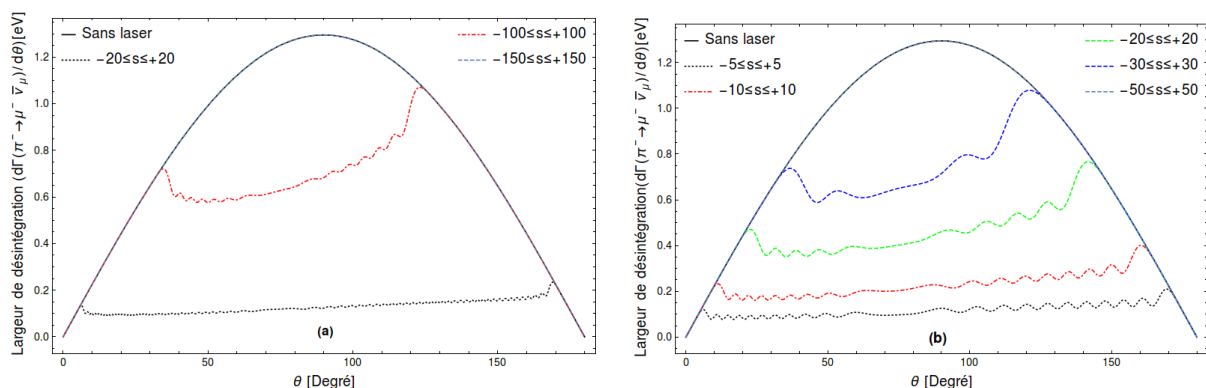


FIGURE II.3 – Les variations de largeur de désintégration sommées $\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.56) (en unité de 10^{-8}) avec et sans laser en fonction de l'angle θ pour différents nombres de photons échangés. La coordonnée sphérique $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont (a) $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV, (b) $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1,17$ eV.

assistée par le champ laser pour un ensemble de photons échangés à nombre net. Dans les Figs. II.3 (a) et II.3 (b), nous avons additionnés, respectivement, sur les nombres de photons suivants $(\pm 20, \pm 100, \pm 150)$ et $(\pm 5, \pm 10, \pm 20, \pm 30, \pm 50)$ pour différentes intensités du champ électrique et ses fréquences. On constate que, dans la Fig. II.3 (a) (Fig. II.3 (b)), à $s = \pm 150$ (± 50) les deux largeurs de désintégration avec et sans laser donnent deux courbes indiscernables. Dans le cas contraire, le champ laser entraîne des modifications importantes dans la largeur de désintégration. Nous revenons au cas $s = \pm 150$ dans la Fig. II.3(a), la coïncidence obtenue ici est appelée la règle de somme qui a été démontrée par Bunkin et Fedorov ainsi que par Kroll et Watson [33]. Rappelons d'abord que la règle de somme est mathématiquement, modélisée de la manière suivante :

$$\sum_{s=-\infty}^{+\infty} \Gamma^s(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l) = \Gamma^{\text{sans-laser}}(\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l), \quad (\text{II.112})$$

et elle est atteinte lorsque la largeur de désintégration assistée par laser tend vers les résultats sans laser avec l'augmentation du nombre de photons échangés. Les Figs. II.2 (c) et II.2(a) établissent parfaitement la corrélation du nombre net de photons échangés qui atteint la règle de la somme bien connue. Comme on peut le voir sur la Fig. II.2 (c), la largeur de désintégration tombe brusquement au-delà de l'intervalle $[-150, +150]$ et la Fig. II.3 (a) montre clairement que au-delà de ± 150 , la règle de la somme est manifestement vérifiée. La même chose peut être dite dans le cas des Figs. II.3 (b) et II.2 (a) dans lesquelles la règle de la somme est satisfaite seulement à $s \simeq \pm 50$ et au-delà. Après une discussion approfondie concernant l'effet du champ laser sur la largeur de désintégration, passons à discuter de l'influence du laser sur la durée de vie du pion comme un point important dans nos recherches.

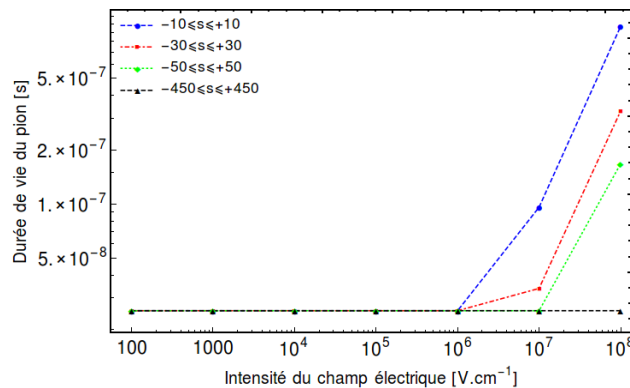


FIGURE II.4 – La durée de vie du pion modifiée par le champ laser en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

La Fig. II.4 montre le comportement typique de la durée de vie du pion dans le cadre au repos du pion pour une fréquence du champ laser $\hbar\omega = 1.17$ eV et pour différents nombres de photons échangés. Comme nous pouvons le voir dans cette figure, aux faibles intensités du champ $[10^2 \text{ V/cm} - 10^6 \text{ V/cm}]$ toutes les courbes, quel que soit la sommation sur le nombres de photons échangés, sont identiques et prennent une valeur fixe égale à la valeur de la durée de vie du pion en absence du champ EM externe. Au-delà de l'intensité du champ 10^6 V/cm , nous remarquons que la durée de vie, pour chaque nombre spécifié de photons échangés, se dilate et s'allonge (c'est-à-dire qu'elle est sujette à l'allongement et à l'extension) et change de manière

non linéaire avec l'augmentation de l'intensité du champ. Il nous semble clair qu'à mesure que le nombre de photons échangés augmente, l'effet du champ laser sur la durée de vie diminue jusqu'à devenir nul lorsque nous atteignons $s = \pm 450$ photons échangés pour lesquels la règle de somme bien connue est atteinte.

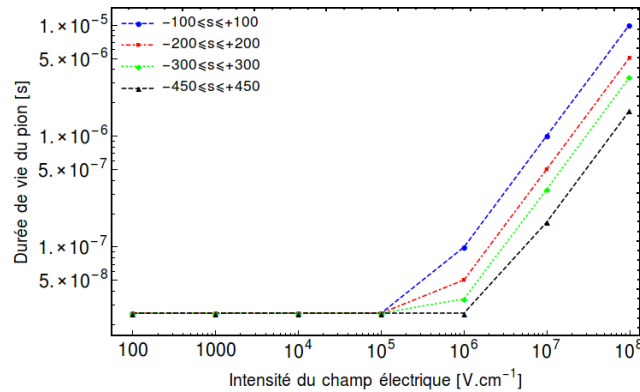


FIGURE II.5 – La durée de vie du pion modifiée par le champ laser en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 0.117$ eV.

La Fig. II.5 représente la même chose que celle illustrée dans la Fig. II.4, mais ici la fréquence du champ laser est égale à $\hbar\omega = 0.117$ eV. On remarque dans cette figure que, dans l'intervalle des intensités du champ électrique [10^2 V/cm – 10^5 V/cm], le champ laser n'a aucun effet sur la durée de vie, quel que soit le nombre de photon échangé. Par contre, entre des intensités du champ 10^5 V/cm et 10^6 V/cm, l'effet du laser sur la durée de vie n'apparaît qu'à $s = \pm 100$, $s = \pm 200$ et $s = \pm 300$, et le champ laser ne peut avoir aucun effet dans le cas du nombre de photons échangés $s = \pm 450$, puisque ce dernier présente le nombre du cut-off dans le cas de l'intensité du champ électrique 10^6 V/cm et de la fréquence $\omega = 0.117$ eV comme indiqué dans la Fig. II.2 (b). Comme attendu, dans l'intervalle des intensités du champ électrique [10^6 V/cm – 10^8 V/cm], l'effet du champ laser sur la durée de vie du pion reviendra tant que nous n'atteindrons pas un nombre de photon échangé pour lequel la règle de somme est satisfaite. Pour l'intensité du champ 10^8 V/cm et la fréquence $\omega = 0.117$ eV, le cu-toff est d'environ $s = \pm 50000$. Nous soulignons ici qu'en raison de notre capacité informatique limité, nous ne pouvions pas inclure le résultat obtenu en ce qui concerne ce grand nombre de photons échangés Cependant, nous pouvons être sûrs que lorsque nous atteindrons $s = \pm 50000$ des photons échangés, l'effet du champ laser sur la durée de vie ne sera pas présent, et nous obtiendrons une courbe horizontale fixe aux intensités comprises entre 10^2 V/cm et 10^8 V/cm. Pour l'effet de la fréquence du champ laser, et par comparaison entre les deux Figs. II.4 et II.5, il nous apparaît clairement qu'à des fréquences plus élevées, l'effet du laser sur la durée de vie diminue, ce comportement étant similaire au cas de la durée de vie du muon [32]. En plus de tout cela, nous confirmons que ce changement observé dans la durée de vie du pion n'est pas étrange ou contradictoire avec l'intuition de la physique. En outre, une longue durée de vie peut être facilement interprétée comme le résultat de ce que l'on appelle "l'effet zénon quantique", qui a reçu un intérêt considérable dans les recherches scientifiques dans le passé et le présent [34]. En 1977, Misra et Sudarshan [35] ont montré, sur la base de la théorie de la mesure quantique, que les observations fréquentes ralentissent la désintégration et peuvent modifier la largeur de désintégration. Ils ont été les premiers à appeler

l'effet par ce nom. Il a été prédit qu'une particule instable ne se désintègre jamais lorsqu'elle est observée en continu. Dans l'article [36], il a été montré que la durée de vie d'un système instable peut être prolongée en le surveillant de près (par exemple, en l'éclairant avec un champ laser intense de fréquence appropriée). Par conséquent, nous attribuons ce changement de la durée de vie observé à l'effet Zénon quantique résultant de l'interaction du système en désintégration avec le champ EM externe qui, dans notre cas, prend le rôle d'un instrument de mesure. Jusqu'à présent, nous avons examiné l'effet du champ laser sur la largeur de désintégration et la durée de vie du pion, car ces deux quantités sont importantes dans l'étude de la désintégration. Une autre quantité, non moins importante, est le rapport d'embranchement qui est introduit et défini à la fin de la section II.3 consacrée au calcul théorique. Dans la suite, nous allons voir l'effet du champ laser sur les rapports d'embranchement de l'électron et du muon. Les Figs. II.6

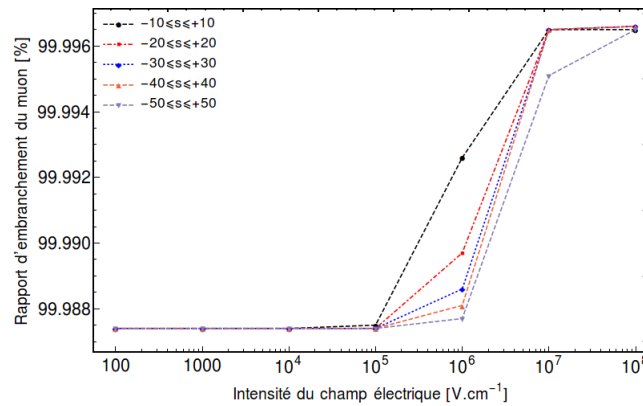


FIGURE II.6 – Le comportement du rapport d'embranchement (II.81) du mode de désintégration muonique en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

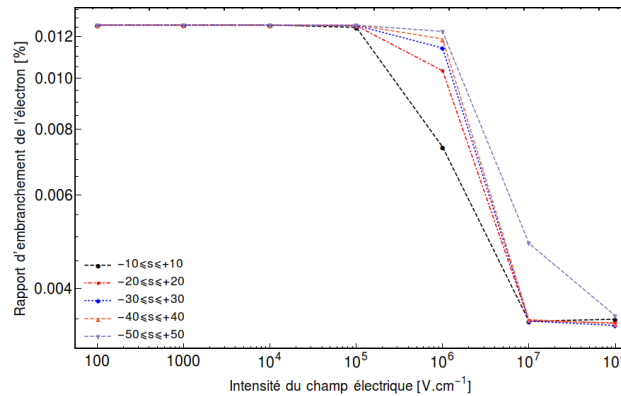


FIGURE II.7 – Le comportement du rapport d'embranchement (II.82) du canal de désintégration électronique en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

et II.7 illustrent les comportements de $\text{BR}(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.81) et de $\text{BR}(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)$ (II.82) en fonction de l'intensité du champ électrique pour différentes sommations sur le nombre de photons échangés. On remarque à travers les Figs. II.6 et II.7 que les rapports d'embranchement pour tous les nombres de photons échangés restent constants dans l'intervalle des intensités du champ électrique entre 10^2 V/cm et 10^5 V/cm où toutes les courbes sont identiques. Au-delà de cet intervalle, on note que le rapport d'embranchement du muon augmente, et le rapport

d'embranchement de l'électron diminue jusqu'à ce qu'ils arrivent tous deux une valeur saturée à laquelle ils stagnent et toutes les courbes se rejoignent. D'après ces résultats, il nous apparaît clairement que le rapport d'embranchement, contrairement à la durée de vie, est affecté par le champ laser même si le nombre de photons échangés est égal au nombre du cut-off (dans ce cas $s=\pm 50$). En comparant les Figs. II.6 et II.7, nous remarquons, comme requis, que les rapports d'embranchement pour le muon et l'électron sont complémentaires, car leurs somme est égale à 100%. Par ailleurs, une autre remarque très importante à souligner ici est que la probabilité de désintégration vers le muon est beaucoup plus importante que la probabilité de désintégration vers l'électron, de sorte que ce dernier devient presque non-existant. Ce fait s'applique aussi au cas en absence du champ laser où le canal de désintégration électronique doit être fortement supprimé en considérant les hélicités des particules participantes (Voir [18] pour plus des détails). Par conséquent, la même chose se produit en présence du champ laser, puisque, à des intensités élevées, le rapport d'embranchement pour le muon augmente jusqu'à 99,996% et celui de l'électron diminue jusqu'à 0,003%. La Fig. II.8 montre le comportement

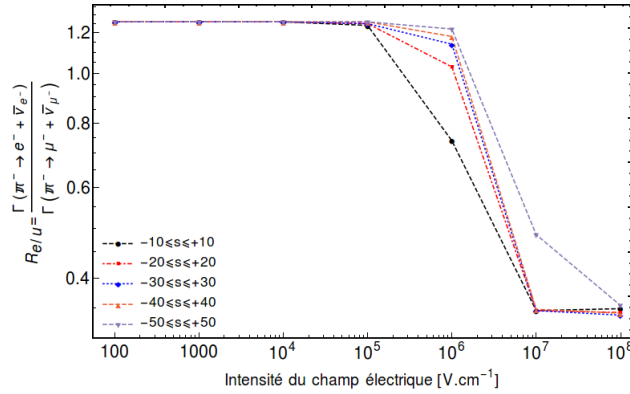


FIGURE II.8 – Le comportement du rapport $R_{e/\mu}$ (II.83) (en unité de 10^{-4}) en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombre de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

de $R_{e/\mu}$ (II.83) en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents sommation sur le nombre de photons échangés. Il apparaît que cette figure est exactement similaire à la Fig. II.7, ce qui signifie que $R_{e/\mu} \approx \text{BR}(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)$ et donc $\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) \ll \Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$. Ceci est en plein accord avec tout ce qui a été discuté précédemment. La Fig. II.9 montre un graphe de

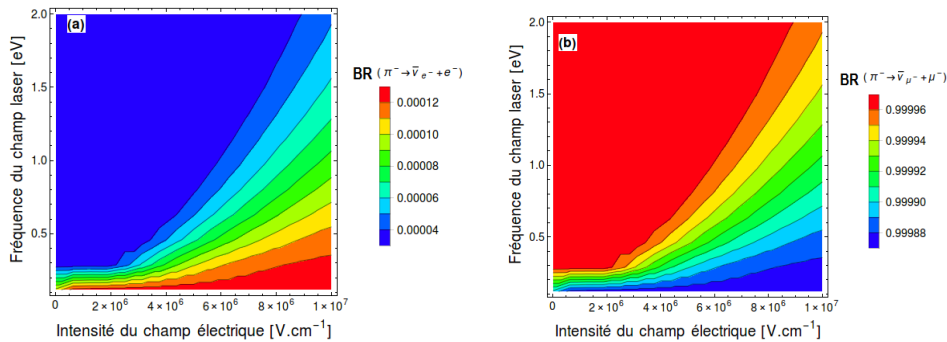


FIGURE II.9 – Le comportement des rapports d'embranchement en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence du champ laser ω pour une sommation sur le nombre de photons échanges $s = \pm 20$. L'intensité du champ électrique varie de 10^4 V/cm à 10^7 V/cm tandis que la fréquence varie de 0,117 eV à 2 eV.

contour des deux rapports d'embranchement sur le plan (\mathcal{E}_0, ω) pour des nombres de photons échangés $s = \pm 20$. Apparemment, ces deux figures sont décorées de plusieurs bandes colorées qui se chevauchent et sont séparées par des frontières (contours), chaque frontière séparant deux bandes étant accompagnée d'une valeur sur la légende de la barre. En examinant ces deux figures, on remarque qu'elles sont superposables, mais que la même frontière varie sa valeur d'un rapport d'embranchement à l'autre, de sorte que si l'on combine les deux valeurs différentes pour la même frontière, on obtient 1. Par conséquent, les deux rapports d'embranchement sont complémentaires, comme nous l'avons vu précédemment.

II.5.2 Effet de la direction du champ laser sur les quantités mesurables

Cette partie sera consacrée à la présentation et à l'analyse des résultats numériques obtenus dans la section II.4. Nous verrons exactement comment la direction du champ laser peut affecter sur les différentes quantités calculées dans la section II.4. Mais, nous commençons tout d'abord par vérifier la cohérence de nos calculs théoriques en retrouvant les résultats précédemment obtenus lorsque le champ laser est le long de l'axe z [13]. Un champ laser se déplaçant dans la direction de l'axe z est représenté théoriquement par le vecteur d'onde \mathbf{k} avec une composante uniquement le long de l'axe z : $\mathbf{k} = (0, 0, \omega)$. Cela nécessite que le premier vecteur de polarisation \mathbf{a}_1 soit dans la direction de l'axe x et le deuxième \mathbf{a}_2 dans la direction de l'axe y , de sorte que les trois vecteurs forment une base orthogonale directe $(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{k})$. Donc, nous avons

$$\mathbf{k} \text{ selon l'axe } z \begin{cases} \theta_k = 0; \varphi_k = 0 & \implies k = (\omega, 0, 0, \omega), \\ \theta_{a_1} = \pi/2; \varphi_{a_1} = 0 & \implies a_1 = (0, |\mathbf{a}|, 0, 0), \\ \theta_{a_2} = \pi/2; \varphi_{a_2} = \pi/2 & \implies a_2 = (0, 0, |\mathbf{a}|, 0). \end{cases} \quad (\text{II.113})$$

Le résultat de ce cas particulier est présenté à la Fig. II.10, qui illustre les variations de la

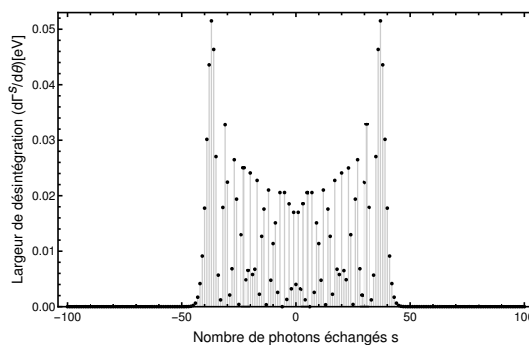


FIGURE II.10 – Le comportement de la largeur de désintégration résolue par le nombre de photon $d\Gamma^n/d\theta$ ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$) (en unité de 10^{-8}) en fonction du nombre de photons échangés n pour $\theta = 90^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V cm $^{-1}$ et $\hbar\omega = 1.17$ eV.

largeur de désintégration résolue par le nombre de photon ($d\Gamma_n/d\theta$) en fonction du nombre de photons échangés n à une intensité du champ électrique 10^7 V.cm $^{-1}$ et une fréquence 1,17 eV. C'est la même enveloppe que celle obtenue dans la dernière partie (voir Fig. II.2 (a)). Ainsi, le formalisme théorique adopté ici est cohérent et peut conduire à tous les résultats que nous avons obtenus précédemment dans la dernière partie II.5.1. Après avoir contrôlé que nos calculs sont corrects, nous examinons maintenant l'effet de la direction du champ laser sur la largeur

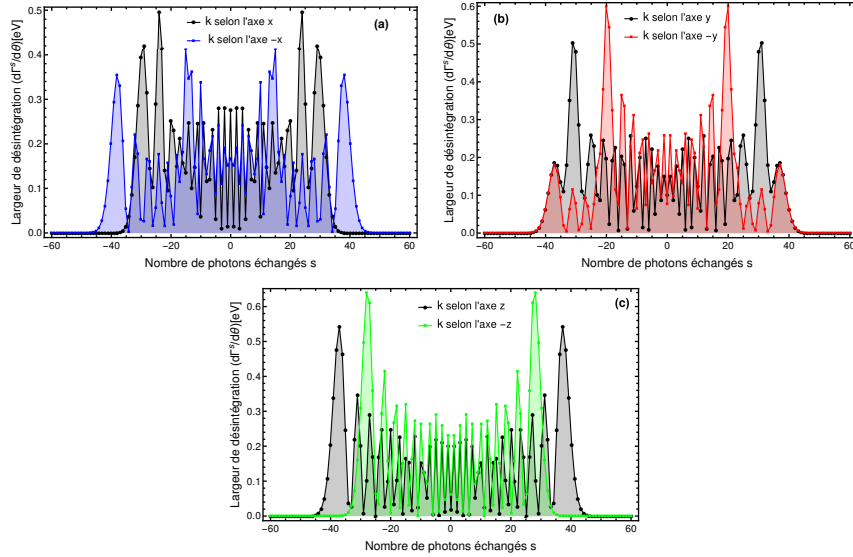


FIGURE II.11 – Le comportement de la largeur de désintégration résolue par le nombre de photon $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (en unité de 10^{-8}) en fonction du nombre de photons échangés s pour trois directions du champ laser. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^7 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\hbar\omega = 1.17 \text{ eV}$.

de désintégration résolue par le nombre de photon. Pour les directions des axes x et y , nous fixons les angles sphériques comme suit :

$$\mathbf{k} \text{ selon l'axe } x \begin{cases} \theta_k = \pi/2; \varphi_k = 0 & \implies k = (\omega, \omega, 0, 0), \\ \theta_{a_1} = \pi/2; \varphi_{a_1} = \pi/2 & \implies a_1 = (0, 0, |\mathbf{a}|, 0), \\ \theta_{a_2} = 0; \varphi_{a_2} = 0 & \implies a_2 = (0, 0, 0, |\mathbf{a}|). \end{cases} \quad (\text{II.114})$$

$$\mathbf{k} \text{ selon l'axe } y \begin{cases} \theta_k = \pi/2; \varphi_k = \pi/2 & \implies k = (\omega, 0, \omega, 0), \\ \theta_{a_1} = 0; \varphi_{a_1} = 0 & \implies a_1 = (0, 0, 0, |\mathbf{a}|), \\ \theta_{a_2} = \pi/2; \varphi_{a_2} = 0 & \implies a_2 = (0, |\mathbf{a}|, 0, 0). \end{cases} \quad (\text{II.115})$$

Dans la Fig. II.11, nous montrons les variations de largeur de désintégration résolue par le nombre de photon $\Gamma_n(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ (II.93) en termes du nombre de photons échangés n pour trois directions du champ laser. Chaque sous-figure dans la Fig. II.11 contient les modifications de $\Gamma^s(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ par rapport à une direction donnée et son opposé. Nous obtenons des enveloppes qui sont symétriques par rapport à l'axe $s = 0$. Ces enveloppes nous donnent des informations sur le processus d'échange de photons (absorption et émission) entre le champ laser et le système de désintégration. Il nous apparaît à travers ces figures que l'ordre de grandeur varie en fonction de chaque direction et entre chaque direction et son opposé. Concernant le nombre de photons échangés, on constate qu'il est presque le même ($-40 \leq s \leq 40$) pour les trois directions, mais il diffère entre chaque axe et son opposé sauf pour l'axe y . On remarque que le nombre de photons échangés lorsque le champ est orienté selon l'axe y est la même que dans sa direction opposée, puisque le nombre du cut-off est égal à ± 45 dans les deux cas (voir la Fig. II.11(b)). En ce qui concerne les axes x et z , il y a une petite différence dans le nombre de photons échangés entre la direction et son opposé. Par exemple, le long de l'axe x , le nombre du cut-off est ± 35 et le long de la direction opposée, il est ± 45 .

TABLE II.1 – Les valeurs de la durée de vie du pion modifiée par le champ laser (II.108) pour différentes intensités du champ électrique et par rapport aux trois directions du champ laser. La fréquence du laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

\mathcal{E}_0 (V.cm ⁻¹)	Durée de vie du pion τ_{π^-} (sec)		
	k selon l'axe x	k selon l'axe y	k selon l'axe z
10 ¹	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}
10 ²	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}
10 ³	2.5419×10^{-8}	2.541×10^{-8}	2.5419×10^{-8}
10 ⁴	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}
10 ⁵	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}	2.5419×10^{-8}
10 ⁶	2.5421×10^{-8}	2.542×10^{-8}	2.542×10^{-8}
10 ⁷	5.8895×10^{-8}	1.4656×10^{-7}	9.539×10^{-8}
10 ⁸	2.4669×10^{-7}	1.4625×10^{-6}	9.8883×10^{-7}

Nous allons maintenant étudier la variation d'autres quantités par rapport aux différentes directions du champ laser. Nous allons faire la somme sur une gamme spécifique du nombre de photons que nous avons choisie entre -10 et $+10$. Tout d'abord, nous montrons dans le tableau II.1 les valeurs numériques de la durée de vie du pion pour différentes intensités du champ électrique et selon trois directions du champ laser. En absence du laser, la durée de vie du pion est égale à $\tau_{\pi^-} = (2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$ sec [38]. D'après le tableau II.1, il est clair pour nous que le champ laser à ses faibles intensités du champ électrique (10 à 10^6 V cm⁻¹) reste sans effet significatif sur la durée de vie. Mais, lorsque l'intensité du champ électrique augmente à 10^7 et 10^8 V.cm⁻¹, on remarque que la durée de vie commence à augmenter en fonction de la direction du champ laser. Il faut noter que la durée de vie augmente plus rapidement sur les axes y et z que sur l'axe x .

TABLE II.2 – Les valeurs numériques des BR($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$) (II.109) et BR($\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$) (II.110) en fonction d'intensité du champ électrique pour différentes directions du champ laser. La fréquence du laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

\mathcal{E}_0 (V cm ⁻¹)	BR($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$) (%)			BR($\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$) (%)		
	k selon x	k selon y	k selon z	k selon x	k selon y	k selon z
10 ¹	99.9874	99.9874	99.9874	0.0126	0.0126	0.0126
10 ²	99.9874	99.9874	99.9874	0.0126	0.0126	0.0126
10 ³	99.9874	99.9874	99.9874	0.0126	0.0126	0.0126
10 ⁴	99.9874	99.9874	99.9874	0.0126	0.0126	0.0126
10 ⁵	99.9889	99.9874	99.9875	0.011	0.0126	0.0124
10 ⁶	99.9973	99.9939	99.9926	0.0026	0.0096	0.0073
10 ⁷	99.9994	99.9966	99.9966	0.0005	0.0048	0.0034
10 ⁸	99.9998	99.9968	99.9965	0.0002	0.0097	0.0034

Le tableau II.2 contient les valeurs des deux rapports d'embranchement pour différentes intensités du champ électrique. Il est bien connu que le rapport d'embranchement du canal muonique est plus favorable, en absence du laser, par rapport à celui des autres canaux [38]. D'après le tableau II.2, nous constatons que le champ laser améliore le rapport d'embranchement du muon et, d'autre part, il supprime le rapport électronique, qui devient presque inexistant à des intensités du champ électrique élevées. Dans ce cas, la direction du champ laser n'a aucun effet

observable sur les rapports d'embranchement.

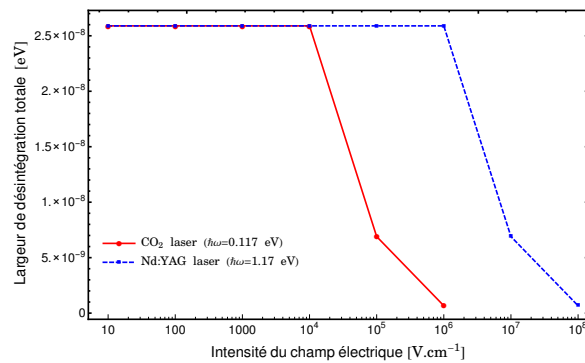


FIGURE II.12 – Variation de la largeur de désintégration totale Γ_{total} en fonction de l'intensité du champ électrique pour un laser Nd :YAG ($\hbar\omega = 1,17$ eV) et un laser CO₂ ($\hbar\omega = 0,117$ eV). La somme sur le nombre de photons échangés est comprise entre $-10 \leq s \leq +10$.

Après avoir investigué l'effet de la direction du champ laser sur différentes quantités mesurables pendant le processus de désintégration du pion, nous ajouterons quelques résultats liés au largeur de désintégration totale Γ_{totale} définie dans l'équation II.108. Pour mettre en évidence l'effet de l'intensité du champ électrique et de la fréquence sur la largeur de désintégration totale, nous illustrons à travers la Fig. II.12, les variations de largeur de désintégration totale en fonction de l'intensité du champ pour deux fréquences disponibles différentes. Nous constatons que la largeur de désintégration totale n'est pas affecté par le champ laser à faible intensité, mais qu'il diminue de manière significative lorsque l'intensité du champ électrique augmente. En ce qui concerne sa dépendance de la fréquence du champ, il apparaît que l'effet du champ laser sur la largeur totale de la désintégration du pion diminue à haute fréquence. L'effet du laser CO₂ commence à des intensités supérieures à 10^4 $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$, mais l'effet du laser Nd :YAG n'apparaît que lorsque l'on dépasse l'intensité du champ électrique 10^6 $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$. Les lasers à basse fréquence affectent la largeur de désintégration totale beaucoup plus rapidement que les lasers à haute fréquence. Dans la Fig. II.13, nous traçons les variations de la largeur de désintégration totale

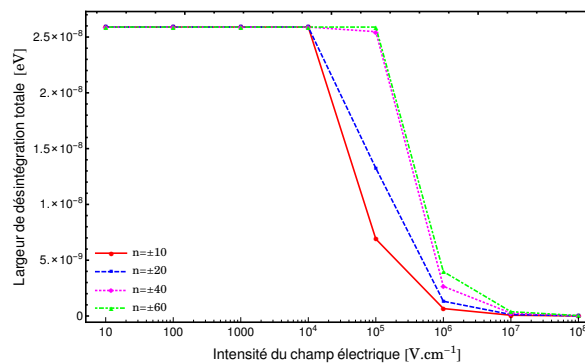


FIGURE II.13 – Similaire à la Fig. II.12, mais pour le nombre de photons échangés différents et une fréquence du laser fixe $\hbar\omega = 0.117$ eV.

en fonction de l'intensité du champ électrique, mais maintenant pour différents nombres de photons échangés. Il est clair que l'effet du champ laser sur la largeur totale de désintégration dépend également du nombre de photons échangés, puisqu'il diminue progressivement avec chaque augmentation du nombre de photons échangés. Pour clarifier davantage notre point de

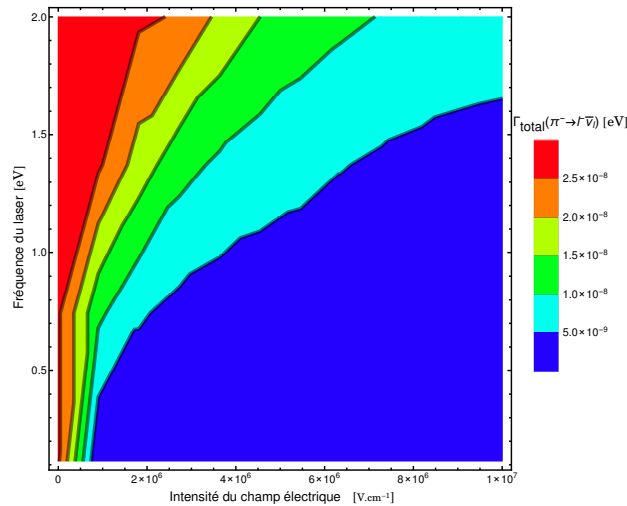


FIGURE II.14 – Représentation tridimensionnelle de la largeur de désintégration totale Γ_{total} en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence ω pour de nombre de photons échangés $-5 \leq s \leq +5$.

vue, nous présentons à la Fig. II.14 une représentation tridimensionnelle de Γ_{total} en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence ω pour de photons échangés $-5 \leq s \leq +5$. Ce type de graphique fournit plus d'informations et une image complète de la dépendance de Γ_{total} sur les paramètres du champ laser. Concernant la variation en fonction de la fréquence du laser, on constate que l'effet du champ laser diminue à haute fréquence, alors qu'il devient significatif avec l'augmentation de l'intensité du champ à chaque fréquence donnée. Ceci est parfaitement cohérent avec tout ce que nous avons dit plus haut.

II.6 Conclusion

Nous avons effectué le calcul analytique de la désintégration du pion chargé négativement en absence et en présence d'un champ laser polarisé circulairement et nous avons aussi étudié l'effet de la direction du champ laser sur le même processus de désintégration. En résumant les résultats, on peut conclure que la durée de vie du pion (largeur de désintégration) peut être affectée par le champ laser tant que le nombre de photons échangés entre le système en désintégration et le champ laser n'est pas suffisant pour atteindre la règle de la somme bien connue. Une fois que la règle de la somme est vérifiée pour un nombre de photon bien déterminé, l'influence du champ laser sur la durée de vie du pion devient nulle. Nous avons expliqué la modification de la durée de vie du pion en présence d'un champ laser en considérant d'effet Zénon quantique bien connu. Concernant les rapports d'embranchement, nous avons montré que le champ laser augmente la probabilité de désintégration vers le mode muonique plus que vers le mode électronique. En ce qui concerne d'effet de la direction du champ laser sur le processus de désintégration du pion. Dans ce cas, nous avons conclu que la direction du champ laser ne joue pas un rôle important dans les processus de désintégration assistée par laser dans lesquels la particule qui se désintègre est au repos. La configuration de la direction du champ laser ne change pas la nature des résultats obtenus même si elle affecte légèrement sur le processus d'échange des nombres de photons. Ceci est dû au fait que la particule en désintégration est au repos dans l'état initial. Par conséquent, la géométrie du champ laser aura inévitablement un

effet significatif dans le cas où la particule initiale est en mouvement comme dans les processus de diffusion. Cependant, le formalisme théorique présenté dans la section [II.4](#) semble valide et important car il peut être utilisé par d'autres chercheurs pour l'application aux processus de diffusion qui se produisent en présence d'un champ laser polarisé circulairement.

Références

- [1] A Di Piazza, C Müller, K Z Hatsagortsyan and C H Keitel, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1177 (2012).
- [2] J W Yoon, C Jeon, J Shin, S K Lee, H W Lee, I W Choi, H T Kim, J H Sung and C H Nam, *Opt. Express* **27**, 20412 (2019).
- [3] E Hrou, M El Idrissi, S Taj and B Manaut, *Indian J. Phys.* (2021).
- [4] M El Idrissi, E Hrou, S Taj and B Manaut, *Indian J. Phys.* **95**, 2541 (2021).
- [5] E Hrou, S Taj, A Chahboune, M El Idrissi and B Manaut, *Laser Phys.* **27**, 066003 (2017).
- [6] E Hrou, M El Idrissi, S Taj and B Manaut, *Indian J. Phys.* **89**, 783 (2015).
- [7] M El Idrissi, S Taj, B Manaut and L Oufni, *Indian J. Phys.* **88**, 111 (2014).
- [8] A A Lebed' and S P Roshchupkin *Laser Phys. Lett.* **5**, 437 (2008).
- [9] I Dahiri, M Jakha, S Mouslih, B Manaut, S Taj and Y Attaourti, *Laser Phys. Lett.* **18**, 096001 (2021).
- [10] M Ouhammou, M Ouali, S Taj and B Manaut, *Laser Phys. Lett.* **18**, 076002 (2021).
- [11] M Ouhammou, M Ouali, S Taj and B Manaut, *Chin. J. Phys.* (2021).
- [12] M Ouali, M Ouhammou, Y Mekaoui, S Taj and B Manaut, *Chin. J. Phys.* (2021).
- [13] S Mouslih, M Jakha, S Taj, B Manaut and E Siher, *Phys. Rev. D* **102**, 073006 (2020).
- [14] M Jakha, S Mouslih, S Taj and B Manaut, *Laser Phys. Lett.* **18**, 016002 (2021).
- [15] M Baouahi, M Ouali, M Jakha, S Mouslih, Y Attaourti, B Manaut, S Taj and R Benbrik, *Laser Phys. Lett.* **18**, 106001 (2021).
- [16] M Jakha, S Mouslih, S Taj, Y Attaourti and B Manaut, *Chin. J. Phys.* (2021).
- [17] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell, *Nature* **159**, 694 (1947).
- [18] W. Greiner and B. Müller, *Gauge Theory of Weak Interactions* (Springer, Berlin, 2000), 3rd ed.
- [19] D. Poani, E. Frle and A. van der Schaaf, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **41**, 114002 (2014).
- [20] M. Daum, G. H. Eaton, R. Frosch, H. Hirschmann, J. McCulloch, R. C. Minehart, and E. Steiner, *Phys. Rev. D.* **20**, 2692 (1979).
- [21] T Numao, *J. Phys.Conf. Ser.* **770**, 012011 (2016).

-
- [22] D. A. Bryman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **50**, 7 (1983); D. A. Bryman *et al.*, Phys. Rev. D. **33**, 1211 (1986).
- [23] M. Tanabashi *et al.*, Phys. Rev. D. **98**, 030001 (2018).
- [24] V. I. Ritus, J. Sov. Laser Res. **6**, 497 (1985); V. I. Ritus, Sov. Phys. JETP **29**, 532 (1969).
- [25] P. A. Zyla *et al.* (*Particle Data Group*), *Review of Particle Physics*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
- [26] D. M. Volkov, Z. Phys. **94**, 250 (1935).
- [27] D. R. Bates and D. Miskelly, Phys. So. A, **70**, 539, (1957).
- [28] G. A. Erskine and H. S. W. Massey, Pro. Roy. So. A, **69**, 422, (1952).
- [29] C. Szymanowski, V. Véniard, R. Taïeb, A. Maquet, and C. H. Keitel, Phys. Rev. A **56**, 3846 (1997).
- [30] S. Schatzel, *Particle Physics, Lecture Notes*, Universität Heidelberg, (2015).
- [31] R. Mertig, M. Böhm and A. Denner, Comput. Phys. Commun. **64**, 345 (1991).
- [32] A.-H. Liu, S.-M. Li, and J. Berakdar, Phys. Rev. Lett. **98**, 251803 (2007).
- [33] F. V. Bunkin and M. V. Fedorov, Sov. Phys. JETP **22**, 844 (1966); N. M. Kroll and K. M. Watson, Phys. Rev. A **8**, 804 (1973).
- [34] W. M. Itano, D. J. Heinzen, J. J. Bollinger, and D. J. Wineland, Phys. Rev. A. **41**, 2295 (1990); T. Petrosky, S. Tasaki, and I. Prigogine, Physica A. **170**, 306 (1991); M. Lewenstein and K. Rzażewski, Phys. Rev. A. **61**, 022105 (2000).
- [35] B. Misra and E.C.G. Sudarshan, J. Math. Phys. **18**, 756 (1977).
- [36] E. Mihokova, S. Pascazio, and L. S. Schulman, Phys. Rev. A. **56**, 25 (1997).
- [37] V Shtabovenko, R Mertig and F Orellana, Comput. Phys. Commun. **256**, 107478 (2020).
- [38] Zyla P A *et al.*, *Particle Data Group*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2020** 083C01 (2020).

Désintégrations leptoniques du boson W^- en absence et en présence du champ électromagnétique intense

III.1 Introduction

La découverte des bosons W [1, 2] et Z [3, 4] en 1983 par les collaborations UA1 et UA2 au collisionneur $p\bar{p}$ du CERN a fourni une confirmation directe de l'unification des interactions faibles et électromagnétiques dans un cadre commun appelé théorie électrofaible. Les particules W^\pm détectables peuvent être produites dans des expériences de collisions proton/antiproton par des processus tels que $u\bar{d}$ ou $\bar{u}d \rightarrow W^\pm$ suivi d'une désintégration leptonique ($W \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell$) ou hadronique ($W \rightarrow q\bar{q}'$), où $\ell = e, \mu, \tau$ et q ou q' représentent l'un des quarks u, d, c, s ou b à l'exception de t puisque le quark top est plus lourd que le boson W . Des expériences menées au Grand collisionneur électron-positron (LEP) et au Collisionneur linéaire de Stanford (SLC) permettent d'affiner les mesures des propriétés du boson W (masse, largeur de désintégration totale et sections efficaces de sa production). Parallèlement, les propriétés du boson W sont étudiées dans l'accélérateur proton-antiproton (Tevatron). Toutes ces expériences ont permis d'obtenir des mesures plus précises de la masse du boson W et de sa largeur de désintégration totale, qui sont maintenant connues comme suit : $M_W = 80.379 \pm 0.012$ GeV et $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042$ GeV [5]. La précision obtenue dans ces expériences permet de tester les prédictions du module standard au niveau des corrections radiatives. Ce chapitre a pour objectif d'étudier la désintégration leptonique du boson W^- chargé négativement en absence et en présence du champ laser polarisé circulairement. Comme indiqué précédemment, le boson W^- peut se désintégrer en un lepton et un anti-neutrino leptonique $W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$ (désintégration leptonique) et en une paire des quarks $W^- \rightarrow q\bar{q}'$ (désintégration hadronique). Ici, nous ne considérerons que le premier canal (canal leptonique), où nous essaierons de réaliser l'effet de l'intensité et de la fréquence du champ EM sur la largeur de désintégration. Dans les années passées, Kurilin [6] a étudié la désintégration leptonique du boson W^- dans un champ EM croisé et fort, où il a calculé l'expression de la largeur de désintégration et a étudié ses variations en fonction du paramètre du champ EM intense $\varkappa = eM_W^{-3} \sqrt{-(F_{\mu\nu}q^\nu)^2}$, où $F_{\mu\nu}$ est le tenseur EM. L'approche de Kurilin est complètement différente de notre approche. Dans son étude, Kurilin limite sa considération

au cas du champ dit croisé, qui est une superposition des champs électriques et magnétiques constants dont les vecteurs des amplitudes sont égaux et orthogonaux. Dans ce cas, les fonctions d'ondes des particules chargées ont une expression simple en termes du tenseur $F_{\mu\nu}$ EM, ce qui rend les calculs mathématiques moins compliqués. Dans nos calculs, certaines transformations ont été simplifiées par l'introduction des fonctions de Bessel ordinaires, dont l'ordre est interprété comme le nombre de photons échangés, tandis que les calculs de Kurilin ont été effectués à l'aide des fonctions mathématiques spéciales appelées généralement les fonctions d'Airy [7]. Malgré cette différence dans la méthode et la nature du champ laser, nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus dans ses recherches et nous donnons quelques explications pour les deux résultats obtenus. Un travail publié précédemment a fait la même étude en donnant brièvement l'expression de la largeur de désintégration en présence d'un champ EM polarisé circulairement [8]. Le présent travail fait partie d'une série d'études que nous avons menées pour connaître et comprendre l'effet du champ laser sur les quantités mesurables expérimentalement au cours des processus de désintégration électrofaible (Largeur de désintégration, Durée de vie, Rapport d'embranchement). Jusqu'à présent, nous avons calculé les désintégrations du pion [9] et du boson Z [10] en présence d'un champ EM afin de contribuer à enrichir le débat sur ce sujet. Dans ce même contexte, nous essayons d'étudier la désintégration du boson W^- en deux étapes. Premièrement, nous étudierons la désintégration leptonique en absence et en présence d'un champ EM polarisé circulairement. Deuxièmement, nous étudierons la désintégration hadronique et rassemblerons les résultats obtenus avec les présents résultats afin de pouvoir étudier l'effet du laser sur la durée de vie et le rapport d'embranchement pour chaque canal, qui sont deux points importants à traiter. Ce dernier n'est pas inséré ici ; pour plus de détails sur les calculs et les résultats obtenus, voir la référence [11]. Le reste de ce chapitre est organisé comme suit : Tout d'abord, dans la Sec. III.2, nous présenterons la méthodologie utilisée pour évaluer l'élément de la matrice S_{fi} dans la première approximation de Born ainsi que l'expression de largeur de désintégration en absence du champ laser externe. Dans la Sec. III.3, nous donnerons les calculs théoriques détaillés concernant la largeur de désintégration sous l'influence d'un champ EM externe, puis dans la Sec. III.4, nous présenterons les résultats obtenus et nous mettrons en évidence l'étendue de l'influence du laser sur la largeur de désintégration totale. La dernière Sec. III.5 est consacrée à résumer les conclusions auxquelles nous sommes parvenus.

III.2 Désintégrations leptoniques du boson W^- en absence du champ électromagnétique

III.2.1 Calcul de l'élément de matrice de transition S_{fi}

Nous considérons le processus de désintégration électrofaible d'un boson vecteur W^- , avec une impulsion p et une masse M_W , en lepton et anti-neutrino leptonique. Il est représenté comme suit :

$$W^-(p) \longrightarrow \ell^-(p_1) + \bar{\nu}_\ell(p_2), \quad (\ell = e, \mu, \tau). \quad (\text{III.1})$$

Le diagramme de Feynman correspondant est montré dans la Fig. III.1. D'après le diagramme de Feynman, on peut définir l'élément de matrice de transition S_{fi} pour la désintégration

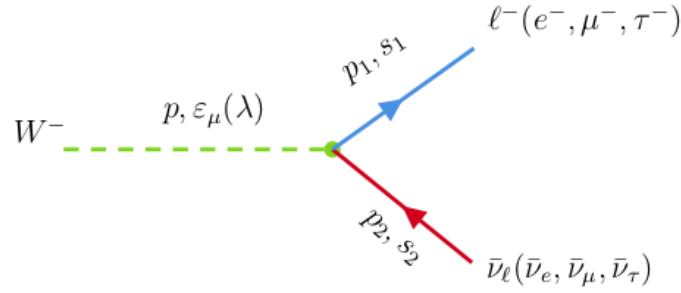


FIGURE III.1 – Diagramme de Feynman d'ordre le plus bas de la désintégration leptonique du boson W^- .

leptonique du boson W^- comme suit :

$$S_{fi}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{ig}{2\sqrt{2}} \int d^4x \bar{\psi}_\ell(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\bar{\nu}_\ell}(x) W_\mu^-(x). \quad (\text{III.2})$$

Où g est la constante de couplage de l'électrofaible qui est liée à l'angle de Weinberg par $g^2 = e^2 / \sin^2(\theta_w) = (8G_F M_Z^2 \cos^2 \theta_w) / \sqrt{2}$ où e et $G_F = 1.1663787 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ sont respectivement la charge de l'électron et la constante de Fermi. $\psi_\ell(x)$ est la fonction d'onde relativiste de lepton sortant normalisée au volume V :

$$\psi_\ell(x) = \frac{u(p_1, s_1)}{\sqrt{2p_1^0 V}} \times e^{-ip_1 \cdot x}, \quad (\text{III.3})$$

où $u(p_1, s_1)$ représente le bispinreur de Dirac pour le lepton libre de quadri-vecteur impulsion p_1 et de spin s_1 satisfaisant :

$$\sum_{s_1} u(p_1, s_1) \bar{u}(p_1, s_1) = \not{p}_1 + m_\ell, \quad (\text{III.4})$$

où m_ℓ est la masse au repos du lepton. L'anti-neutrino sortant ν_{ℓ^-} est traité comme une particule sans masse avec un quadri-vecteur impulsion p_2 et de spin s_2 . Selon les règles de Feynman, il est représenté par une fonction d'onde entrante avec quadri-impulsion négatif comme suit :

$$\psi_{\bar{\nu}_\ell}(x) = \frac{v(p_2, s_2)}{\sqrt{2E_2 V}} e^{ip_2 \cdot x}, \quad (\text{III.5})$$

où E_2 est l'énergie totale de l'anti-neutrino leptonique sortant et $v(p_2, s_2)$ est le spineur de Dirac satisfaisant la formule suivante :

$$\sum_{s_2} v(p_2, s_2) \bar{v}(p_2, s_2) = \not{p}_2. \quad (\text{III.6})$$

En mécanique quantique, un boson W^- est une particule fondamentale de spin 1. Pour décrire le mouvement de cette particule, on utilise la solution de l'équation de Proca. Donc la fonction d'onde du boson W^- entrant est donnée par la formule suivante :

$$W_\mu^-(x) = \frac{\varepsilon_\mu(p, \lambda)}{\sqrt{2p_0 V}} \times e^{-ip \cdot x}, \quad (\text{III.7})$$

où p_0 est l'énergie totale du boson W^- et $\varepsilon_\mu(p, \lambda)$ est le quadri-vecteur de polarisation du boson W^- tel que la somme sur les trois directions de polarisation λ donne :

$$\sum_{\lambda=1}^3 \varepsilon_\mu(p, \lambda) \varepsilon_\nu^*(p, \lambda) = -g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu / M_W^2. \quad (\text{III.8})$$

En substituant les fonctions d'onde de lepton (III.3), de l'anti-neutrino (III.5) et du boson W^- (III.7) dans l'expression (III.2) et après quelques manipulations, on trouve

$$S_{fi}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{ig}{2\sqrt{2}\sqrt{8E_2 p_1^0 p_0} V^3} \mathcal{M}_{fi} (2\pi)^4 \delta^4(p_2 + p_1 - p), \quad (\text{III.9})$$

où la partie spinorielle \mathcal{M}_{fi} est donnée par :

$$\mathcal{M}_{fi} = \bar{u}(p_1, s_1) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(p_2, s_2) \varepsilon_\mu(p, \lambda), \quad (\text{III.10})$$

III.2.2 Largeur totale de la désintégration leptonique du boson W^-

Cette partie est consacrée au calcul de la largeur de désintégration totale pour la désintégration leptonique du boson W en absence d'un champ EM intense. Cependant, pour calculer la largeur de désintégration totale nous suivons la méthode standard utilisée par exemple dans [12]. Pour plus d'informations, la largeur de la désintégration leptonique du boson W^- est calculée de manière similaire à celle de la désintégration du pion démontrée précédemment dans le chapitre II. On obtient donc la largeur de la désintégration du boson W^- comme suit :

$$\begin{aligned} \Gamma &= V \underbrace{\int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3}}_{\text{Espace de phase}} V \underbrace{\int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3}}_{\text{Somme}} \frac{1}{T} \overbrace{\frac{1}{3}}^{\text{Moyenne}} \sum_{\lambda, s_1, 2} \overbrace{|S_{fi}|^2}^{\text{Élément de matrice}}, \\ &= \frac{g^2}{64p_0} \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 p_1^0} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 E_2} (2\pi)^4 \delta^4(p_2 + p_1 - p) |\overline{\mathcal{M}_{fi}}|^2. \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Dans lequel nous avons utilisé la propriété de la fonction de Dirac suivante :

$$[(2\pi)^4 \delta^4(p_2 + p_1 - p)]^2 = T V (2\pi)^4 \delta^4(p_2 + p_1 - p), \quad (\text{III.12})$$

avec

$$|\overline{\mathcal{M}_{fi}}|^2 = \frac{1}{3} \sum_{\lambda} \sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}_{fi}|^2 = \frac{1}{3} \sum_{\lambda} \sum_{s_1, s_2} |\bar{u}(p_1, s_1) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(p_2, s_2) \varepsilon_\mu(p, \lambda)|^2. \quad (\text{III.13})$$

Pour calculer l'intégration sur $d^3 p_2$, nous appliquons la relation ci-dessous comme suit :

$$\delta^4(p_2 + p_1 - p) = \delta^3(\mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}) \delta(E_2 + p_1^0 - p_0). \quad (\text{III.14})$$

Par conséquent, on aura :

$$\Gamma(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{64(2\pi)^2 p_0} \int \frac{d^3 p_1}{p_1^0 E_2} \delta(E_2 + p_1^0 - P_0) |\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2, \quad (\text{III.15})$$

où $\mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_1 - \mathbf{p} = 0$, Nous choisissons le référentiel au repos du boson W^- dans lequel $p_0 = M_W$ et $\mathbf{p} = 0$, alors $\mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}_1$. Ainsi, en utilisant $d^3 p_1 = |\mathbf{p}_1|^2 d|\mathbf{p}_1| d\Omega_\ell$, on obtient :

$$\Gamma(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{64(2\pi)^2 p_0} \int \frac{|\mathbf{p}_1|^2 d|\mathbf{p}_1| d\Omega_\ell}{p_1^0 E_2} \delta\left(|\mathbf{p}_1| + \sqrt{|\mathbf{p}_1|^2 + m_\ell^2} - M_W\right) |\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2. \quad (\text{III.16})$$

L'intégration sur $d|\mathbf{p}_1|$ peut être résolue en utilisant la fameuse formule qui est dans l'équation II.17. Donc, on obtient

$$\Gamma(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{64(2\pi)^2 p_0} \int \frac{|\mathbf{P}_1|^2 d\Omega_\ell}{p_1^0 E_2 |g'(|\mathbf{p}_1|)|} |\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2. \quad (\text{III.17})$$

où

$$g'(|\mathbf{p}_1|) = 1 + \frac{|\mathbf{p}_1|}{\sqrt{|\mathbf{p}_1|^2 + m_\ell^2}}. \quad (\text{III.18})$$

En utilisant le fait que $d\Omega_\ell = \sin(\theta) d\theta d\varphi$, $\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi$ et $E_1 = p_1^0$. Donc, l'équation (III.17) peut s'écrire comme suit :

$$\Gamma(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{128\pi p_0} \int \frac{|\mathbf{P}_1|^2 \sin(\theta) d\theta}{E_1 E_2 |g'(|\mathbf{q}_1|)|} |\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2, \quad (\text{III.19})$$

Pour évaluer la largeur de désintégration du boson W^- , on calcule d'abord la norme $|\mathbf{p}_1|$ du lepton sortant. On a :

$$g(|\mathbf{p}_1|) = 0 \quad \Rightarrow \quad |\mathbf{p}_1| + \sqrt{|\mathbf{p}_1|^2 + m_\ell^2} - M_W = 0. \quad (\text{III.20})$$

Alors, on trouve

$$E_2 = |\mathbf{p}_2| = |\mathbf{p}_1| = \frac{M_W^2 - m_\ell^2}{2 m_W}. \quad (\text{III.21})$$

Maintenant, tout le problème revient au calcul des traces dans l'algèbre de Dirac. Pour évaluer la partie spinorielle $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2$, nous utilisons les différentes propriétés que nous avons introduites dans le chapitre I. Pour faciliter la tâche, on utilise le *FEYN CALC* destiné à ce genre de calcul, nous pouvons programmer et calculer facilement les différentes traces qui se réduisent après à des quantités scalaires (produits de Lorentz), telles que :

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2 &= \frac{1}{3} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M_W^2} \right) \text{Tr} \left[(\not{p}_1 + m_\ell) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \not{p}_2 \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \right], \\ &= \frac{8(p_1 \cdot p_2)}{3} + \frac{16(p \cdot p_1)(p \cdot p_2)}{3M_W^2}. \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

Nous considérons une situation dans laquelle les impulsions du boson W^- entrant, du lepton et de l'anti-neutrino sortant sont les suivantes :

$$\begin{aligned} p &= (M_W, 0, 0, 0), \\ p_1 &= \left(E_1, |\mathbf{p}_1| \cos(\varphi) \sin(\theta), |\mathbf{p}_1| \sin(\varphi) \sin(\theta), |\mathbf{p}_1| \cos(\theta) \right), \\ p_2 &= \left(E_2, -|\mathbf{p}_1| \cos(\varphi) \sin(\theta), -|\mathbf{p}_1| \sin(\varphi) \sin(\theta), -|\mathbf{p}_1| \cos(\theta) \right), \quad \text{car } \mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2. \end{aligned}$$

Calcul des produits scalaires :

$$p_1 \cdot p_2 = E_1 E_2 + |\mathbf{p}_1|^2, \quad p \cdot p_1 = E_1 M_W, \quad p \cdot p_2 = E_2 M_W. \quad (\text{III.23})$$

Insérons l'éq. (III.23) dans la partie spinorielle (III.22), on obtient :

$$|\overline{\mathcal{M}}_{fi}|^2 = \frac{8}{3} (4E_1 E_2 + |\mathbf{p}_1|^2), \quad (\text{III.24})$$

En insérant l'équation (III.24) dans la largeur de désintégration (III.19) et après intégration sur $d\theta$, on trouve :

$$\Gamma(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{24\pi M_W} \frac{|\mathbf{P}_1|^2}{E_1 E_2 |g'(|\mathbf{q}_1|)|} (4E_1 E_2 + |\mathbf{p}_1|^2). \quad (\text{III.25})$$

La largeur totale de la désintégration du boson W^- en leptons est définie par :

$$\Gamma_{\text{Totale}}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) + \Gamma(W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) + \Gamma(W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau). \quad (\text{III.26})$$

III.3 Désintégrations leptoniques du boson W^- en présence d'un champ laser intense

Maintenant, nous considérons le processus (III.1) en présence d'un champ EM intense. Pour des raisons de simplicité mathématique, le champ EM, qui est supposé être monochromatique et polarisé circulairement, est décrit par le quadri-potentiel classique suivant :

$$A^\mu(\phi) = a_1^\mu \cos(\phi) + a_2^\mu \sin(\phi), \quad (\text{III.27})$$

dépendant d'une seule variable est la phase du champ EM $\phi = (k \cdot x)$, où $k = (\omega, \mathbf{k})$ est le quadri-vecteur d'onde ($k^2 = 0$) et ω est la fréquence du champ EM. Les quadri-vecteurs de polarisation $a_1^\mu = |\mathbf{a}|(0, 1, 0, 0)$ et $a_2^\mu = |\mathbf{a}|(0, 0, 1, 0)$ sont égales en magnitude et orthogonales, ce qui implique $(a_1 \cdot a_2) = 0$ et $a_1^2 = a_2^2 = a^2 = -|\mathbf{a}|^2 = -(\mathcal{E}_0/\omega)^2$ où \mathcal{E}_0 est l'intensité du champ électrique. Nous supposons que le quadri-vecteur potentiel satisfait à la condition de jauge de Lorentz, $k_\mu A^\mu = 0$, ce qui signifie que $(k \cdot a_1) = (k \cdot a_2) = 0$, indiquant que le vecteur d'onde \mathbf{k} est choisi pour être le long de l'axe z .

III.3.1 Élément de matrice de transition S_{fi} assisté par le champ laser

L'élément de la matrice de transition S_{fi} d'ordre le plus bas pour la désintégration leptonique du boson W^- assisté par le champ EM est le suivant [12] :

$$S_{fi}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{ig}{2\sqrt{2}} \int d^4x \bar{\psi}_\ell(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\bar{\nu}_\ell}(x) W_\mu^-(x), \quad (\text{III.28})$$

où $\psi_\ell(x)$ est la fonction d'onde du lepton ℓ^- relativiste dans un champ EM donné par la fonction de Dirac-Volkov relativiste normalisée au volume V [13] :

$$\psi_\ell(x) = \left[1 + \frac{e \mathbf{k} \cdot \mathbf{A}}{2(k \cdot p_1)} \right] \frac{u(p_1, s_1)}{\sqrt{2Q_1 V}} \times e^{iS(q_1, x)}, \quad (\text{III.29})$$

où $e = -|e|$ est la charge de l'électron, et

$$S(q_1, x) = -q_1 \cdot x - \frac{e(a_1 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} \sin(k \cdot x) + \frac{e(a_2 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} \cos(k \cdot x). \quad (\text{III.30})$$

Le quadri-vecteur $q_1 = (Q_1, \mathbf{q}_1)$ est la quasi-impulsion que le lepton acquiert en présence d'un champ EM. il est défini de la manière suivante :

$$q_1 = p_1 - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot p_1)} k, \quad q_1^2 = m_\ell^{*2} = m_\ell^2 - e^2 a^2, \quad (\text{III.31})$$

où m_ℓ^* est la masse effective du lepton au sein du champ EM. Pour le boson W^- (particule de spin 1) habillé par laser, sa fonction d'onde peut être écrite sous la forme suivante [14] :

$$W_\mu^-(x) = \left[g_{\mu\nu} - \frac{e}{(k \cdot p)} (k_\mu A_\nu - k_\nu A_\mu) - \frac{e^2}{2(k \cdot p)^2} A^2 k_\mu k_\nu \right] \frac{\varepsilon_\mu(p, \lambda)}{\sqrt{2p_0 V}} \times e^{iS(q, x)}, \quad (\text{III.32})$$

où $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ est le tenseur métrique de l'espace de Minkowski et

$$S(q, x) = -q \cdot x + \frac{e(a_1 \cdot p)}{k \cdot p} \sin(k \cdot x) - \frac{e(a_2 \cdot p)}{k \cdot p} \cos(k \cdot x), \quad (\text{III.33})$$

avec $q = p - \left[\frac{e^2 a^2}{2(k \cdot p)} \right] k$ ($q^2 = M_W^{*2}$) et $M_W^* = \sqrt{M_W^2 - e^2 a^2}$ sont, respectivement, la quasi-impulsion et la masse effective que le boson W^- acquiert à l'intérieur d'un champ EM.

En raison de sa charge électrique neutre, l'anti-neutrino n'interagit pas avec le champ laser. Par conséquent, il sera décrit par la fonction d'onde libre de Dirac comme indiqué dans l'équation (III.5). Après quelques manipulations, nous trouvons l'élément matrice S_{fi} assistée par laser pour la désintégration leptonique du boson W^- comme suit :

$$\begin{aligned} S_{fi}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) &= \frac{ig}{2\sqrt{2}\sqrt{8E_2 Q_1 p_0 V^3}} \int d^4x \bar{u}(p_1, s_1) \left\{ \left[1 + C(p_1) A \mathbf{k} \right] \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \right. \\ &\quad \times \left[g_{\mu\nu} - C(p) (k_\mu A_\nu - k_\nu A_\mu) - \frac{C(p)^2}{2} a^2 k_\mu k_\nu \right] \left. \right\} v(p_2, s_2) \\ &\quad \times \varepsilon_\mu(p, \lambda) e^{ip_2 \cdot x} e^{i(S(q, x) - S(q_1, x))}, \end{aligned} \quad (\text{III.34})$$

où $C(p_1) = e/(2(k.p_1))$ et $C(p) = e/(k.p)$. Maintenant, nous transformons le terme exponentiel $e^{i(S(q,x)-S(q_1,x))}$ en introduisant les paramètres suivants :

$$z = \sqrt{\zeta_1^2 + \zeta_2^2} \quad \text{avec} \quad \zeta_1 = -e\left(\frac{a_1.p}{k.p} + \frac{a_1.p_1}{k.p_1}\right); \quad \zeta_2 = -e\left(\frac{a_2.p}{k.p} + \frac{a_2.p_1}{k.p_1}\right), \quad (\text{III.35})$$

cela donne

$$e^{i(S(q,x)-S(q_1,x))} = e^{i(q_1-q).x} e^{-iz \sin(k.x-\phi_0)}, \quad (\text{III.36})$$

avec $\phi_0 = \arctan(\zeta_2/\zeta_1)$. Donc, l'élément de la matrice S_{fi} devient :

$$S_{fi}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{ig}{2\sqrt{2}\sqrt{8E_2Q_1p_0V^3}} \int d^4x \bar{u}(p_1, s_1) [C_0 + C_1 \cos(k.x) + C_2 \sin(k.x)] \times v(p_2, s_2) \varepsilon_\mu(p, \lambda) e^{i(p_2+q_1-q).x} e^{-iz \sin(k.x-\phi_0)}, \quad (\text{III.37})$$

où les trois quantités C_0 , C_1 , et C_2 sont exprimés de la manière suivante :

$$\begin{aligned} C_0 &= \gamma_\nu(1 - \gamma_5) - \frac{C(p)^2}{2} a^2 k_\mu k_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma_5), \\ C_1 &= C(p_1) \not{a}_1 \not{k} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) - C(p) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (k_\mu a_{1\nu} - k_\nu a_{1\mu}) - \frac{C(p)^2}{2} C(p_1) a^2 k_\mu k_\nu \\ &\quad \times \not{a}_1 \not{k} \gamma^\mu (1 - \gamma_5), \\ C_2 &= C(p_1) \not{a}_2 \not{k} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) - C(p) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (k_\mu a_{2\nu} - k_\nu a_{2\mu}) - \frac{C(p)^2}{2} C(p_1) a^2 k_\mu k_\nu \\ &\quad \times \not{a}_2 \not{k} \gamma^\mu (1 - \gamma_5). \end{aligned} \quad (\text{III.38})$$

La combinaison linéaire des trois différentes quantités dans l'équation (III.37) peuvent être transformées par les identités bien connues impliquant les fonctions de Bessel ordinaires $J_s(z)$ [15] :

$$\begin{bmatrix} 1 \\ \cos(k.x) \\ \sin(k.x) \end{bmatrix} \times e^{-iz \sin(\phi-\phi_0)} = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} B_s(z) \\ B_{1s}(z) \\ B_{2s}(z) \end{bmatrix} e^{-is(k.x)}, \quad (\text{III.39})$$

où

$$\begin{bmatrix} B_s(z) \\ B_{1s}(z) \\ B_{2s}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_s(z) e^{is\phi_0} \\ (J_{s+1}(z) e^{i(s+1)\phi_0} + J_{s-1}(z) e^{i(s-1)\phi_0})/2 \\ (J_{s+1}(z) e^{i(s+1)\phi_0} - J_{s-1}(z) e^{i(s-1)\phi_0})/2i \end{bmatrix}, \quad (\text{III.40})$$

où z est l'argument de la fonction de Bessel défini dans l'équation (III.35) et s son ordre, peut être interprété comme le nombre de photons échangés. En utilisant ces transformations dans l'équation (III.37) et en intégrant sur d^4x , l'élément de matrice S_{fi} devient :

$$S_{fi}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{ig}{2\sqrt{2}\sqrt{8E_2Q_1p_0V^3}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \mathcal{M}_{fi}^s (2\pi)^4 \delta^4(p_2 + q_1 - q - sk), \quad (\text{III.41})$$

où la quantité \mathcal{M}_{fi}^s est définie par

$$\mathcal{M}_{fi}^s = \bar{u}(p_1, s_1)\Lambda_s v(p_2, s_2)\varepsilon_\mu(p, \lambda), \quad (\text{III.42})$$

où

$$\Lambda_s = C_0 B_s(z) + C_1 B_{1s}(z) + C_2 B_{2s}(z). \quad (\text{III.43})$$

Nous appelons ici la quantité \mathcal{M}_{fi}^s "la partie spinorielle" car c'est la seule partie de l'élément de la matrice qui dépend du spin.

III.3.2 Largeur totale de la désintégration leptonique du boson W^- assistée par le champ laser.

Pour calculer la largeur de la désintégration totale en présence d'un champ EM, nous suivons la même procédure qu'en absence du champ laser dans la section III.2. On obtient :

$$\Gamma(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \Gamma^s(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell), \quad (\text{III.44})$$

où la largeur de la désintégration associée au nombre de photons, Γ^s , est définie comme suit

$$\Gamma^s(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{64p_0} \int \frac{d^3 q_1}{(2\pi)^3 Q_1} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 E_2} (2\pi)^4 \delta^4(p_2 + q_1 - q - sk) |\overline{\mathcal{M}_{fi}^s}|^2, \quad (\text{III.45})$$

nous avons utilisé $[(2\pi)^4 \delta^4(p_2 + q_1 - q - sk)]^2 = VT(2\pi)^4 \delta^4(p_2 + q_1 - q - sk)$, et

$$|\overline{\mathcal{M}_{fi}^s}|^2 = \frac{1}{3} \sum_{\lambda} \sum_{s_1, s_2} |\mathcal{M}_{fi}^s|^2 = \frac{1}{3} \sum_{\lambda} \sum_{s_1, s_2} |\bar{u}(p_1, s_1)\Lambda_s v(p_2, s_2)\varepsilon_\mu(p, \lambda)|^2. \quad (\text{III.46})$$

En effectuant l'intégration sur $d^3 p_2$ et en utilisant $\delta^4(p_2 + q_1 - q - sk) = \delta^3(\mathbf{p}_2 + \mathbf{q}_1 - \mathbf{q} - \mathbf{sk})\delta(E_2 + Q_1 - Q - s\omega)$, la largeur de la désintégration associée au nombre de photons Γ^s devient :

$$\Gamma^s(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{64(2\pi)^2 p_0} \int \frac{d^3 q_1}{Q_1 E_2} \delta(E_2 + Q_1 - Q - s\omega) |\overline{\mathcal{M}_{fi}^s}|^2, \quad (\text{III.47})$$

avec $\mathbf{p}_2 + \mathbf{q}_1 - \mathbf{q} - \mathbf{sk} = 0$. Nous choisissons le cadre au repos du boson W^- dans lequel $\mathbf{q} = 0$, alors $\mathbf{p}_2 = \mathbf{sk} - \mathbf{q}_1$. Par conséquent, on utilise $d^3 q_1 = |\mathbf{q}_1|^2 d|\mathbf{q}_1| d\Omega_\ell$, on obtient

$$\begin{aligned} \Gamma^s(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = & \frac{g^2}{64(2\pi)^2 p_0} \int \frac{|\mathbf{q}_1|^2 d|\mathbf{q}_1| d\Omega_\ell}{Q_1 E_2} \delta\left(\sqrt{(s\omega)^2 + |\mathbf{q}_1|^2} - 2s\omega|\mathbf{q}_1| \cos(\theta)\right. \\ & \left. + \sqrt{|\mathbf{q}_1|^2 + m_\ell^{*2}} - M_W^* - s\omega\right) |\overline{\mathcal{M}_{fi}^s}|^2. \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

L'intégrale restante sur $d|\mathbf{q}_1|$ peut être résolue en utilisant la formule (II.17). Alors, nous obtenons

$$\Gamma^s(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{64(2\pi)^2 p_0} \int \frac{|\mathbf{q}_1|^2 d\Omega_\ell}{Q_1 E_2 |g'(|\mathbf{q}_1|)|} |\overline{\mathcal{M}_{fi}^s}|^2. \quad (\text{III.49})$$

où

$$g'(|\mathbf{q}_1|) = \frac{|\mathbf{q}_1| - s\omega \cos(\theta)}{\sqrt{(s\omega)^2 + |\mathbf{q}_1|^2 - 2s\omega|\mathbf{q}_1| \cos(\theta)}} + \frac{|\mathbf{q}_1|}{\sqrt{|\mathbf{q}_1|^2 + m_\ell^{*2}}}. \quad (\text{III.50})$$

En utilisant $d\Omega_\ell = \sin(\theta)d\theta d\varphi$ et $\int d\varphi = 2\pi$, l'équation (III.49) peut s'écrire comme ci-dessous :

$$\Gamma^s(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{g^2}{128\pi p_0} \int \frac{|\mathbf{q}_1|^2 \sin(\theta) d\theta}{Q_1 E_2 |g'(|\mathbf{q}_1|)|} |\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2. \quad (\text{III.51})$$

III.3.3 Calcul de la partie spinorielle $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2$ en présence d'un champ laser

Le terme $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2$ (III.51) peut être calculé en convertissant les sommes sur les spins en traces comme suit :

$$|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2 = \frac{1}{3} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M_W^2} \right) \text{Tr} \left[(\not{p}_1 + m_\ell) \Lambda_s \not{p}_2 \bar{\Lambda}_s \right], \quad (\text{III.52})$$

où

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda}_s &= \gamma^0 \Lambda_s^\dagger \gamma^0, \\ &= \bar{C}_0 B_s^*(z) + \bar{C}_1 B_{1s}^*(z) + \bar{C}_2 B_{2s}^*(z), \end{aligned} \quad (\text{III.53})$$

et

$$\begin{aligned} \bar{C}_0 &= \gamma^0 C_0^\dagger \gamma^0 = \gamma_\mu (1 - \gamma_5) - \frac{C(p)^2}{2} a^2 k_\mu k_\nu \gamma^\nu (1 - \gamma_5), \\ \bar{C}_1 &= \gamma^0 C_1^\dagger \gamma^0 = C(p_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \not{k} \not{a}_1 - C(p) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) (k_\mu a_{1\nu} - k_\nu a_{1\mu}) \\ &\quad - \frac{C(p)^2}{2} C(p_1) a^2 k_\mu k_\nu \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \not{k} \not{a}_1, \\ \bar{C}_2 &= \gamma^0 C_2^\dagger \gamma^0 = C(p_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \not{k} \not{a}_2 - C(p) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) (k_\mu a_{2\nu} - k_\nu a_{2\mu}) \\ &\quad - \frac{C(p)^2}{2} C(p_1) a^2 k_\mu k_\nu \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \not{k} \not{a}_2. \end{aligned} \quad (\text{III.54})$$

Le calcul de la trace est effectué à l'aide de *FEYNCALC* [16–18]. L'expression détaillée et explicite obtenue pour le carré moyenne de la partie spinorielle $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2$ est donnée par :

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2 &= \frac{1}{3} \left[A J_s^2(z) + B J_{s+1}^2(z) + C J_{s-1}^2(z) + D J_s(z) J_{s+1}(z) + E J_s(z) J_{s-1}(z) \right. \\ &\quad \left. + F J_{s+1}(z) J_{s-1}(z) \right], \end{aligned} \quad (\text{III.55})$$

où les six coefficients A, B, C, D, E et F sont explicitement exprimés comme indiqué ci-dessous :

$$\begin{aligned} A &= \frac{4}{(k.p)^2 M_W^2} \left[a^4 e^4 (k.p_1)(k.p_2) + 2a^2 e^2 (2(k.p_1)(k.p_2) M_W^2 + (k.p)^2 (p_1.p_2) \right. \\ &\quad \left. - (k.p)(k.p_2)(p.p_1) - (k.p)(k.p_1)(p.p_2)) + 2(k.p)^2 (M_W^2 (p_1.p_2) \right. \\ &\quad \left. + 2(p.p_1)(p.p_2)) \right], \end{aligned} \quad (\text{III.56})$$

$$\begin{aligned}
B = & \frac{-e^2}{2(k.p)(k.p_1)^3 M_W^2} \left[4(k.p)(k.p_1)^2 (-(a_1.p_1)(a_1.p_2)(k.p) + a^2((k.p)(p_1.p_2) \right. \\
& + (k.p_2)(M_W^2 - (p.p_1)) + 2(k.p)(p.p_2) + (k.p_1)(p.p_2))) - a^2(k.p_1) \\
& \times (a^2 e^2((k.p)(k.p_2)p_0 - (k.p_1)(k.p_2)p_1^0 - 2(k.p)^2 E_2) + 2(k.p)((k.p_1)p_0(p_1.p_2) \\
& + p_1^0(2(k.p_2)M_W^2 + 4(k.p)(p.p_2) + (k.p_1)(p.p_2) + 2(k.p)(k.p_1)s)))\omega + a^4 e^2 \\
& \times (2(k.p)(k.p_2)M_W^2 + (k.p_1)^2(p_1.p_2) + (k.p)(4(k.p) + (k.p_1))(p.p_2))\omega^2 \\
& + |\mathbf{a}||\mathbf{q}_1|(k.p_1)(2|\mathbf{a}|(k.p)(2((k.p_2)M_W^2 + 2(k.p)(p.p_2))\omega + (k.p_1)(-(k.p_2)p_0 \\
& + 2(k.p)(p_1^0 + E_2) + (p.p_2)\omega)) \cos(\theta) + (a_1.p_1)(k.p_1)\omega(-2(k.p)p_0 + a^2 e^2\omega) \\
& \left. \times \sin(\theta) \right], \tag{III.57}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C = & \frac{e^2}{2(k.p)(k.p_1)^3 M_W^2} \left[-4(k.p)(k.p_1)^2 (-(a_1.p_1)(a_1.p_2)(k.p) + a^2((k.p)(p_1.p_2) \right. \\
& + (k.p_2)(M_W^2 - (p.p_1)) + 2(k.p)(p.p_2) + (k.p_1)(p.p_2))) - a^2(k.p_1)(a^2 e^2((k.p) \\
& \times (k.p_2)p_0 - (k.p_1)(k.p_2)p_1^0 - 2(k.p)^2 E_2) + 2(k.p)((k.p_1)p_0(p_1.p_2) + p_1^0 \\
& \times (2(k.p_2)M_W^2 + 4(k.p)(p.p_2) + (k.p_1)(p.p_2) + 2(k.p)(k.p_1)s)))\omega + a^4 e^2(2(k.p) \\
& \times (k.p_2)M_W^2 + (k.p_1)^2(p_1.p_2) + (k.p)(4(k.p) + (k.p_1))(p.p_2))\omega^2 + |\mathbf{a}||\mathbf{q}_1|(k.p_1) \\
& \times (2|\mathbf{a}|(k.p)(2((k.p_2)M_W^2 + 2(k.p)(p.p_2))\omega + (k.p_1)(-(k.p_2)p_0 + 2(k.p)(p_1^0 \\
& + E_2) + (p.p_2)\omega)) \cos(\theta) + (a_1.p_1)(k.p_1)\omega(-2(k.p)p_0 + a^2 e^2\omega) \sin(\theta) \left. \right], \tag{III.58}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D = & \frac{e}{(k.p)^2(k.p_1)^2 M_W^2} \left[2(k.p)(k.p_1)(-a^2 e^2(k.p_1)(2(a_1.p_2)(k.p) + (a_1.p_2)(k.p_1) \right. \\
& + (a_1.p_1)(k.p_2)) + 2(k.p)(-(a_1.p_2)(k.p_1)M_W^2 + (a_1.p_1)(k.p_2)M_W^2 \\
& + (a_1.p_2)(k.p_1)(p.p_1) + (a_1.p_1)(2(k.p) + (k.p_1))(p.p_2))) + |\mathbf{a}||\mathbf{q}_1|\omega \\
& \times (a^4 e^4((k.p)(2(k.p) + (k.p_1)) - 2(k.p_1)(k.p_2))\omega - 4(k.p)^2(k.p_1)(p_0(2(p.p_2) \\
& + (k.p_1)s) + M_W^2(p_1^0 + -s\omega)) + 2a^2 e^2(k.p)(-(k.p)(k.p_1)(p_0 + 2(p_1^0 + E_2)) \\
& + (k.p)(M_W^2 + 2(k.p_1)s)\omega + (k.p_1)(2(k.p_2)p_0 + 2(p.p_2)\omega + (k.p_1)s\omega))) \sin(\theta) \left. \right], \tag{III.59}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E = & \frac{e}{(k.p)^2(k.p_1)^2 M_W^2} \left[2(k.p)(k.p_1)(-a^2 e^2(k.p_1)(2(a_1.p_2)(k.p) + (a_1.p_2)(k.p_1) \right. \\
& + (a_1.p_1)(k.p_2)) + 2(k.p)(-(a_1.p_2)(k.p_1)M_W^2 + (a_1.p_1)(k.p_2)M_W^2 \\
& + (a_1.p_2)(k.p_1)(p.p_1) + (a_1.p_1)(2(k.p) + (k.p_1))(p.p_2))) + |\mathbf{a}||\mathbf{q}_1|\omega \\
& \times (-a^4 e^4((k.p)(2(k.p) + (k.p_1)) - 2(k.p_1)(k.p_2))\omega + 2a^2 e^2(k.p)((k.p_1) \\
& \times (-2(k.p_2)p_0 + (k.p)(p_0 + 2(p_1^0 + E_2))) - ((k.p)M_W^2 + 2(k.p_1)(p.p_2) \\
& + (k.p_1)(2(k.p) + (k.p_1))s)\omega + 4(k.p)^2(k.p_1)(p_0(2(p.p_2) + (k.p_1)s) \\
& + M_W^2(p_1^0 + E_2 - s\omega))) \sin(\theta) \left. \right], \tag{III.60}
\end{aligned}$$

$$F = \frac{4e^2(a_1.p_1)(a_1.p_2)(k.p)}{(k.p_1)M_W^2}. \tag{III.61}$$

Où les différents produits scalaires sont évalués de sorte que le boson W^- est au repos, et

$$p_0 = M_W^* + \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p)}, \quad p_1^0 = Q_1 + \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k.p_1)}. \tag{III.62}$$

L'expression de $|\mathbf{q}_1|$ est obtenue en résolvant numériquement l'équation $g(|\mathbf{q}_1|) = 0$, qui est une condition requise pour appliquer la formule familière donnée dans (II.17). Nous mentionnons ici que les résultats obtenus dans le calcul de la trace contiennent les différents tenseurs antisymétriques, $\epsilon(a, b, c, d) = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} a^\mu b^\nu c^\rho d^\sigma$ pour tous les quadri-vecteurs a, b, c et d , qui apparaissent lorsque les matrices γ rencontrent la matrice γ_5 au sein de la trace. Par exemple ($\text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma^5] = -4i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$). Parce qu'il a été calculé analytiquement et remplacé dans notre programme de simulation, il n'apparaît pas dans le résultat mentionné ci-dessus. Nous donnons ci-après un exemple qui montre comment calculer ces tenseurs en utilisant la sommation d'Einstein et la convention de Grozin $\epsilon_{0123} = 1$,

$$\begin{aligned} \epsilon(a_1, a_2, p_1, p_2) &= \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} a_1^\mu a_2^\nu p_1^\rho p_2^\sigma, \\ &= |\mathbf{a}|^2 \left[\epsilon_{1203} p_1^0 p_2^3 + \epsilon_{1230} p_1^3 p_2^0 \right], \\ &= |\mathbf{a}|^2 \left[p_1^0 (s\omega - |\mathbf{q}_1| \cos(\theta)) - \left(|\mathbf{q}_1| \cos(\theta) + \frac{e^2 a^2 \omega}{2(k \cdot p_1)} \right) p_2^0 \right]. \end{aligned} \quad (\text{III.63})$$

Jusqu'à présent, nous avons effectué un calcul théorique détaillé afin d'obtenir l'expression de largeur de désintégration leptonique du boson W^- en présence d'un champ EM. La quantité la plus connue et la plus importante qui vient directement après le calcul de largeur de désintégration est la durée de vie, et comme nous n'avons pris en compte que la désintégration leptonique sans hadronique, nous ne sommes pas autorisés à parler de la durée de vie du boson W^- , car cette quantité nécessite l'expression de largeur de désintégration totale qui combine les désintégrations leptoniques et hadroniques du boson W^- . Ceci est dans nos perspectives et fera l'objet d'une prochaine recherche dans laquelle nous voulons étudier la désintégration hadronique du boson W^- en présence d'un champ EM, puis nous combinerons les résultats obtenus avec les résultats leptoniques actuels afin de pouvoir explorer l'effet du laser sur la durée de vie comme un point très important qui doit être abordé.

III.4 Résultats numériques et discussion

Cette section est consacrée à la présentation, l'analyse et la discussion des résultats numériques obtenus en relation avec la largeur de désintégration leptonique du boson W^- en présence d'un champ EM polarisé circulairement. Par la suite, nous verrons l'effet que le laser peut avoir en termes de ses paramètres sur la largeur de désintégration leptonique. Nous avons choisi d'avoir l'origine de référence du boson W qui est au repos avant la désintégration. Rappelons ici que la géométrie sur laquelle nous avons travaillé dans ce travail est une géométrie générale dont les coordonnées sphériques sont θ et φ . L'angle φ a été choisi pour être nul ($\varphi = 0^\circ$) dans tous les résultats obtenus.

Les résultats ci-dessous ont été obtenus en se basant sur les paramètres suivants [5] :

$$\begin{aligned} M_W &= 80.379 \text{ GeV}, \\ m_e &= 0.511 \times 10^{-3} \text{ GeV}, \quad m_\mu = 0.1057 \text{ GeV}, \quad m_\tau = 1.777 \text{ GeV}, \\ e &= -8.5424546 \times 10^{-2} \text{ (charge de l'électron en unité naturelle)}. \end{aligned} \quad (\text{III.64})$$

La première vérification à laquelle nous sommes habitués dans de tels processus se produisant dans le champ EM est de s'assurer que la largeur de désintégration en présence du champ laser est exactement égal à son correspondant en absence du laser lorsque nous prenons le champ laser nul ($\mathcal{E}_0 = 0$ V/cm) et sans l'échange d'aucun photon ($s = 0$). Dans ce cas, l'argument des fonctions de Bessel est égal à $z = 0$. Ainsi, tous les termes qui contribuent à la "partie spinelle" $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2$ donnée dans (III.55) seront nuls sauf le terme multiplié par le coefficient A , puisque $J_0(0) = 1$ et $J_1(0) = J_{-1}(0) = 0$. L'expression de $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2$ devient $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^s|^2 = AJ_s^2(z)/3$, et si nous prenons $a^2 = 0$, nous obtenons l'expression de la trace de la désintégration leptonique W^- en absence du champ laser [12] :

$$|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^{\text{sans laser}}|^2 = \frac{8}{3} \left((p_1 \cdot p_2) + \frac{2(p \cdot p_1)(p \cdot p_2)}{M_W^2} \right). \quad (\text{III.65})$$

Pour les autres quantités qui composent la largeur de désintégration dans l'équation (III.51), nous trouvons à $\mathcal{E}_0 = 0$ V/cm et $s = 0$ leur expression en absence du champ laser. Il faut noter que le fait de limiter seulement $s = 0$ mais de garder $\mathcal{E}_0 \neq 0$ ne conduit pas à la situation sans laser. On constate que le laser a un effet sur la largeur de désintégration même si elle n'y a pas d'échange de photons. Les figures III.2 à III.5 montrent la largeur de désintégration multi-photonique $d\Gamma^s/d\theta$ (III.51) pour le processus ($W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$) en fonction du nombre net de photons s transférés entre le système en désintégration et le champ laser. Pour montrer numériquement l'effet de l'intensité du champ et de la fréquence sur le phénomène de transfert d'énergie multi-photonique, nous présentons la largeur de désintégration associée au nombre de photons à différentes intensités du champ et des fréquences pour l'angle $\theta = 90^\circ$. Pour examiner l'effet de l'intensité du champ électrique dans la première étape, nous avons fixé, dans les Figs. III.2, III.3 et III.4 la fréquence à la valeur $\hbar\omega = 1.17$ eV et modifié l'intensité du champ \mathcal{E}_0 pour qu'elle soit égale à $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm dans la Fig. III.3, $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm à la Fig. III.4 et $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm pour la figure III.2. En comparant ces trois figures entre eux, on constate que lorsque l'intensité du champ électrique augmente à une fréquence fixe, le nombre de photons échangés s'accroît, ce qui est évident à travers la valeur du nombre du cut-off dans chaque cas. Les valeurs des cut-offs dans les figures III.3, III.4 et III.2 sont, respectivement, 20, 160 et 1500 (pour le côté d'absorption) et -20 , -160 et -1500 (pour le côté d'émission). On peut également observer sur ces figures que l'ordre de grandeur de $d\Gamma^s/d\theta$ diminue lorsque l'intensité du champ augmente. C'est l'effet de l'intensité du champ électrique. Pour l'effet de la fréquence du laser, nous avons exactement inversé la situation précédente. Dans les Figs. III.2, III.3 et III.5, nous avons fixé l'intensité du champ à la valeur $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et changé la fréquence du laser de $\hbar\omega = 0.117$ eV dans la Fig. III.2, $\hbar\omega = 1.17$ eV pour la Fig. III.3 et $\hbar\omega = 2$ eV pour la Fig. III.5. À travers ces figures, nous pouvons constater que, contrairement à l'effet de l'intensité du champ, lorsque la fréquence du laser augmente, le nombre de photons échangés diminue, ce qui est mis en évidence par la diminution du nombre de cut-off de la valeur 1500 à la fréquence $\hbar\omega = 0.117$ eV [Fig. III.2] à 10 à la fréquence $\hbar\omega = 2$ eV [Fig. III.5] avec une intensité du champ constante égale à $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm. En ce qui concerne l'ordre de grandeur de $d\Gamma^s/d\theta$, on constate aussi qu'elle augmente avec l'augmentation de la fréquence du laser jusqu'à atteindre, par exemple, $d\Gamma^s/d\theta = 17 \times 10^6$ eV à la fréquence $\hbar\omega = 2$ eV et $s = 4$ [voir Fig. III.5]. Sur la base de ce qui précède, on peut dire que pour une intensité du champ croissante et une fréquence

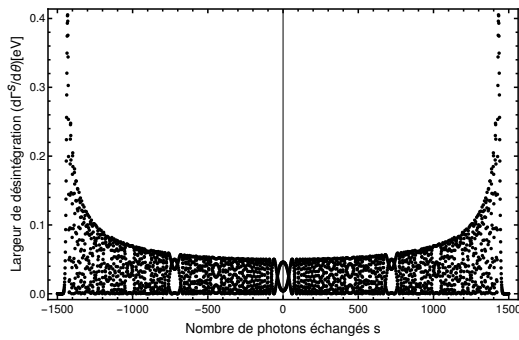


FIGURE III.2 – Largeur de désintégration multi-photonique $d\Gamma^s/d\theta$ ($W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$) (III.51) (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 0,117$ eV ou $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm et $\hbar\omega = 1,17$ eV.

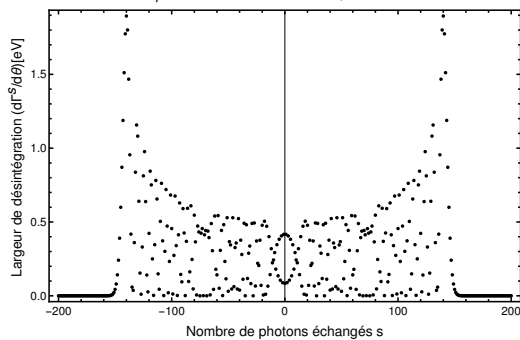


FIGURE III.4 – Largeur de désintégration multi-photonique (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV.

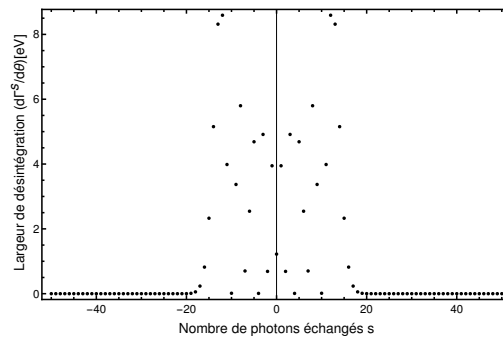


FIGURE III.3 – Largeur de désintégration multi-photonique (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV.

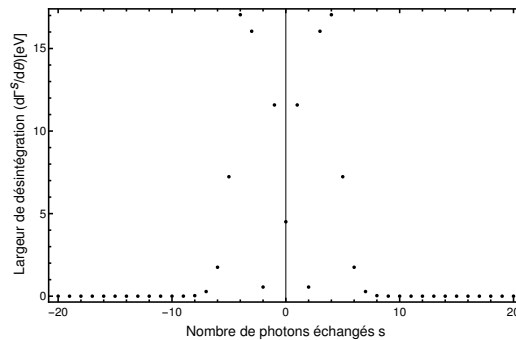


FIGURE III.5 – Largeur de désintégration multi-photonique (en unités de 10^6) en fonction du nombre de photons échangés s , avec les coordonnées sphériques $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. L'intensité du champ électrique et la fréquence sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV.

fixe, les processus impliquant un grand nombre de photons contribuent de manière significative, contrairement au cas des hautes fréquences et de l'intensité du champ fixe où seuls les processus d'échange de photons faibles sont importants. Ceci est démontré par la formule de l'argument $z = -e(a_1 \cdot p_1)/(k \cdot p_1) \propto \mathcal{E}_0/\omega^2$ donnée par (III.35), qui est responsable des effets du champ laser, car il diminue avec les fréquences plus élevées et vice versa, ce qui signifie qu'à des fréquences plus faibles, un plus grand nombre de photons peut être échangé ; comme cela peut être déduit du comportement de la fonction de Bessel $J_s(z)$ et clairement vu dans les figures III.2-III.5. Donc, pour des intensités du champ plus fortes ou des fréquences plus faibles, on peut s'attendre à un effet accru sur la largeur de désintégration leptonique. Les hauteurs des différents pics du nombre de photons dépendent de manière critique des valeurs des fonctions de Bessel ordinaires. Dans tous les résultats précédents présentés dans les figures III.2-III.5, les contributions des différents processus à photons s sont coupées à deux bords qui sont symétriques par rapport à $s = 0$. Il apparaît aussi que tous les spectres sont des enveloppes symétriques par rapport aux

bords positifs et négatifs, ce qui signifie que les processus d'absorption de photons ($s > 0$) sont exactement égaux aux processus d'émission des photons ($s < 0$). Le nombre de cut-off peut être expliqué par les propriétés bien connues de la fonction de Bessel, qui diminue fortement lorsque son argument z (équation III.35) est approximativement égal à son ordre s . Ce résultat a déjà été mentionné dans les références [19, 20].

En fait, notre objectif en traçant des enveloppes en termes de nombre de photons échangés est d'obtenir les nombres de cut-offs pour chaque intensité et de la fréquence du champ spécifié. Le nombre de cut-off est défini comme un nombre fixe de photons pour laquelle la largeur de désintégration associée $d\Gamma^s/d\theta$ tombe brusquement ($d\Gamma^s/d\theta = 0$). Ce nombre est très important pour nous parce qu'avec lui, nous nous assurons que la fameuse règle de la somme de Kroll-Watson [21] est vérifiée. Par ailleurs, et dans ce contexte, nous mentionnons ici que cette règle de somme dans notre cas peut être formulée mathématiquement comme suit :

$$\sum_{s=-\text{cutoff}}^{+\text{cutoff}} \Gamma^s(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \Gamma^{\text{sans laser}}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell), \quad (\text{III.66})$$

et elle est obtenue lorsque la largeur de désintégration en présence du champ laser tend vers les résultats sans laser, en augmentant le nombre de photons échangés jusqu'à ce qu'ils soient exactement égaux lorsque nous atteignons le nombre de cut-off. Dans l'étape suivante, nous allons essayer de faire en sorte que cette règle de somme soit bien respectée. Prenons par exemple le cas présenté dans la Fig. III.4 où l'intensité du champ $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et la fréquence $\hbar\omega = 1.17$ eV, le nombre de cut-off, dans ce cas est égal, comme indiqué sur la Fig. III.4, à environ +160 (pour l'absorption) et -160 (pour l'émission). En réalité, ce nombre de photons échangés ne peut pas être considéré comme un nombre de cut-off selon la définition mentionnée précédemment, car la largeur de désintégration $d\Gamma^s/d\theta$ n'est pas exactement égal à 0; mais il est tellement faible que notre programme numérique lui donne une valeur nulle lors du tracé des courbes. En vérifiant les valeurs numériquement, nous avons trouvé que la largeur de désintégration $d\Gamma^s/d\theta$ est nulle exactement à $s \leq 450$ ($s \geq -450$). Par conséquent, la règle de la somme doit être satisfaite essentiellement à ce nombre de photons échangés. Pour le prouver, nous avons représenté graphiquement la largeur de désintégration $d\Gamma(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)/d\theta$ (III.44), à $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV, sommé sur un nombre croissant de photons échangés et comparé au largeur de désintégration en absence du champ laser. Les courbes obtenues à cet effet sont représentées sur la Fig. III.6, où les nombres de photons échangés sur lesquels nous avons sommé la largeur de désintégration leptonique sont les suivants : $-N \leq s \leq +N$, où $N = 30, 60, 120, 180, 200, 450$. Pour plus de précision, nous soulignons ici que le fait de choisir un certain nombre de photons et de tronquer la somme sur ce nombre est une sélection aléatoire pour donner un résultat illustratif de l'effet du laser sur les quantités calculées, puisque nous ne pouvons pas connaître exactement le nombre de photons que le système en désintégration échange réellement avec le laser à une intensité du champ et une fréquence données. A travers la Fig. III.6, il nous apparaît clairement qu'avec l'augmentation du nombre de photons échangés entre le système en désintégration et le champ laser, l'effet de ce dernier sur la largeur de désintégration leptonique diminue progressivement jusqu'à devenir complètement absent lorsque le nombre de photons échangés est égal au nombre de cut-off (dans ce cas $-450 \leq s \leq +450$), et nous obtenons donc deux courbes identiques. En d'autres termes, nous disons que la largeur de

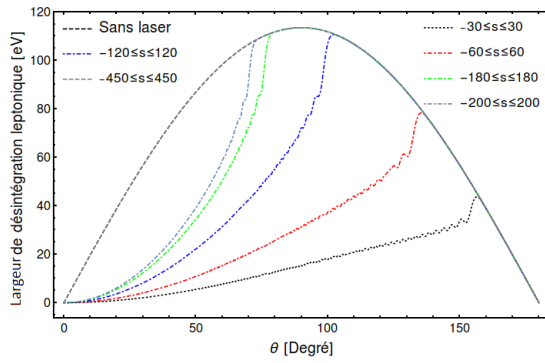


FIGURE III.6 – La variation de largeur de désintégration leptonique sommée $d\Gamma(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)/d\theta$ (III.44) (en unités de 10^6) avec et sans laser en fonction de l'angle θ pour différents nombres de photons échangés. L'intensité et la fréquence du champ sont $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV.

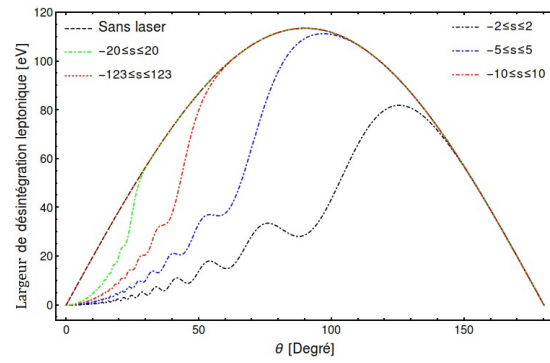


FIGURE III.7 – La modification de la largeur de désintégration leptonique sommée (en unités de 10^6) avec et sans laser en fonction de l'angle θ pour différents nombres de photons échangés. L'intensité et la fréquence du champ sont $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV.

désintégration leptonique additionné sur un nombre de photon échangé s'approche lentement et tend, à mesure que le nombre de photons échangés augmente, vers son correspondant en absence du laser jusqu'à ce qu'il soit exactement égal à celui-ci à un nombre spécifié de photons échangés, qui est le nombre de cut-off. C'est exactement ce que nous entendons par la règle de la somme qui est, dans notre cas, respectée et réalisée avec succès.

L'idée de la règle de la somme a été conçue à l'origine lorsque Kroll et Watson ont calculé, en 1973, la formule de la section efficace différentielle pour le processus de diffusion élastique d'électrons en présence d'un champ laser en négligeant l'interaction de l'atome (potentiel de diffusion) avec le laser [21]. Dans le cadre de l'approximation de Kroll-Watson, les renseignements obtenus à partir de largeur de désintégration leptonique assisté par laser concernant le système de désintégration sont les mêmes que ceux obtenus à partir de largeur de désintégration sans le champ laser.

La Fig. III.7 montre la même chose que la Fig. III.6, sauf que dans ce cas, l'intensité du champ électrique et la fréquence sont, respectivement, $\mathcal{E}_0 = 10^6$ V/cm et $\hbar\omega = 2$ eV, qui sont les mêmes valeurs utilisées pour dessiner l'enveloppe dans la Fig. III.5. Comme indiqué dans la Fig. III.5, le nombre de cut-off est égal à 10 pour l'absorption (-10 pour l'émission). Mais sa valeur réelle, à partir de laquelle la largeur de désintégration associée au nombre de photons est nulle, est de 123. Par conséquent, nous voyons que la règle de la somme de la Fig. III.7 est réalisée exactement à ce nombre de photons échangés. Ce sont deux exemples clairs qui suffisent pour s'assurer que la règle de somme bien connue est respectée et peuvent donc être servis et considérés comme une preuve de l'exactitude de nos calculs théoriques.

Initialement, la règle de somme s'est manifestée dans les processus atomiques qui se produisent en présence du laser dans le domaine non relativiste [22–25], puis elle a été étendue à d'autres diffusions relativistes [26–30] et processus de désintégration faible [9, 10, 31]. Dans le cadre de l'interaction laser-matière, les seules fonctions mathématiques spéciales intervenant dans le calcul théorique sont les fonctions de Bessel. Par conséquent, leurs propriétés mathématiques jouent évidemment un rôle important dans le comportement des quantités mesurées. Comme

le nombre de cut-off, la règle de la somme est en fait un reflet des propriétés des fonctions de Bessel. Pour expliquer cela, nous donnons un exemple. Dans ce cas, Nous considérons le carré des fonctions de Bessel ordinaires suivantes, $J_s^2(z)$, $J_{s+1}^2(z)$ et $J_{s-1}^2(z)$, qui contribuent au largeur de désintégration via l'équation (III.55). La somme de ces fonctions sur l'ordre s conduit à deux cas différents. La première est la sommation sur un ordre s inférieur au nombre de cut-off ($|s| < |\text{cutoff}|$) pour chaque fonction de Bessel, ce qui donne :

$$\sum_{-80}^{80} J_s^2(100) = 0.588359; \quad \sum_{-100}^{100} J_{s+1}^2(150) = 0.467531; \quad \sum_{-150}^{150} J_{s-1}^2(200) = 0.541836. \quad (\text{III.67})$$

La deuxième est la sommation sur un ordre s supérieur ou égal au nombre de cut-off ($|s| \geq |\text{cutoff}|$).

$$\sum_{-120}^{120} J_s^2(100) = 1; \quad \sum_{-180}^{180} J_{s+1}^2(150) = 1; \quad \sum_{-220}^{220} J_{s-1}^2(200) = 1. \quad (\text{III.68})$$

Si nous nous concentrons par exemple sur $J_s^2(100)$, son nombre de cut-off est approximativement égal à 100 (ou -100) (c'est-à-dire que $J_{100}^2(100) = J_{-100}^2(100) = 0$). La relation $\sum_{-120}^{120} J_n^2(100) = 1$ est en fait une sorte de règle de somme qui nous conduit, avec les autres fonctions, à la dernière que nous avons incluse dans l'équation (III.66) ; cela signifie que la somme du carré de la fonction $J_n(z)$, $J_n^2(z)$, sur son nombre de cutoff à un argument spécifique z est exactement égale à son carré lorsque l'ordre s et l'argument z sont nuls (cela signifie dans notre cas l'absence du laser),

$$\sum_{-\text{cutoff}}^{+\text{cutoff}} J_s^2(z) = J_0^2(0) = 1. \quad (\text{III.69})$$

Cette dernière équation peut être corrélée avec celle donnée dans l'équation (III.66). Tout ceci pour montrer à quel point les fonctions de Bessel sont essentielles dans les résultats obtenus. Afin de réaliser l'importance de l'effet du laser sur la largeur de désintégration leptonique et du rendre plus clair, il est pratique d'introduire ici une quantité désignée par $R_{\text{avec/sans}}$ et définie comme le rapport entre la largeur de désintégration leptonique sommé dans le champ EM donné dans l'équation (III.44) et son correspondant en absence du champ laser ; c'est-à-dire,

$$R_{\text{avec/sans}} = \frac{\Gamma_{\text{avec laser}}(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma_{\text{sans laser}}(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}. \quad (\text{III.70})$$

Dans les Figs. III.8 et III.9, nous cherchons à illustrer l'effet de la fréquence du laser à la fois sur le rapport $R_{\text{avec/sans}}$ (III.70) et sur la largeur de désintégration leptonique totale, qui est égal la somme des largeus de désintégrations de l'électron, du muon et du tau. Pour ce faire, nous avons tracé leurs changements en fonction de l'intensité du champ électrique pour deux fréquences différentes, la fréquence du laser CO_2 ($\hbar\omega = 0,117$ eV) et la fréquence du laser Nd :YAG ($\hbar\omega = 1,17$ eV). A partir de la Fig. III.8, on constate que le laser CO_2 affecte le rapport $R_{\text{avec/sans}}$ uniquement lorsque l'intensité du champ électrique est supérieure au seuil de 10^3 V/cm, tandis que l'effet du laser Nd : YAG sur le rapport ne commence que lorsque l'intensité du champ est supérieure à 10^5 V/cm ; ainsi, le laser CO_2 , qui a une fréquence inférieure à celle du laser Nd :YAG, peut affecter le rapport $R_{\text{avec/sans}}$ plus que le laser Nd :YAG, même à des faibles intensité du champ. Par exemple, la valeur de $R_{\text{avec/sans}}$ lorsque $\mathcal{E}_0 = 10^5$ V/cm en

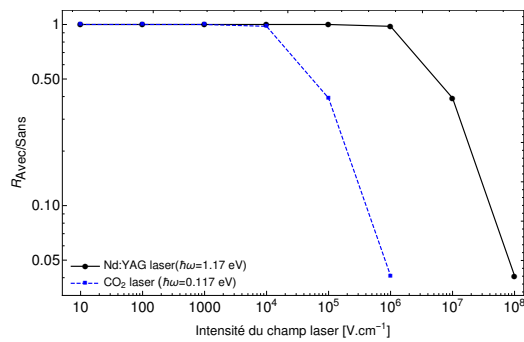


FIGURE III.8 – La modification du rapport $R_{\text{avec/sans}}$ (III.70) en fonction de l'intensité du champ électrique pour le laser Nd :YAG ($\hbar\omega = 1,17$ eV) et le laser CO₂ ($\hbar\omega = 0,117$ eV). La somme du nombre des photons échangés est la suivante : $-60 \leq s \leq +60$.

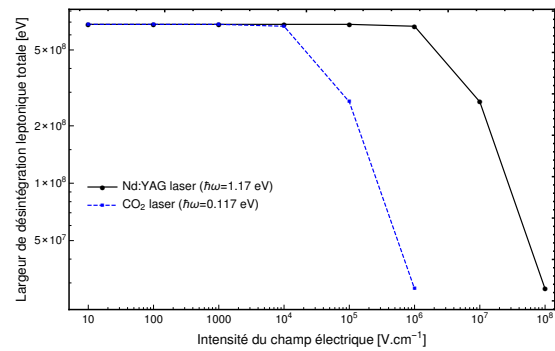


FIGURE III.9 – La variation de largeur de désintégration leptonique totale (somme des leptons) en fonction de l'intensité du champ électrique pour le laser Nd :YAG ($\hbar\omega = 1.17$ eV) et le laser CO₂ ($\hbar\omega = 0.117$ eV). La somme du nombre de photons échangés est la suivante $-60 \leq s \leq +60$.

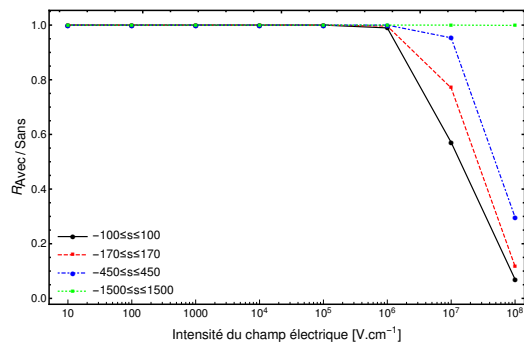


FIGURE III.10 – La modification du rapport $R_{\text{avec/sans}}$ (III.70) en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

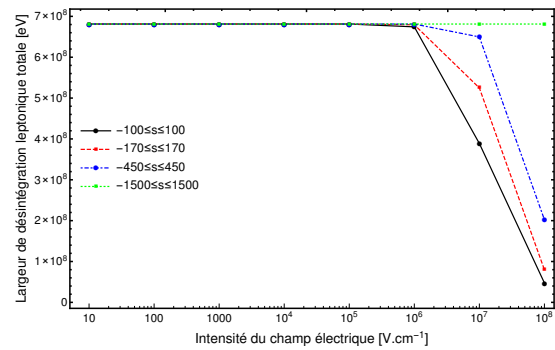


FIGURE III.11 – La variation de largeur de désintégration leptonique totale en fonction de l'intensité du champ électrique pour différents nombres de photons échangés. La fréquence du laser est $\hbar\omega = 1.17$ eV.

présence du laser CO₂ est $R_{\text{avec/sans}} = 0,4$ et n'est pas atteinte en présence du laser Nd :YAG sauf lorsque $\mathcal{E}_0 = 10^7$ V/cm. Ainsi, avoir un effet du laser à haute fréquence nécessite la disponibilité d'intensités du champ très élevées. La même chose peut être observée complètement en ce qui concerne l'effet de la fréquence du laser sur la largeur de désintégration leptonique totale présenté dans la Fig. III.9. On peut dire que l'effet du laser diminue à haute fréquence ou bien que le laser à haute fréquence a peu d'effet par rapport au laser à basse fréquence. Dans les Figs. III.10 et III.11, nous avons dessiné les deux mêmes quantités que dans les Figs. III.8 et III.9 pour différents nombres de photons échangés, mais nous avons maintenant fixé la fréquence du champ laser à $\hbar\omega = 1.17$ eV. C'est exactement la même chose que nous avons fait lorsque nous avons voulu vérifier la règle de la somme. Nous allons montrer ici par les Figs. III.10 et III.11 que la règle de la somme est aussi respectée à la fois dans le rapport $R_{\text{avec/sans}}$ et dans la largeur de désintégration leptonique totale. Nous avons fait la somme sur 100 et trois nombres de cut-offs 170, 450 et 1500. Nous remarquons qu'aux faibles intensités du champ électrique, toutes les courbes, quel que soit le nombre de photons échangés, sont

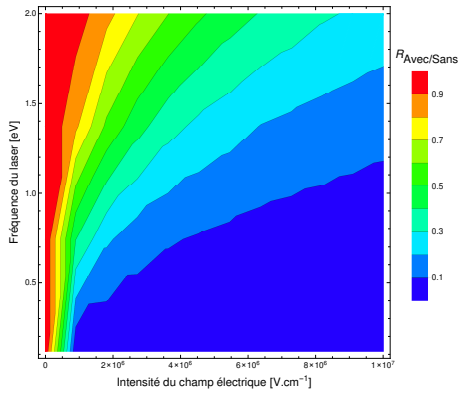


FIGURE III.12 – Le graphe tridimensionnel de la même quantité que dans la Fig. III.8 en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence ω pour de photons échangés $-20 \leq s \leq +20$.

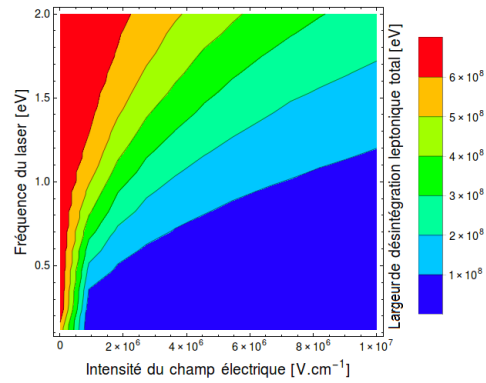


FIGURE III.13 – La courbe tridimensionnelle de la même quantité que dans la figure III.9 en fonction de l'intensité du champ électrique \mathcal{E}_0 et de la fréquence ω pour de photons échangés $-20 \leq s \leq +20$.

coïncidentes et ont une valeur constante de 1 en ce qui concerne $R_{avec/sans}$ dans la Fig. III.10 et une valeur 6.81192×10^8 eV pour la largeur de désintégration leptonique totale en absence du laser dans la Fig. III.11. Au-dessus de l'intensité 10^5 V/cm, on note que les deux quantités, pour chaque nombre spécifié de photons échangés, diminuent de façon non linéaire avec l'augmentation de l'intensité du champ électrique. Il nous apparaît clairement que lorsque le nombre de photons échangés augmente, l'influence du laser, que ce soit sur le rapport ou sur la largeur de désintégration totale, diminue jusqu'à devenir complètement nulle lorsque nous atteignons le seuil $s = \pm 1500$ auquel la règle de la somme est satisfaite, et nous obtenons donc une ligne horizontale constante pour des intensités du champ électrique comprises entre 10 et 10^8 V/cm. Nous avons récemment examiné et vérifié la même chose concernant la durée de vie dans le cas des désintégrations du pion et du boson Z ; nous le confirmerons dans une étude future concernant la durée de vie du boson W . Le résultat final que nous pouvons tirer de ce qui précède est que l'effet du laser sur la largeur de désintégration reste présent tant que le nombre de photons échangés que nous additionnons n'atteint pas le nombre de seuil pour lequel la règle de la somme est respectée. Pour des raisons d'illustration, de la même manière que pour le tracé bidimensionnel, les contour-plots dans les Figs. III.12 et III.13 donne des informations supplémentaires sur les variations globales du rapport $R_{avec/sans}$ et de largeur de désintégration leptonique totale en fonction de l'intensité du champ électrique et de la fréquence pour du photon échange est le suivant $-20 \leq s \leq +20$. Ce type de graphique est seulement un type de représentation tridimensionnelle, dans lequel on étudie une certaine quantité et son comportement en modifiant en même temps deux variables sur un plan bidimensionnel et en utilisant des couleurs pour représenter les modifications de cette quantité. Apparemment, ces deux Figs. III.12 et III.13 sont divisées en plusieurs régions colorées séparées par des contours, où chaque contour séparant deux régions différentes correspond à une valeur sur la légende des barres. En observant ces deux figures, nous remarquons qu'elles ont la même caractéristique dans une certaine mesure, ce qui indique que les deux quantités changent de la même façon en termes de l'intensité du champ et de la fréquence. Pour la variation par rapport à la fréquence du laser, nous observons que l'effet du champ laser sur les deux quantités diminuent aux hautes

fréquences, alors qu'il devient significatif avec l'augmentation de l'intensité du champ électrique à chaque fréquence spécifique. Ceci est tout à fait en accord avec tout ce que nous avons dit ci-dessus.

Maintenant, la question importante est de savoir comment expliquer le grand effet du champ EM à des fortes intensités du champ. A partir de la Fig. III.10, il apparaît que la valeur atteinte par le rapport $R_{\text{avec/sans}}$, lorsque le nombre de photons échangés est compris entre $-100 \leq s \leq +100$ et à $\mathcal{E}_0 = 10^8$ V/cm, est $R_{\text{avec/sans}} = 0,07$. Cela signifie que la largeur de désintégration leptonique assisté par laser est 93% plus faible que la largeur correspondant en absence du champ laser. Il s'agit d'un effet significatif du laser sur la largeur de désintégration. Un calcul informatique montre, en faisant la somme sur $-10 \leq s \leq +10$, que la valeur minimale de la quantité $R_{\text{avec/sans}}$ est $R_{\text{avec/sans}}^{\text{min}} = 2.11603 \times 10^{-10}$ à une intensité du champ électrique $\mathcal{E}_0 = 10^{16}$ V/cm (limite de Schwinger), ce qui signifie que la quantité $R_{\text{avec/sans}}$ est presque nulle à cette intensité. Cela signifie que la largeur de désintégration en présence d'un champ EM est négligeable par rapport à son équivalent en absence du champ laser. Puisque la largeur de désintégration reflète, à son origine, la probabilité de présence de la désintégration, nous concluons que la présence du laser a considérablement réduit la probabilité de présence de la désintégration du boson W^- leptonique, si nous ne sommes pas exagérés en affirmant qu'il peut supprimer ou empêcher sa désintégration.

A notre connaissance, il existe deux explications à ce comportement de la désintégration du boson W en présence du laser. La première est que le laser a supprimé ces canaux leptoniques pour autoriser ensuite complètement d'autres canaux hadroniques, qu'ils soient autorisés en absence du laser, par exemple $W^- \rightarrow \bar{u}d$, $\bar{c}s$, ou non, tels que $W^- \rightarrow \bar{t}b$, d'autant plus que le boson W gagne dans le champ EM une masse supplémentaire (masse effective) qui augmente avec l'intensité du champ électrique (par exemple, $M_W^* = 186.825$ GeV à $\mathcal{E}_0 = 10^{16}$ V/cm et $\hbar\omega = 1.17$ eV). Cette première explication a été confirmée par l'étude récente de la désintégration hadronique de W^- en présence du champ EM [11]. Il a été démontré que le laser a contribué à l'augmentation du rapport d'embranchement hadronique en le rendant plus dominant, tandis que le rapport leptonique a été affaibli et réduit. La deuxième explication consiste à attribuer ce comportement à ce que l'on appelle l'effet Zénon quantique. L'effet Zénon quantique peut généralement être défini par l'inhibition des transitions entre états quantiques par des mesures répétées de l'état. Cet effet a attiré beaucoup d'attention ces dernières années [32–37]. En 1977, Misra et Sudarshan ont montré, en se basant sur la théorie de la mesure quantique, qu'une particule instable ne se désintègre jamais lorsqu'elle est observée en continu [32]. Ils ont été les premiers à donner un nom à cet effet. Dans notre cas, le processus de désintégration leptonique W est observé en l'insérant dans un champ EM. Ainsi, le laser en tant que champ externe joue ici le rôle de l'instrument de mesure. Par ailleurs, la durée de vie du boson W sera certainement, de ce fait, prolongée et longuement [33]. Dans ce contexte, nous voulons relier et comparer nos résultats avec les résultats obtenus par Kurilin en 2004 lorsqu'il a calculé la largeur partielle de désintégration leptonique du boson W dans un champ EM fort et croisé [6]. Il a étudié les changements de la largeur de désintégration en termes d'un paramètre caractéristique $\varkappa = eM_W^{-3} \sqrt{-(F_{\mu\nu}q^\nu)^2}$, où $F_{\mu\nu}$ est le tenseur EM. Il a révélé que la largeur de la désintégration partielle est une fonction non monotone du paramètre du champ \varkappa . Dans les champs super-forts ($\varkappa \gg 1$), la largeur partielle est supérieure à celle correspondante dans le

vide d'un facteur de quelques dizaines, ce qui signifie que la désintégration leptonique assistée par laser se produit plus rapidement qu'en absence du laser. Ce résultat auquel il est parvenu ne constitue pas une contradiction avec ce que nous avons obtenu. Contrairement à l'effet Zénon, il existe un effet opposé à celui-ci, appelé l'effet anti-Zénon quantique, où la désintégration de certains systèmes quantiques à partir d'un état initial pourrait être accélérée par des interrogations fréquentes lorsque le système reste dans cet état [38–40]. Cet effet a été découvert par Kofman et Kurizki [41, 42]. Cependant, ces deux résultats, malgré la différence entre eux en raison des différentes approches suivies dans chacun d'eux, peuvent être largement acceptés en référence à l'effet Zénon quantique ou l'effet anti-Zénon, selon que la désintégration est supprimée ou améliorée. Liu *et al* [43], ont étudié le processus de désintégration du muon en utilisant une polarisation du laser différente (polarisation linéaire) et ont trouvé une courte durée de vie, ce qui signifie qu'ils ont trouvé un largeur de désintégration plus important. Cela montre que les résultats dépendent également de la polarisation du champ.

III.5 Conclusion

Un calcul théorique détaillé de la désintégration leptonique ($W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$) du boson W^- en présence d'un champ EM polarisé circulairement a été effectué et une expression exacte pour la largeur de désintégration leptonique assisté par laser a été dérivée analytiquement. Les résultats numériques que nous avons obtenus montrent que la probabilité de désintégration en présence d'un champ EM fort est très faible et presque inexistante, comme si le laser à des intensités élevées et à une fréquence appropriée essayait d'arrêter le boson et de retarder sa désintégration. Ce comportement peut être considéré comme le résultat de ce que l'on appelle l'effet Zénon quantique. Par conséquent, la durée de vie du boson W^- sera également affectée par la présence du laser et sera longue et étendue, et il n'est pas exclu que les rapports d'embranchement soient aussi modifiés par la présence du champ laser. Dans tous les cas, cette question semble être d'un intérêt particulier et mérite une investigation spécifique que nous allons entreprendre dans un travail à venir pour étudier la désintégration hadronique du boson W^- .

Références

- [1] *UA1 Collaboration 1983 Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s = 540 \text{ GeV}$* , Phys. Lett.B. **122**, 103-116 (1983).
- [2] *UA2 Collaboration 1983 Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider*, Phys. Lett. **122B**, 476 (1983).
- [3] *UA1 Collaboration Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider*, Phys. Lett.B. **126**, 398-410 (1983).
- [4] *UA2 Collaboration Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider*, Phys. Lett.B. **129**, 130 (1983).
- [5] Zyla P A et al., (*Particle Data Group*) *Review of Particle Physics*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
- [6] Kurilin A V, *Leptonic decays of the W boson in a strong electromagnetic field*, Phys. Atom. Nucl. **67**, 2095 (2004).
- [7] Abramowitz M and Stegun I A, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York (1968)).
- [8] Obukhov I A, Perez-Fernandez V K and Khalilov V R, *Electroweak lepton decay in the external field of a planar electromagnetic wave with circular polarization*, Russ. Phys. J. **30**, 383 (1987).
- [9] Mouslih S, Jakha M, Taj S, Manaut B and Siher E, Phys. Rev. D. **102**, 073006 (2020).
- [10] Jakha M, Mouslih S, Taj S and Manaut B, Laser Phys. Lett. **18**, 016002 (2021).
- [11] Jakha M, Mouslih S, Taj S, Attaourti Y and Manaut B, Chin. J. Phys. **77**, 156-1167 (2022).
- [12] Greiner W and Müller B, *Gauge Theory of Weak Interactions* (Berlin : Springer (2000)).
- [13] Volkov D M, *On a class of solutions of the Dirac equation*, Z. Phys. **94**, 250 (1935).
- [14] Kurilin A V, *Particle physics in intense electromagnetic fields*, Nuovo Cimento A. **112**, 977 (1999).
- [15] Berestetskii V B, Lifshitz E M and Pitaevskii L P, *Quantum Electrodynamics* (Oxford U.K. : Butterworth-Heinemann (1982)).
- [16] Mertig R, Böhm M and Denner A, *FeynCalc-Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes*, Comput. Phys. Commun. **64**, 345 (1991).

-
- [17] Shtabovenko V, Mertig R and Orellana F, *New developments in FeynCalc 9.0*, Comput. Phys. Commun. **207**, 432 (2016).
- [18] Shtabovenko V, Mertig R and Orellana F, *FeynCalc 9.3 : New features and improvements*, Comput. Phys. Commun. **256**, 107478 (2020).
- [19] Szymanowski C, Véniard V, Taïeb R, Maquet A and Keitel C H, *Mott scattering in strong laser fields*, Phys. Rev. A. **56**, 3846 (1997).
- [20] Li S M, Berakdar J, Chen J and Zhou Z F, *Mott scattering in the presence of a linearly polarized laser field*, Phys. Rev. A. **67**, 063409 (2003).
- [21] Kroll N M and Watson K M, *Charged-particle scattering in the presence of a strong electromagnetic wave*, Phys. Rev. A. **8**, 804 (1973).
- [22] Geltman S, *Low-energy laser-assisted electron-helium collisions*, Phys. Rev. A. **55**, 3755 (1997).
- [23] Geltman S, *Laser-assisted collisions : The Kroll-Watson formula and bremsstrahlung theory*, Phys. Rev. A. **53**, 3473 (1996).
- [24] Kaminski J Z, *Relativistic generalisation of the Kroll-Watson formula*, J. Phys. A : Math. Gen. **18**, 3365 (1985).
- [25] Wallbank B and Holmes J K, *Laser-assisted elastic electron scattering from helium*, Can. J. Phys. **79**, 1237 (2001).
- [26] Dahiri I, Jakha M, Mouslih S, Manaut B, Taj S and Attaourti Y, Laser Phys. Lett. **18**, 096001 (2021).
- [27] El Asri S, Mouslih S, Jakha M, Manaut B, Attaourti Y, Taj S and Benbrik R, Phys. Rev. D, **104**, 113001 (2021).
- [28] Ouhammou M, Ouali M, Taj S and Manaut B, Laser Phys. Lett. **18**, 076002 (2021).
- [29] Ouhammou M, Ouali M, Taj S and Manaut B, Chin. J. Phys. **77**, 826-836 (2022).
- [30] Ouali M, Ouhammou M, Mekaoui Y, Taj S and Manaut B, Chin. J. Phys. **77**, 1182-1196 (2022).
- [31] Baouahi M, Ouali M, Jakha M, Mouslih S, Attaourti Y, Manaut B, Taj S and Benbrik R, Laser Phys. Lett. **18**, 106001 (2021).
- [32] Misra B and Sudarshan E C G, *The Zeno's paradox in quantum theory*, J. Math. Phys. **18**, 756 (1977).
- [33] Mihokova E, Pascazio S and Schulman L S, Phys. Rev. A. **56**, 25 (1997).
- [34] Koshino K and Shimizu A, *Quantum Zeno effect by general measurements*, Phys. Rep. **412**, 191 (2005).
- [35] Itano W M, Heinzen D J, Bollinger J J and Wineland D J, *Quantum Zeno effect*, Phys. Rev. A. **41**, 2295 (1990).
- [36] Petrosky T, Tasaki S and Prigogine I, *Quantum Zeno effect*, Physica A. **170**, 306 (1991).
- [37] Panov A D, *Quantum Zeno effect in spontaneous decay with distant detector*, Phys. Lett. A. **281**, 9 (2001).

- [38] Gontys V and Kaulakys B, *Quantum anti-Zeno effect*, Phys. Rev. A. **56**, 1131 (1997).
- [39] Lewenstein M and Rzążewski K, *Quantum anti-Zeno effect*, Phys. Rev. A. **61**, 022105 (2000).
- [40] Fischer M C, Gutiérrez-Medina B and Raizen M G, *Observation of the quantum Zeno and anti-Zeno effects in an unstable system*, Phys. Rev. Lett. **87**, 040402 (2001).
- [41] Kofman A G and Kurizki G, *Quantum Zeno effect on atomic excitation decay in resonators*, Phys. Rev. A. **54**, R3750 (1996).
- [42] Kofman A G and Kurizki G, *Acceleration of quantum decay processes by frequent observations*, Nature. **405**, 546-550 (2000).
- [43] Liu A -H, Li S -M and Berakdar J, *Laser-assisted muon decay*, Phys. Rev. Lett. **98**, 251803 (2007).

Désintégration du boson de Higgs chargé en absence et en présence d'un champ électromagnétique intense dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II

IV.1 Introduction

La découverte d'un boson de Higgs dans la gamme de masse d'environ 125 GeV, annoncée par ATLAS [1] et CMS [2] au grand collisionneur des hadrons (LHC) au cours de l'été 2012, a rempli une lacune dans le MS, la théorie qui décrit toutes les particules et les interactions qui composent l'univers. Cependant, en dépit de son bon accord avec les données expérimentales disponibles aujourd'hui, il est encore trop tôt pour considérer le MS comme la théorie finale des interactions entre les particules. Par conséquent, la nécessité d'explorer des prolongements au-delà du MS est évidente. Le modèle à deux doublets de Higgs (2HDM), dans lequel un deuxième doublet de Higgs scalaire est ajouté à celui qui existe déjà dans le MS, est l'une des extensions les plus simples et les plus minimales au-delà du MS [3]. Son secteur scalaire contient cinq états physiques : un boson de Higgs léger neutre CP-even h , un boson de Higgs lourd neutre CP-even H , un boson de Higgs neutre CP-odd (pseudo-scalaire) A et une paire de bosons de Higgs chargés H^\pm , h étant le boson de Higgs de type MS observé au LHC. Selon le type de fermions qui se couple à quel doublet, les 2HDM peuvent être classés en différents types. Actuellement, l'accent est principalement mis sur ce que l'on appelle le 2HDM de type II [4], car il s'agit d'une caractéristique essentielle du MS supersymétrique minimal (MSSM). L'un des indices les plus frappants d'une physique au-delà du MS serait l'apparition d'un boson de Higgs chargé. Toutefois, les perspectives de recherche du boson de Higgs chargé sont plutôt difficiles [5, 6]. Les recherches récentes de H^+ au LHC se concentrent sur la production et la désintégration via des interactions avec des fermions du MS. Ces expériences de physique des hautes énergies nécessitent des collisions des particules plus puissantes et à haute énergie. Au vu du développement rapide des dispositifs du laser modernes [7], l'accélération du laser devient de plus en plus intéressante et peut être une solution prometteuse pour augmenter

l'énergie de collision nécessaire [8]. Dans ce contexte, il est très motivant d'étudier les processus de la production et de la désintégration du boson de Higgs en présence d'un champ laser fort. En 2014, Sarah Müller et al. [9, 10] ont mené des recherches pionnières sur la production du boson de Higgs et divers processus de physique des particules dans les collisions leptons stimulées par un champ laser. Récemment, un autre groupe d'auteurs a également étudié divers processus au sein du MS et au-delà [11–13], notamment la production du boson de Higgs chargé [14, 15]. Une revue de ces contributions dans l'électrodynamique quantique (QED) en champ fort peut être trouvée dans [16, 17]. De plus, les processus de désintégration électrofaible assistés par laser ont aussi attiré récemment l'attention de nombreux chercheurs et ont fait l'objet de nombreux articles, notamment [18–23]. Le but principal de ce chapitre est l'étude théorique de la désintégration du boson de Higgs chargé en absence et en présence d'un champ laser dans le cadre du modèle à deux doublets de Higgs de type-II. Pour ce faire, nous traiterons les trois modes de désintégration, à savoir leptonique, hadronique et bosonique. Le reste de ce chapitre est organisé comme suit. Tout d'abord, dans la Sec. IV.2, nous établissons les expressions de la largeur de désintégration en absence du champ laser pour différents modes de désintégrations. Dans la sect. IV.3, nous allons calculer la largeur de désintégration assistée par le champ laser pour divers modes de désintégration. Dans la Sec. IV.4, nous discutons les résultats numériques obtenus, et nous terminons par une conclusion dans la Sec. IV.5.

IV.2 Désintégration du boson de Higgs chargé en absence du champ laser dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II

IV.2.1 Présentation du modèle

Plusieurs modèles à deux doublets de Higgs existent et ils sont classés en fonction de leurs couplages aux fermions du MS. Le modèle de type I est similaire au MS : un seul doublet sert à générer les masses de toutes les particules. Dans le modèle de type II, un doublet fournit les masses des particules de type "up" tandis que l'autre fournit les masses des particules de type "down". Ce modèle est similaire au secteur de Higgs de la théorie supersymétrique. Enfin dans les modèles de type III et IV, les masses des quarks de type "up", "down", et les masses des leptons sont générées par les différents doublets de Higgs [24]. Nous allons présenter une extension non minimale du MS avec deux doublets de Higgs de type II.

IV.2.1.1 Modèles à deux doublets de Higgs

La solution la plus simple permettant aux particules d'acquérir une masse consiste à considérer un doublet de scalaires complexes qui brise spontanément la symétrie du MS [25–27]. Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie peut être également introduit dans les modèles où plusieurs doublets scalaires sont considérés. Ces modèles présentent deux intérêts majeurs, ils fournissent des sources additionnelles de violation de symétrie CP et ils sont un préalable nécessaire à plusieurs théories telles que la supersymétrie et les modèles de grande unification. De plus, à la différence des modèles à trois doublets de Higgs, ils permettent d'obtenir $\rho = 1$ sans un ajustement fin des valeurs moyennes des triplets. En général, le modèle à deux doublets de Higgs est une extension du MS, avec un doublet supplémentaire qui contient des

champs de Higgs neutres et chargés. Dans ce modèle, Le lagrangien plus général invariant par $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est donné par :

$$\mathcal{L}_{2\text{HDM}} = \mathcal{L}_{\text{Scalaire}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \quad (\text{IV.1})$$

où $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ est le terme qui décrit l'interaction des champs de Higgs avec la matière (interaction d'Yukawa), autrement dit, c'est le terme qui donne les masses aux particules fermioniques [28].

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= \eta_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\phi}_1 U_{jR} + \eta_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \phi_1 D_{jR} + \xi_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{\phi}_2 U_{jR} + \xi_{ij}^D \bar{Q}_{iL} \phi_2 D_{jR} \\ &= \eta_{ij}^E \bar{l}_{iL} \phi_1 E_{jR} + \xi_{ij}^E \bar{l}_{iL} \phi_2 E_{jR} + \text{H} \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

où $\phi_{1,2}$ représente les doublets de Higgs¹, D_R sont les trois singlets de quarks down $D_R = (d^R, s^R, b^R)$, U représente les trois singlets de quarks up $U_R = (u^R, c^R, t^R)$ et E_{jR} sont les trois leptons chargés. Finalement, \bar{Q}_{iL} , \bar{l}_{iL} sont respectivement les composantes gauches des quarks et des leptons.

$\mathcal{L}_{\text{Scalaire}}$ est le lagrangien qui décrit les bosons de Higgs, qui peut s'écrire comme suit :

$$\mathcal{L}_{\text{Scalaire}} = \sum_{i=1,2} (D_\mu \Phi_i)^\dagger (D^\mu \Phi_i) - V(\Phi_1, \Phi_2), \quad (\text{IV.3})$$

le premier terme est la sommation sur les champs 1 et 2, du terme cinétique avec la dérivée covariante est donnée par :

$$D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^a T_a + ig' B_\mu \frac{Y}{2}, \quad (\text{IV.4})$$

avec T_a et Y sont respectivement les générateurs d'hypercharge-faible et d'isospin-faible. Pour les doublets de Higgs, $T_a = \sigma_a/2$ tel que $\sigma_a (a = 1, 2, 3)$ sont les matrices de Pauli, nous supposons que les deux doublets ont une hypercharge $Y = 1$.

Le potentiel scalaire renormalisable et invariant de jauge le plus général pour modèle à deux doublets de Higgs est donné par [26] :

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) &= m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.) + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 \\ &\quad + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \left[\frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \frac{1}{2} \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \right]. \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

Où $h.c.$ représente l'hermitien conjugué, et m_{11}^2 , m_{22}^2 , et $\lambda_{1,2,3,4}$ sont des paramètres réels. En général, m_{12}^2 , λ_4 , λ_6 et λ_7 sont complexes. Ainsi le potentiel de Higgs (IV.5) dépend de six paramètres réels et quatre complexes, c'est-à-dire, au total 14 degrés de libertés. Rappelons que, Les deux doublets possèdent huit degrés de liberté, 3 d'entre eux vont être utilisés pour donner la masse aux bosons de Jauge faible W^\pm et Z^0 . Il reste donc 5 degrés de liberté qui seront chacun associé à un boson de Higgs. Le modèle contient donc 5 bosons de Higgs : 2 bosons de Higgs neutres pairs (h et H), un boson de Higgs neutre CP-odd A et 2 bosons de

1. $\tilde{\phi}_{1,2} = i\sigma_2 \Phi_{1,2}^*$, η_{ij} , ξ_{ij} sont des matrices 3×3 non diagonaux et i, j les indices des 3 familles (générations).

Higgs chargés (H^\pm). Alors, le 2HDM ainsi construit possède 6 paramètres libres :

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

Ce modèle peut être affiné par les observations expérimentales. Par exemple, le changement de saveur par courant neutre (FCNC, Flavor-Changing Neutral Currents), n'est pas observé expérimentalement. Afin d'être compatible avec ce fait expérimental [27],

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

La masse du boson de Higgs du MS n'étant pas de l'ordre du TeV, la seconde option est choisie. Dans le modèle de type I, les fermions ne sont pas couplés à Φ_1 , mais le sont à Φ_2 . Dans le cas de modèle de type II, les fermions d'isospin faible bas sont couplés à Φ_1 et ceux d'isospin faible haut à Φ_2 . Les intensités des couplages des fermions et des bosons avec h , H et A ainsi obtenues, par rapport à celles avec le boson de Higgs du MS, sont présentées dans le tableau IV.1. Les modèles

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

TABLE IV.1 – Couplages des bosons de Higgs neutres des modèles de type II par rapport aux couplages du boson de Higgs du MS [27].

à deux doublets de Higgs sont donc une extension du MS ajoutant une nouvelle physique, en particulier l'existence de nouveaux bosons de Higgs. Ils doivent nécessairement être introduits dans les modèles supersymétriques pour que ceux-ci respectent les observations expérimentales.

IV.2.2 Désintégration du boson de Higgs chargé en absence du champ laser

Le boson de Higgs chargé peut se désintégrer en plusieurs modes de désintégration en fonction de sa masse, ayant différents rapports d'embranchement, c'est-à-dire différentes probabilités de survenir. Alors, il est nécessaire d'évaluer les rapports de d'embranchement correspondants de chaque mode de désintégration.

IV.2.2.1 Désintégration de Higgs chargé en deux leptons

Nous commençons par considérer le processus de désintégration leptonique du boson du Higgs chargé H^+ , avec un quadri-impulsion libre k_{H^+} et une masse M_{H^+} , en un anti-lepton (ℓ^+) et un neutrino correspondant (ν_ℓ). Nous pouvons exprimer ce processus dans la notation habituelle, qui est souvent utilisée en physique des particules, de la manière suivante :

$$H^+(k_{H^+}) \longrightarrow \ell^+(p_1) + \nu_\ell(p_2), \quad \ell \equiv (e, \mu, \tau), \quad (\text{IV.6})$$

où p_1 et p_2 sont les quadri-impulsions libres de l'anti-lepton et du neutrino leptonique. Le diagramme de Feynman correspondant est présenté à la Fig. IV.1. Dans l'approximation de

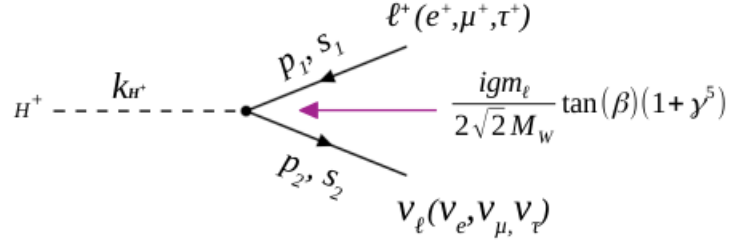


FIGURE IV.1 – Diagramme de Feynman pour la désintégration leptonique du boson de Higgs chargé ($H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$).

Born, les largeurs partielles des différents modes leptoniques de désintégration du boson de Higgs chargé dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II, sont données par les équations ci-après [29] :

$$\begin{aligned}\Gamma(H^+ \rightarrow e^+ \nu_e) &= \frac{\sqrt{2} G_F m_e^2 \tan^2(\beta)}{64\pi} M_{H^+}^2 \left(1 - \frac{m_e^2}{M_{H^+}^2}\right)^2, \\ \Gamma(H^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) &= \frac{\sqrt{2} G_F m_\mu^2 \tan^2(\beta)}{64\pi} M_{H^+}^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{M_{H^+}^2}\right)^2, \\ \Gamma(H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) &= \frac{\sqrt{2} G_F m_\tau^2 \tan^2(\beta)}{64\pi} M_{H^+}^2 \left(1 - \frac{m_\tau^2}{M_{H^+}^2}\right)^2.\end{aligned}\quad (\text{IV.7})$$

Où m_e , m_μ et m_τ sont respectivement, les masses au repos de l'électron, du muon et du tau. $\tan(\beta)$ est le paramètre libre du modèle à deux doublets de Higgs de type II ou bien le rapport des deux valeurs moyennes des champs de Higgs dans le vide.

IV.2.2.2 Désintégration hadronique du boson de Higgs chargé H^+

Dans le contexte du modèle au-delà du MS, nous considérons la désintégration hadronique du boson de Higgs chargé positivement en une paire des quarks

$$H^+(k_{H^+}) \longrightarrow q(p_1) + \bar{q}'(p_2), \quad (\text{IV.8})$$

où $q \equiv (u, c, t)$ et $q' \equiv (d, s, b)$ sont respectivement, les quarks up et les quarks down. Le diagramme de Feynman correspondant est illustré sur la Fig. IV.2. Le couplage global entre le boson de Higgs chargé et les quarks sont définis de la manière suivante [30] :

$$\text{vertex } H^+ - q - \bar{q}' = \frac{igV_{qq'}}{2\sqrt{2}M_W} (A + B\gamma^5), \quad (\text{IV.9})$$

où $A = m_{q'} \tan(\beta) + m_q \cot(\beta)$ et $B = m_{q'} \tan(\beta) - m_q \cot(\beta)$. $V_{qq'}$ est l'élément correspondant de la matrice de mélange des quarks de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). m_q et $m_{q'}$ représentent, respectivement, les masses au repos des quarks *up* et *down*.

Après les calculs algébriques, nous pouvons écrire la largeur de désintégration hadronique du

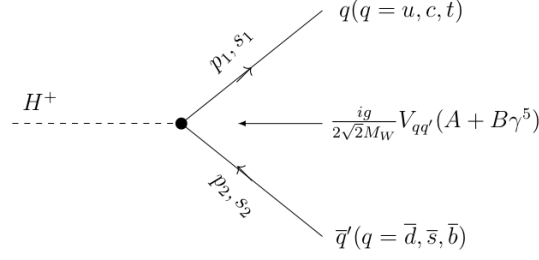


FIGURE IV.2 – Diagramme de Feynman de la désintégration hadronique du boson de Higgs ($H^+ \rightarrow q\bar{q}'$) dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II.

boson de Higgs chargé H^+ comme suit [30] :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow q\bar{q}') = \frac{\sqrt{2}G_F N_c |V_{qq'}|^2}{16\pi M_{H^+}} \Lambda^{1/2} \left(\frac{m_q^2}{M_{H^+}^2}, \frac{m_{q'}^2}{M_{H^+}^2}, 1 \right) \left[A^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_q + m_{q'})^2 \right) + B^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_q - m_{q'})^2 \right) \right]. \quad (\text{IV.10})$$

Où

$$\Lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2bc - 2ca, \quad (\text{IV.11})$$

et N_c est le facteur de couleur. En utilisant l'unitarité de la matrice CKM ($|V_{ud}|^2 = |V_{cs}|^2 = |V_{tb}|^2 = 1$), la largeur totale de désintégration hadronique du boson de Higgs est donnée par :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow \text{hadrons}) = \Gamma(H^+ \rightarrow u\bar{d}) + \Gamma(H^+ \rightarrow c\bar{s}) + \Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b}). \quad (\text{IV.12})$$

Où, les largeurs partielles de désintégration hadronique du boson de Higgs H^+ dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II sont données par les équations ci-dessous :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow u\bar{d}) = \frac{\sqrt{2}G_F N_c}{16\pi M_{H^+}} \Lambda^{1/2} \left(\frac{m_u^2}{M_{H^+}^2}, \frac{m_d^2}{M_{H^+}^2}, 1 \right) \left[A^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_u + m_d)^2 \right) + B^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_u - m_d)^2 \right) \right], \quad (\text{IV.13})$$

$$\Gamma(H^+ \rightarrow c\bar{s}) = \frac{\sqrt{2}G_F N_c}{16\pi M_{H^+}} \Lambda^{1/2} \left(\frac{m_c^2}{M_{H^+}^2}, \frac{m_s^2}{M_{H^+}^2}, 1 \right) \left[A^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_c + m_s)^2 \right) + B^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_c - m_s)^2 \right) \right], \quad (\text{IV.14})$$

$$\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b}) = \frac{\sqrt{2}G_F N_c}{16\pi M_{H^+}} \Lambda^{1/2} \left(\frac{m_t^2}{M_{H^+}^2}, \frac{m_b^2}{M_{H^+}^2}, 1 \right) \left[A^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_t + m_b)^2 \right) + B^2 \left(M_{H^+}^2 - (m_t - m_b)^2 \right) \right]. \quad (\text{IV.15})$$

IV.2.2.3 Désintégration du boson de Higgs H^+ en deux boson

Les différents modes de désintégration bosonique d'ordre le plus bas pour le boson de Higgs chargé H^+ sont structurés comme suit :

$$H^+(k_{H^+}) \longrightarrow W^+(p_W) + \Phi(p_\Phi), \quad (\Phi \equiv h, H, A), \quad (\text{IV.16})$$

avec h , H et A représentant, respectivement, le scalaire léger neutre CP-even, le scalaire lourd neutre CP-even, et le pseudo-scalaire neutre CP-odd. Les couplages globaux entre un boson de jauge et deux bosons de Higgs dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II sont définis comme indiqué ci-après :

$$\begin{aligned} \text{vertex } H^+-W^+-h &= \frac{-ig}{2} \cos(\beta - \alpha)(p_W^\mu + p_h^\mu), \\ \text{vertex } H^+-W^+-H &= \frac{-ig}{2} \sin(\beta - \alpha)(p_W^\mu + p_H^\mu), \\ \text{vertex } H^+-W^+-A &= \frac{-ig}{2}(p_W^\mu + p_A^\mu). \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

Dans l'approximation de Born, les largeurs partielles de la désintégration du boson de Higgs H^+ pour différents modes de désintégration bosonique sont données comme suit [30] :

$$\begin{aligned} \Gamma(H^+ \rightarrow W^+ h^0) &= \frac{\sqrt{2}G_F \cos^2 \alpha}{16\pi M_{H^+}^3 (1 + \tan^2 \beta)} [1 + \tan \beta \tan \alpha]^2 \\ &\times \Lambda^{3/2}(M_{H^+}^2, M_W^2, M_h^2), \end{aligned} \quad (\text{IV.18})$$

$$\begin{aligned} \Gamma(H^+ \rightarrow W^+ H^0) &= \frac{\sqrt{2}G_F (\tan \beta - \tan \alpha)^2}{16\pi M_{H^+}^3 (1 + \tan^2 \beta) (1 + \tan^2 \alpha)} \\ &\times \Lambda^{3/2}(M_{H^+}^2, M_W^2, M_h^2), \end{aligned} \quad (\text{IV.19})$$

$$\Gamma(H^+ \rightarrow W^+ A^0) = \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi M_{H^+}^3} \Lambda^{3/2}(M_A^2, M_W^2, M_{H^+}^2). \quad (\text{IV.20})$$

IV.3 Désintégration du boson de Higgs chargé assistée par laser dans le modèle à doublet de Higgs de type II.

Nous considérons la désintégration du boson de Higgs chargé H^+ en présence d'un champ laser. Puisque nous avons trois modes de désintégration, cette section sera divisée en trois sous-sections. Chacun d'entre d'eux est consacrée au calcul de la largeur de désintégration pour chaque mode de désintégration. Le calcul est détaillé pour le premier mode de désintégration, et pour les autres modes, nous nous limitons au nécessaire et nous donnons les expressions finales. Nous allons commencer par le mode de désintégration leptonique, puis hadronique et enfin bosonique.

IV.3.1 Désintégration leptonique du boson de Higgs H^+ assistée par le champ laser

Maintenant, nous considérons le processus de désintégration leptonique du boson de Higgs chargé H^+ , avec un quadri-vecteur k_{H^+} et une masse M_{H^+} , en un anti-lepton (ℓ^+) et un neutrino correspondant (ν_ℓ) dans un champ EM intense. Dans ce cas, nous considérons le champ laser comme une onde plane monochromatique polarisé circulairement, qui est classiquement décrit par le quadri-potentiel comme ci-après :

$$A^\mu(\phi) = a_1^\mu \cos(\phi) + a_2^\mu \sin(\phi), \quad (\text{IV.21})$$

où $\phi = (k \cdot x)$ est la phase du champ laser, avec $k = (\omega, \mathbf{k})$ est le quadri-vecteur d'onde et ω est la fréquence du champ laser. Les quadri-vecteurs de polarisation $a_1^\mu = |\mathbf{a}|(0, 1, 0, 0)$ et $a_2^\mu = |\mathbf{a}|(0, 0, 1, 0)$ sont orthogonaux et égaux en amplitude, ce qui implique $(a_1 \cdot a_2) = 0$ et $a_1^2 = a_2^2 = a^2 = -|\mathbf{a}|^2 = -(\xi_0/\omega)^2$ où ξ_0 est l'intensité du champ électrique. Nous supposons que ce quadri-potentiel satisfait à la condition de jauge de Lorentz, $k_\mu A^\mu = 0$, ce qui signifie que $(k \cdot a_1) = (k \cdot a_2) = 0$, indiquant que le vecteur d'onde \mathbf{k} est choisi comme étant le long de l'axe z .

IV.3.1.1 Élément de matrice de transition S_{fi} assisté par le champ laser

L'élément de la matrice de transition S_{fi} d'ordre le plus bas pour le processus (IV.6) assisté par le champ EM dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II, peut s'écrire comme indiqué ci-après [31] :

$$S_{fi}(H^+ \rightarrow \ell^+ + \nu_\ell) = \frac{igm_\ell}{2\sqrt{2}M_W} \tan(\beta) \int d^4x \bar{\psi}_{\nu_\ell}(x, p_2)(1 + \gamma^5)\psi_{\ell^+}(x, p_1)\bar{\phi}_H(x, k_{H^+}), \quad (\text{IV.22})$$

où g est la constante de couplage de l'électrofaible. m_ℓ et M_W sont, respectivement, les masses de l'anti-lepton sortant et du boson de jauge faible W . Pour tenir compte de l'interaction du boson de Higgs chargé (particule de spin 0) avec le champ laser, sa fonction d'onde obéit à l'équation de Klein-Gordon pour les bosons de spin zéro. Par conséquent, on obtient la solution de Volkov correspondant et normalisée au volume V , comme suit [32] :

$$\phi_H(x, k_{H^+}) = \frac{1}{\sqrt{2QV}} \times e^{iS(q,x)}, \quad (\text{IV.23})$$

où Q est l'énergie totale de H^+ en présence d'une onde plane monochromatique polarisée circulairement, et

$$S(q, x) = q \cdot x - \frac{e(a_1 \cdot k_{H^+})}{(k \cdot k_{H^+})} \sin(\phi) + \frac{e(a_2 \cdot k_{H^+})}{(k \cdot k_{H^+})} \cos(\phi), \quad (\text{IV.24})$$

le quadri-impulsion habillée q du boson de Higgs H^+ en présence du champ laser est donné par :

$$q = k_{H^+} - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot k_{H^+})} k. \quad (\text{IV.25})$$

Le carré de q donne

$$q^2 = M_{H^+}^{*2} = M_{H^+}^2 - e^2 a^2, \quad (\text{IV.26})$$

où $M_{H^+}^*$ est la masse effective du boson de Higgs chargé H^+ acquise au sein du champ laser. Le mouvement de l'anti-lepton sortant à l'intérieur du champ laser est représenté par la fonction de Dirac-Volkov relativiste normalisée au volume V comme suit :

$$\psi_{\ell^+}(x, p_1) = \left[1 - \frac{e \not{k} \not{A}}{2(k \cdot p_1)} \right] \frac{v(p_1, s_1)}{\sqrt{2Q_1 V}} \times e^{iS(q_1, x)}, \quad (\text{IV.27})$$

où

$$S(q_1, x) = q_1 \cdot x - \frac{e(a_1 \cdot p_1)}{(k \cdot p_1)} \sin(\phi) + \frac{e(a_2 \cdot p_1)}{(k \cdot p_1)} \cos(\phi). \quad (\text{IV.28})$$

$v(p_1, s_1)$ représente le bispineur de Dirac de l'anti-lepton libre en absence du champ laser ayant une quadri-impulsion p_1 et un spin s_1 satisfaisant à la condition de normalisation suivante :

$$\sum_{s_1} v(p_1, s_1) \bar{v}(p_1, s_1) = \not{p}_1 - m_\ell \quad (\text{IV.29})$$

Le quadri-vecteur impulsion $q_1 = (Q_1, \mathbf{q}_1)$ est la quasi-impulsion, qui est lié à p_1 par la relation ci-après :

$$q_1 = p_1 - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot p_1)} k, \quad q_1^2 = m_\ell^{*2} = m_\ell^2 - e^2 a^2, \quad (\text{IV.30})$$

où m_ℓ^* est la masse effective de l'anti-lepton à l'intérieur du champ laser.

Le neutrino sortant, qui est électriquement neutre, n'interagit pas avec le champ d'une onde plane monochromatique polarisée circulairement. Sa fonction d'onde est donnée par [31] :

$$\psi_{\nu_\ell}(x, p_2) = \frac{u(p_2, s_2)}{\sqrt{2E_2 V}} \times e^{-ip_2 \cdot x}, \quad (\text{IV.31})$$

où $E_2 = p_2^0 = |\mathbf{p}_2|$, et $u(p_2, s_2)$ est le bispineur de Dirac libre normalisé selon $\sum_{s_2} u(p_2, s_2) \bar{u}(p_2, s_2) = \not{p}_2$. Après quelques manipulations algébriques, on trouve que S_{fi} comme suit :

$$S_{fi}(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \frac{igm_\ell}{2\sqrt{2}M_W} \frac{\tan(\beta)}{\sqrt{8QQ_1 E_2 V^3}} \int d^4 x \bar{u}(p_2, s_2) \left[\left(1 + \gamma^5 \right) \left(1 - \frac{e \not{k} \not{A}}{2(k \cdot p_1)} \right) \right] \times v(p_1, s_1) e^{i(q_1 + p_2 - q) \cdot x} \times e^{-iz_\ell \sin(\phi - \phi_0)}, \quad (\text{IV.32})$$

où nous avons utilisé la transformation ci-après :

$$e^{i(S(q_1, x) - S(q, x))} = e^{i(q_1 - q) \cdot x} \times e^{-iz_\ell \sin(\phi - \phi_0)}, \quad (\text{IV.33})$$

avec

$$z_\ell = e \sqrt{\left(\frac{a_1 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_1 \cdot k_{H^+}}{k \cdot k_{H^+}} \right)^2 + \left(\frac{a_2 \cdot p_1}{k \cdot p_1} - \frac{a_2 \cdot k_{H^+}}{k \cdot k_{H^+}} \right)^2}, \quad (\text{IV.34})$$

et

$$\phi_0 = \arctan \left[\frac{(a_2 \cdot p_1)(k \cdot k_{H^+}) - (a_2 \cdot k_{H^+})(k \cdot p_1)}{(a_1 \cdot p_1)(k \cdot k_{H^+}) - (a_1 \cdot k_{H^+})(k \cdot p_1)} \right]. \quad (\text{IV.35})$$

Après intégration sur l'espace-temps et en utilisant la transformation qui introduit les fonctions de Bessel :

$$e^{iz \sin(\phi)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(z) e^{in\phi}. \quad (\text{IV.36})$$

Après les calculs algébriques, nous pouvons décomposer l'élément de la matrice de transition en une série des termes sous la forme des fonctions de Bessel ordinaires

$$S_{fi}(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{igm_\ell}{2\sqrt{2}M_W} \frac{\tan(\beta)}{\sqrt{8QQ_1E_2V^3}} (2\pi)^4 \delta^4(q_1 + p_2 - q - nk) \mathcal{M}_{fi}^n. \quad (\text{IV.37})$$

La quantité \mathcal{M}_{fi}^n est définie comme suit

$$\mathcal{M}_{fi}^n = \bar{u}(p_2, s_2) \left[\left(1 + \gamma^5 \right) \left(b_n(z_\ell) - C(p_1) \not{k} \not{p}_1 b_{1n}(z_\ell) - C(p_1) \not{k} \not{p}_2 b_{2n}(z_\ell) \right) \right] v(p_1, s_1), \quad (\text{IV.38})$$

où $C(p_1) = e/[2(k \cdot p_1)]$ et les trois coefficients $b_n(z_\ell)$, $b_{1n}(z_\ell)$ et $b_{2n}(z_\ell)$ sont exprimés en fonction des fonctions de Bessel ordinaires selon les équations ci-après [33] :

$$\begin{aligned} b_n(z_\ell) &= J_n(z_\ell) e^{in\phi_0}, \\ b_{1n}(z_\ell) &= \frac{1}{2} \left[J_{n+1}(z_\ell) e^{i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z_\ell) e^{i(n-1)\phi_0} \right], \\ b_{2n}(z_\ell) &= \frac{1}{2i} \left[J_{n+1}(z_\ell) e^{i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z_\ell) e^{i(n-1)\phi_0} \right]. \end{aligned} \quad (\text{IV.39})$$

Où z_ℓ (ℓ représente le lepton) est l'argument des fonctions de Bessel déjà définies dans l'équation (IV.34) et n , appelé l'ordre, est interprété comme le nombre de photons échangés entre le champ laser et le processus de désintégration.

IV.3.1.2 Largeur partielle de la désintégration leptonique du boson de Higgs chargé H^+ assistée par le champ laser

Pour calculer la largeur de désintégration partielle $\Gamma(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell)$, nous multiplions le carré de l'élément de matrice $|S_{fi}|^2$, par la densité des états finaux, et nous le divisons par le temps T . Enfin, nous devons faire la moyenne sur les spins initiaux et la somme sur les spins finaux. Donc, la largeur de la désintégration leptonique assistée par laser s'exprime comme indiqué ci-dessous :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Gamma^n(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell), \quad (\text{IV.40})$$

où la largeur de la désintégration partielle individuelle $\Gamma^n(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell)$ pour chaque n , est définie par

$$\begin{aligned} \Gamma^n(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) &= \frac{g^2 m_\ell^2 \tan^2(\beta)}{64 M_W^2 Q} \int \frac{d^3 q_1}{(2\pi)^3 Q_1} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 E_2} (2\pi)^4 \\ &\times \delta^4(q_1 + p_2 - q - nk) |\overline{\mathcal{M}_{fi}^n}|^2, \end{aligned} \quad (\text{IV.41})$$

où

$$|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2 = \sum_{s_1, s_2} \left| \bar{u}(p_2, s_2) \left[\left(1 + \gamma^5\right) \left(b_n(z_\ell) - C(p_1) \not{k} \phi_1 b_{1n}(z_\ell) - C(p_1) \not{k} \phi_2 b_{2n}(z_\ell) \right) \right] v(p_1, s_1) \right|^2. \quad (\text{IV.42})$$

En effectuant l'intégration sur $d^3 p_2$ et en utilisant $\delta^4(q_1 + p_2 - q - nk) = \delta^0(Q_1 + E_2 - Q - n\omega) \delta^3(\mathbf{q}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{q} - n\mathbf{k})$, on trouve

$$\Gamma^n(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \frac{g^2 m_\ell^2 \tan^2(\beta)}{64(2\pi)^2 M_W^2 Q} \int \frac{d^3 q_1}{Q_1 E_2} \delta^0(Q_1 + E_2 - Q - n\omega) |\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2, \quad (\text{IV.43})$$

Avec $\mathbf{q}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{q} - n\mathbf{k} = 0$. En choisissant le cadre au repos de H^+ et en utilisant $d^3 q_1 = |\mathbf{q}_1| Q_1 dQ_1 d\Omega_\ell$, on obtient

$$\Gamma^n(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \frac{g^2 m_\ell^2 \tan^2(\beta)}{64(2\pi)^2 M_W^2 Q} \int \frac{|\mathbf{q}_1|}{E_2} |\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2 dQ_1 d\Omega_\ell \delta^0 \left(Q_1 - Q - n\omega + \sqrt{\left(n - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot k_{H^+})} \right)^2 \omega^2 + Q_1^2 - m_\ell^{*2} + 2\omega \sqrt{Q_1^2 - m_\ell^{*2}} \left(\frac{e^2 a^2}{2(k \cdot k_{H^+})} - n \right) \cos(\theta)} \right), \quad (\text{IV.44})$$

où nous avons remplacé E_2 par son expression (la racine carrée) pour montrer la dépendance de Q_1 à l'intérieur de la fonction delta de Dirac. Le reste de l'intégrale sur dQ_1 peut être résolue en utilisant la fameuse formule (II.17). Donc, nous obtenons

$$\Gamma^n(H^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \frac{g^2 m_\ell^2 \tan^2(\beta)}{64(2\pi)^2 M_W^2 Q} \int \frac{|\mathbf{q}_1| |\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2 d\Omega_\ell}{Q + n\omega + \frac{Q_1 \omega \cos(\theta)}{\sqrt{Q_1^2 - m_\ell^{*2}} \left(n - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot k_{H^+})} \right)}} \Bigg|_{g(|\mathbf{q}_1|)=0}, \quad (\text{IV.45})$$

où $g^2 = 8G_F M_W^2 / \sqrt{2}$, avec $G_F = (1.166\ 37 \pm 0.000\ 02) \times 10^{-11} \text{ MeV}^{-2}$ est la constante de couplage de Fermi.

IV.3.1.3 La partie spinorielle $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2$

Le terme $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2$ dans l'équation (IV.42) peut être calculé en convertissant les sommes sur les spins en traces comme suit :

$$|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2 = \text{Tr} \left[\not{p}_2 \Lambda^n (\not{p}_1 - m_\ell) \bar{\Lambda}^n \right], \quad (\text{IV.46})$$

où

$$\begin{aligned} \Lambda^n &= \left(1 + \gamma^5\right) \left(b_n(z_\ell) - C(p_1) \not{k} \phi_1 b_{1n}(z_\ell) - C(p_1) \not{k} \phi_2 b_{2n}(z_\ell) \right), \\ \bar{\Lambda}^n &= \left(1 - \gamma^5\right) \left(b_n^*(z_\ell) - C(p_1) \phi_1 \not{k} b_{1n}^*(z_\ell) - C(p_1) \phi_2 \not{k} b_{2n}^*(z_\ell) \right). \end{aligned} \quad (\text{IV.47})$$

Dans ce cas, la partie spinorielle qui contient toute l'information sur le spin et sur les effets du champ laser peut être calculée en utilisant FeynCalc [34] :

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^n|^2 = & \frac{1}{(k.p_1)^2} \left[2e \left(J_{n-1}(z_\ell) - J_{n+1}(z_\ell) \right) \left(e(k.p_2) \left(J_{n-1}(z_\ell) + J_{n+1}(z_\ell) \right) \epsilon(a_1, a_2, k, p_1) \right. \right. \\
& + 2J_n(z_\ell)(k.p_1) \left(\cos(\phi_0) \epsilon(a_2, k, p_1, p_2) - \sin(\phi_0) \epsilon(a_1, k, p_1, p_2) \right) \left. \left. + 2(k.p_1) \right. \right. \\
& \times \left(-a^2 e^2(k.p_2) \left(J_{n-1}^2(z_\ell) + J_{n+1}^2(z_\ell) \right) + 2eJ_n(z_\ell) \left(J_{n-1}(z_\ell) + J_{n+1}(z_\ell) \right) \cos(\phi_0) \right. \\
& \left. \left. \times \left((a_1.p_2)(k.p_1) - (a_1.p_1)(k.p_2) \right) + 4J_n^2(z_\ell)(k.p_1)(p_1.p_2) \right) \right], \tag{IV.48}
\end{aligned}$$

où pour tous les quadrivecteurs a, b, c et d , nous avons $\epsilon(a, b, c, d) = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} a^\mu b^\nu c^\rho d^\sigma$. Pour calculer les tenseurs antisymétriques qui apparaissent dans la partie spinorielle (IV.48), nous utilisons la convention de Grozin ci-après :

$$\epsilon_{ijkl} = \begin{cases} +1 & \text{si } (i, j, k, l) \text{ est une permutation paire de } (0, 1, 2, 3) \\ -1 & \text{si } (i, j, k, l) \text{ est une permutation impaire de } (0, 1, 2, 3) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{IV.49}$$

IV.3.2 Désintégration hadronique du boson de Higgs H^+ assistée par le champ laser

L'élément de matrice S_{fi} d'ordre le plus bas de la désintégration hadronique du boson de Higgs chargé H^+ en présence d'un champ EM intense se décrit tout simplement comme suit :

$$S_{fi}(H^+ \rightarrow q\bar{q}') = \frac{igV_{qq'}}{2\sqrt{2}M_W} \int d^4x \bar{\psi}_q(x, p_1) (A + B\gamma^5) \psi_{\bar{q}'}(x, p_2) \bar{\phi}_H(x, k_{H^+}), \tag{IV.50}$$

où ψ_q et $\psi_{\bar{q}'}$ sont, respectivement, les fonctions de Dirac-Volkov relativistes qui décrivent le quark et l'anti-quark à l'intérieur du champ laser. Elles sont données par les équations ci-dessous :

$$\begin{aligned}
\psi_q(x, p_1) &= \left[1 + \frac{\eta e \not{k} \not{A}}{2(k.p_1)} \right] \frac{u(p_1, s_1)}{\sqrt{2Q_1V}} \times e^{iS(q_1, x)}, \\
\psi_{\bar{q}'}(x, p_2) &= \left[1 - \frac{\eta' e \not{k} \not{A}}{2(k.p_2)} \right] \frac{v(p_2, s_2)}{\sqrt{2Q_2V}} \times e^{iS(q_2, x)}. \end{aligned} \tag{IV.51}$$

Où les deux facteurs $\eta = 2/3$ et $\eta' = -1/3$ sont, respectivement, liés à la charge fractionnaire des quarks *down* et *up*. Concernant le signe, il faut noter que nous avons considéré $e = -|e| < 0$ comme la charge de l'électron. Les fonctions $S(q_1, x)$ et $S(q_2, x)$ sont définies de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
S(q_1, x) &= -q_1.x - \frac{\eta e(a_1.p_1)}{k.p_1} \sin(\phi) + \frac{\eta e(a_2.p_1)}{k.p_1} \cos(\phi), \\
S(q_2, x) &= q_2.x - \frac{\eta' e(a_1.p_1)}{k.p_2} \sin(\phi) + \frac{\eta' e(a_2.p_2)}{k.p_2} \cos(\phi). \end{aligned} \tag{IV.52}$$

Où $q_i (i = 1, 2) = (Q_i, \mathbf{q}_i)$ sont les quadri-impulsions habillées que le quark et l'anti-quark acquièrent en présence d'un champ laser. Elles sont données comme suit :

$$q_1 = p_1 - \frac{(\eta e)^2 a^2}{2(k \cdot p_1)} k, \quad q_2 = p_2 - \frac{(\eta' e)^2 a^2}{2(k \cdot p_2)} k. \quad (\text{IV.53})$$

Le carré de cette quadri-impulsion montre que les masses du quark et de l'anti-quark habillées dépendent de l'intensité du champ électrique et de sa fréquence. Cette dépendance est illustrée par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} m_q^* &= \sqrt{m_q^2 + (\eta e)^2 \xi_0^2 / \omega^2}, \\ m_{q'}^* &= \sqrt{m_{q'}^2 + (\eta' e)^2 \xi_0^2 / \omega^2}. \end{aligned} \quad (\text{IV.54})$$

Pour évaluer la largeur de la désintégration hadronique de H^+ en présence d'un champ laser, nous suivons la même procédure que celle utilisée pour calculer la largeur de désintégration leptonique IV.3.1.2. Nous obtenons :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow q\bar{q}') = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Gamma^n(H^+ \rightarrow q\bar{q}'), \quad (\text{IV.55})$$

où $\Gamma^n(H^+ \rightarrow q\bar{q}')$ est définie par

$$\Gamma^n(H^+ \rightarrow q\bar{q}') = \frac{G_F \sqrt{2} |V_{qq'}|^2}{16(2\pi)^2 Q} \int \frac{|\mathbf{q}_1| |\overline{\mathcal{M}_{fi}^{n,h}}|^2 d\Omega_q}{Q + n\omega + \frac{\omega Q_1 \cos(\theta)}{\sqrt{Q_1^2 - m_q^{*2}}} \left(n - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot k_{H^+})} \right)}. \quad (\text{IV.56})$$

Le terme $|\overline{\mathcal{M}_{fi}^{n,h}}|^2$ (le caractère h représente les hadrons et n est le nombre de photons) se réduit au calcul des traces comme suit :

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}_{fi}^{n,h}}|^2 &= \text{Tr} \left[(\not{p}_1 + m_q) \left\{ (A + B\gamma^5) b_n(z_h) + \left(C(p_1) \not{p}_1 \not{k} (A + B\gamma^5) - C(p_2) (A + B\gamma^5) \not{k} \not{p}_1 \right) \right. \right. \\ &\quad \times b_{1n}(z_h) + \left. \left(C(p_1) \not{p}_2 \not{k} (A + B\gamma^5) - C(p_2) (A + B\gamma^5) \not{k} \not{p}_2 \right) b_{2n}(z_h) \right\} (\not{p}_2 - m_{q'}) \\ &\quad \times \left\{ (A - B\gamma^5) b_n^*(z_h) + \left(C(p_1) (A - B\gamma^5) \not{k} \not{p}_1 - C(p_2) \not{p}_1 \not{k} (A - B\gamma^5) \right) b_{1n}^*(z_h) \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(C(p_1) (A - B\gamma^5) \not{k} \not{p}_2 - C(p_2) \not{p}_2 \not{k} (A - B\gamma^5) \right) b_{2n}^*(z_h) \right\} \right], \end{aligned} \quad (\text{IV.57})$$

où $C(p_1) = \eta e / [2(k \cdot p_1)]$ et $C(p_2) = \eta' e / [2(k \cdot p_2)]$. z_h est l'argument des fonctions de Bessel qui est défini de la manière indiquée ci-après :

$$z_h = \sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2}, \quad (\text{IV.58})$$

avec

$$\begin{aligned}\beta_1 &= e^{\left[\frac{\eta'(a_1 \cdot p_2)}{k \cdot p_2} - \frac{\eta(a_1 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} - \frac{(a_1 \cdot k_{H^+})}{k \cdot k_{H^+}} \right]}, \\ \beta_2 &= e^{\left[\frac{\eta'(a_2 \cdot p_2)}{k \cdot p_2} - \frac{\eta(a_2 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} - \frac{(a_2 \cdot k_{H^+})}{k \cdot k_{H^+}} \right]}.\end{aligned}\quad (\text{IV.59})$$

Le calcul de la trace peut être effectué à l'aide de FeynCalc [34]. Les résultats que nous avons obtenus sont donnés de la manière suivante :

$$\begin{aligned}|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^{n,h}|^2 &= \Delta_1 |b_n(z_h)|^2 + \Delta_2 |b_{1n}(z_h)|^2 + \Delta_3 |b_{2n}(z_h)|^2 + \Delta_4 b_{1n}(z_h) b_{2n}^*(z_h) + \Delta_5 b_{2n}(z_h) b_{1n}^*(z_h) \\ &\quad + \Delta_6 b_n(z_h) b_{1n}^*(z_h) + \Delta_7 b_{1n}(z_h) b_n^*(z_h) + \Delta_8 b_{2n}(z_h) b_n^*(z_h) + \Delta_9 b_n(z_h) b_{2n}^*(z_h),\end{aligned}\quad (\text{IV.60})$$

où les coefficients de Δ_1 à Δ_9 sont exprimés comme indiqué ci-après :

$$\Delta_1 = 4 \left(A^2 (-m_q m_{q'} + (p_1 \cdot p_2)) + B^2 (m_q m_{q'} + (p_1 \cdot p_2)) \right), \quad (\text{IV.61})$$

$$\Delta_2 = - \frac{2a^2 (A^2 + B^2) e^2 ((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta')^2}{(k \cdot p_1) (k \cdot p_2)}, \quad (\text{IV.62})$$

$$\Delta_3 = - \frac{2a^2 (A^2 + B^2) e^2 ((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta')^2}{(k \cdot p_1) (k \cdot p_2)}, \quad (\text{IV.63})$$

$$\Delta_4 = \frac{2iA B e^2 \left((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta' \right)^2 \left((k \cdot p_2) \epsilon(a_1, a_2, k, p_1) + (k \cdot p_1) \epsilon(a_1, a_2, k, p_2) \right)}{(k \cdot p_1)^2 (k \cdot p_2)^2}, \quad (\text{IV.64})$$

$$\Delta_5 = - \frac{2iA B e^2 \left((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta' \right)^2 \left((k \cdot p_2) \epsilon(a_1, a_2, k, p_1) + (k \cdot p_1) \epsilon(a_1, a_2, k, p_2) \right)}{(k \cdot p_1)^2 (k \cdot p_2)^2}, \quad (\text{IV.65})$$

$$\Delta_6 = \frac{2e \left((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta' \right) \left(- (A^2 + B^2) \left((a_1 \cdot p_2) (k \cdot p_1) - (a_1 \cdot p_1) (k \cdot p_2) \right) - 2iA B \epsilon(a_1, k, p_1, p_2) \right)}{(k \cdot p_1) (k \cdot p_2)}, \quad (\text{IV.66})$$

$$\Delta_7 = \frac{2e \left((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta' \right) \left(- (A^2 + B^2) \left((a_1 \cdot p_2) (k \cdot p_1) - (a_1 \cdot p_1) (k \cdot p_2) \right) + 2iA B \epsilon(a_1, k, p_1, p_2) \right)}{(k \cdot p_1) (k \cdot p_2)}, \quad (\text{IV.67})$$

$$\Delta_8 = \frac{4iA B e \left((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta' \right) \epsilon(a_2, k, p_1, p_2)}{(k \cdot p_1) (k \cdot p_2)}, \quad (\text{IV.68})$$

$$\Delta_9 = - \frac{4iA B e \left((k \cdot p_2) \eta + (k \cdot p_1) \eta' \right) \epsilon(a_2, k, p_1, p_2)}{(k \cdot p_1) (k \cdot p_2)}. \quad (\text{IV.69})$$

IV.3.3 Désintégration bosonique du boson de Higgs H^+ assistée par le champ laser

L'élément de matrice S_{fi} d'ordre le plus bas pour la désintégration bosonique (IV.16) du boson de Higgs chargé H^+ assistée par le champ EM intense est le suivant :

$$S_{fi}(H^+ \rightarrow W^+\Phi) = \frac{-ig}{2} g_{HW\Phi} \int d^4x \bar{\psi}_\Phi(x, p_\Phi) (p_W^\mu + p_\Phi^\mu) \psi_W(x, p_W) \bar{\phi}_H(x, k_{H^+}), \quad (\text{IV.70})$$

où $g_{HW\Phi} = \cos(\beta - \alpha)$, $g_{HW\Phi} = \sin(\beta - \alpha)$ et $g_{HW\Phi} = 1$ correspondent, respectivement, aux désintégrations $H^+ \rightarrow W^+h$, $H^+ \rightarrow W^+H$ et $H^+ \rightarrow W^+A$. Pour prendre en compte l'interaction du boson W^+ sortant avec le champ EM, nous le décrivons par la fonction d'onde suivante [35, 36] :

$$\psi_W(x, p_W) = \left[g_{\mu\nu} - \frac{e}{(k \cdot p_W)} (k_\mu A_\nu - k_\nu A_\mu) - \frac{e^2}{2(k \cdot p_W)^2} A^2 k_\mu k_\nu \right] \frac{\varepsilon^\nu(p_W, \lambda)}{\sqrt{2p_W^0 V}} \times e^{iS(q_W, x)}, \quad (\text{IV.71})$$

où $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ est le tenseur métrique de l'espace de Minkowski, $\varepsilon^\nu(p, \lambda)$ est le quadri-vecteur de polarisation du boson W^+ tel que $\sum_{\lambda=1}^3 \varepsilon_\mu(p_W, \lambda) \varepsilon_\nu^*(p_W, \lambda) = -g_{\mu\nu} + p_\mu^W p_\nu^W / M_W^2$, ainsi que

$$S(q_W, x) = -q_W \cdot x + \frac{e(a_1 \cdot p_W)}{k \cdot p_W} \sin(\phi) - \frac{e(a_2 \cdot p_W)}{k \cdot p_W} \cos(\phi), \quad (\text{IV.72})$$

avec la quadri-impulsion habillée $q_W = (Q_W, \mathbf{q}_W)$ et la masse effective M_W^* sont données, respectivement, comme suit :

$$q_W = p_W - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot p_W)} k, \quad M_W^* = \sqrt{M_W^2 - e^2 a^2}, \quad (\text{IV.73})$$

où M_W est la masse au repos du boson W^- . Pour les bosons scalaires neutres finaux, ils sont décrits par la fonction d'onde suivante :

$$\psi_\Phi(x, p_\Phi) = \frac{1}{\sqrt{2p_\Phi^0 V}} \times e^{-ip_\Phi \cdot x}, \quad (\text{IV.74})$$

qui obéit à l'équation de Klein-Gordon pour les bosons ayant un spin nul. En suivant la même procédure que celle utilisée pour calculer la largeur de la désintégration leptonique et hadronique du boson de Higgs chargé assisté par laser. Donc, nous obtenons la largeur de la désintégration bosonique du Higgs H^+ assisté par le champ EM comme suit :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow W^+\Phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sqrt{2} G_F M_W^2}{8(2\pi)^2 Q} g_{HW\Phi}^2 \int \frac{|\mathbf{q}_W| |\overline{\mathcal{M}_{fi}^{n,b}}|^2 d\Omega_W}{Q + n\omega + \frac{\omega Q_W \cos(\theta)}{\sqrt{Q_W^2 - M_W^{*2}}} \left(n - \frac{e^2 a^2}{2(k \cdot k_{H^+})} \right)}, \quad (\text{IV.75})$$

où

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^{n,b}|^2 = & \left(-g^{\mu\nu} + \frac{p_W^\mu p_W^\nu}{M_W^2} \right) \left(p_W^\mu + p_\Phi^\mu \right) \left\{ \left(g_{\mu\nu} - \frac{a^2 e^2}{2(k \cdot p_W)} k_\mu k_\nu \right) b_n(z_b) + \frac{e}{k \cdot p_W} \right. \\
& \times \left(k_\mu a_{1\nu} - k_\nu a_{1\mu} \right) b_{1n}(z_b) + \frac{e}{k \cdot p_W} \left(k_\mu a_{2\nu} - k_\nu a_{2\mu} \right) b_{2n}(z_b) \left. \right\} \left(p_W^\nu + p_\Phi^\nu \right) \\
& \times \left\{ \left(g_{\nu\mu} - \frac{a^2 e^2}{2(k \cdot p_W)} k_\nu k_\mu \right) b_n^*(z_b) + \frac{e}{k \cdot p_W} \left(k_\nu a_{1\mu} - k_\mu a_{1\nu} \right) b_{1n}^*(z_b) \right. \\
& \left. + \frac{e}{k \cdot p_W} \left(k_\nu a_{2\mu} - k_\mu a_{2\nu} \right) b_{2n}^*(z_b) \right\}, \tag{IV.76}
\end{aligned}$$

où z_b est l'argument de la fonction de Bessel qui apparaît dans le calcul de largeur de désintégration bosonique du boson de Higgs H^+ en présence d'un champ laser. Ainsi, il est donné comme suit

$$z_b = e \sqrt{\left(\frac{a_1 \cdot p_W}{k \cdot p_W} - \frac{a_1 \cdot k_{H^+}}{k \cdot k_{H^+}} \right)^2 + \left(\frac{a_2 \cdot p_W}{k \cdot p_W} - \frac{a_2 \cdot k_{H^+}}{k \cdot k_{H^+}} \right)^2}. \tag{IV.77}$$

La quantité $|\overline{\mathcal{M}}_{fi}^{n,b}|^2$ (le caractère supérieur b représente le boson) ne se réduit pas ici au calcul de la trace puisque le processus de désintégration bosonique (IV.16) ne contient que des bosons scalaires qui ne possèdent pas des spins à sommer.

IV.4 Résultats et discussion

Dans cette section, nous allons discuter les différents résultats numériques qui ont été obtenus. Il est tout à fait approprié de commencer par examiner l'exactitude et la cohérence de notre calcul théorique. Nous avons toujours été habitués à comparer nos expressions théoriques en présence d'un champ laser avec celles correspondantes en absence du champ laser en appliquant la limite du champ manqué, c'est-à-dire $\xi_0 = 0$ V/cm et $n = 0$ (pas d'échange de photons). Nous avons choisi de comparer nos résultats avec les résultats précédemment présentés dans la littérature suivante [37, 38]. On sait qu'il faut prêter attention aux valeurs des paramètres libres lorsque l'on travaille au-delà du MS. Ils doivent être soigneusement sélectionnés pour respecter les limites actuelles de l'expérimentation. Dans notre cas, en plus des paramètres du laser (ξ_0 et ω), les paramètres libres du modèle sont pris comme suit : M_{H^+} , M_H , M_A , m_h , $\tan(\beta)$ et $\sin(\beta - \alpha)$. Pour M_{H^+} , nous mentionnons ici que chaque fois que nous voulons fixer sa valeur, nous choisissons dans la gamme 570 – 800 GeV, conformément à l'étude récente [39]. Pour faire en sorte que la loi de conservation de l'énergie soit toujours respectée, nous notons également ici que nous avons appliqué une condition sur la masse effective du Higgs chargé, $M_{H^+}^*$, donc qu'elle reste toujours supérieure aux masses des particules à l'état final. Sinon, la largeur de la désintégration est nulle. La première référence [37], avec laquelle nous devons comparer nos résultats, a adopté des masses des bosons de Higgs neutres dégénérées (c'est-à-dire, $M_H = M_A = M_{H^+}$), et a choisi les paramètres restants comme suit, $m_h = 125$ GeV, $\tan(\beta) = 10$ et $\sin(\beta - \alpha) = 1$. Dans ces dernières conditions, tous les modes de désintégration du boson de Higgs chargé H^+ sont inexistantes sauf deux, qui sont $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ et $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$. Si nous utilisons ces conditions et prenons la limite du champ laser ($\xi_0 = 0$ V/cm et $n = 0$), on obtient les résultats montré dans la Fig.IV.3(a). La deuxième comparaison que nous avons effectuée concerne le résultat présenté

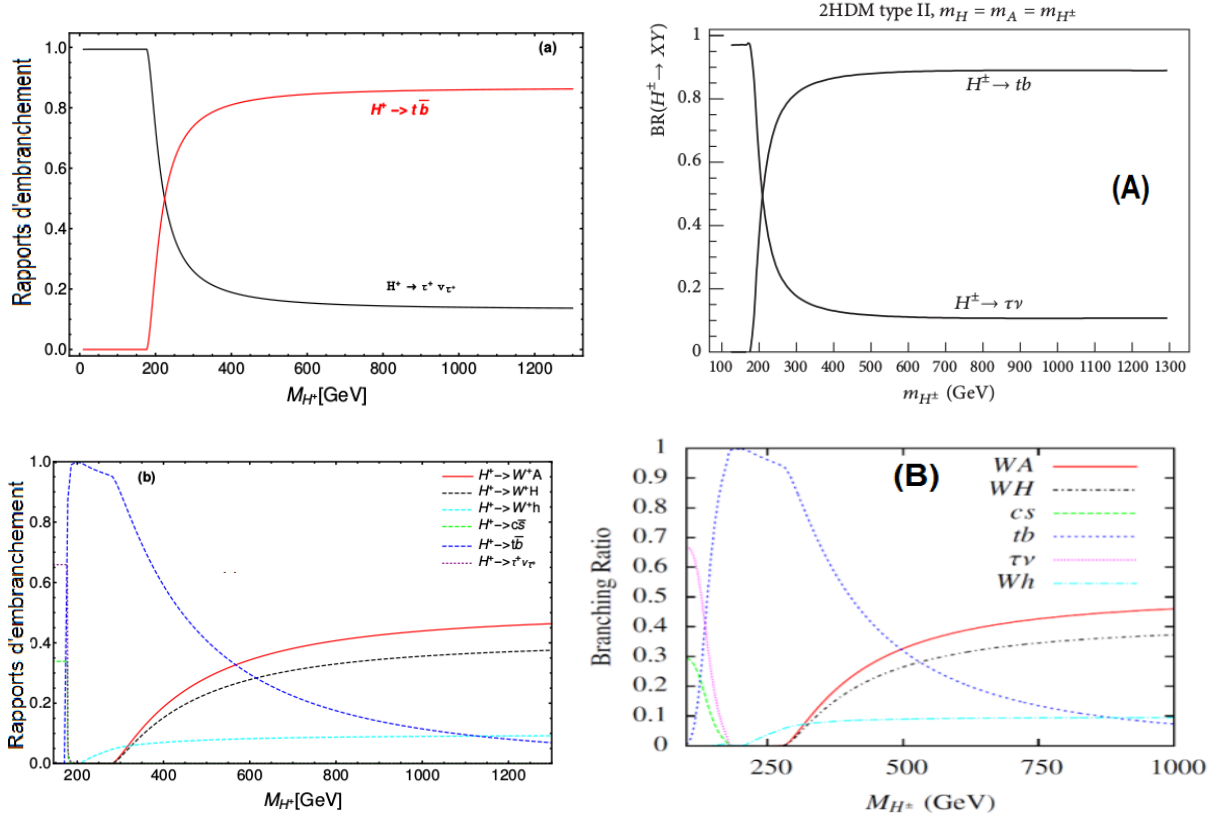


FIGURE IV.3 – Rapports d'embranchement de la désintégration de H^+ dans le modèle à deux doublets de Higgs de type II en fonction de sa masse, en fixant $\xi_0 = 0$ V/cm et $n = 0$ (absence du champ laser). Les paramètres libres sont : (a) $M_{H^+} = M_H = M_A$, $m_h = 125$ GeV, $\tan(\beta) = 10$, $\sin(\beta - \alpha) = 1$ (à comparer avec la figure (A) [37]) et (b) $M_H = M_A = 200$ GeV, $m_h = 125$ GeV, $\tan(\beta) = 1$, $\sin(\beta - \alpha) = 0,9$ (à comparer avec la figure (B) [38]).

dans [38]. Le résultat que nous avons obtenu est illustré sur la Fig. IV.3(b), où les paramètres libres sont les suivants : $M_H = M_A = 200$ GeV, $m_h = 125$ GeV, $\tan(\beta) = 1$ et $\sin(\beta - \alpha) = 0,9$. Les Figs. IV.3 (a) et IV.3 (b) sont en bon accord, respectivement, avec les résultats présentés dans [37] (voir Fig. IV.3 (A)) et [38] (voir Fig. IV.3 (B)) si les mêmes paramètres sont choisis. Ces deux figures ne sont destinés à vérifier notre calcul théorique que s'il donne le résultat sans laser dans la limite du champ nul ($\xi_0 = 0$ V/cm et $n = 0$). En raison de divers modes de désintégrations du boson de Higgs H^+ , nous avons décidé de combiner en deux, les fermions et les bosons. La première est la somme des largeurs leptoniques et hadroniques, et la seconde est la largeur bosonique exprimée en sous-section IV.3.3.

$$H^+ \rightarrow \text{Fermions} = H^+ \rightarrow \text{Hadr} + H^+ \rightarrow \text{Lept}, \quad (\text{IV.78})$$

où

$$H^+ \rightarrow \text{Hadr} = H^+ \rightarrow u\bar{d}, c\bar{s}, t\bar{b}, \quad \text{et} \quad H^+ \rightarrow \text{Lept} = H^+ \rightarrow e^+\nu_e, \mu^+\nu_\mu, \tau^+\nu_\tau, \quad (\text{IV.79})$$

où les autres canaux de désintégration hadronique sont fortement supprimés par les éléments de matrice diagonale de CKM. Pour le mode bosonique, nous définissons comme suit :

$$H^+ \rightarrow \text{Bosons} = H^+ \rightarrow W^+h, W^+H, W^+A. \quad (\text{IV.80})$$

Les variations des rapports d'embranchement pour les modes de désintégration fermionique et

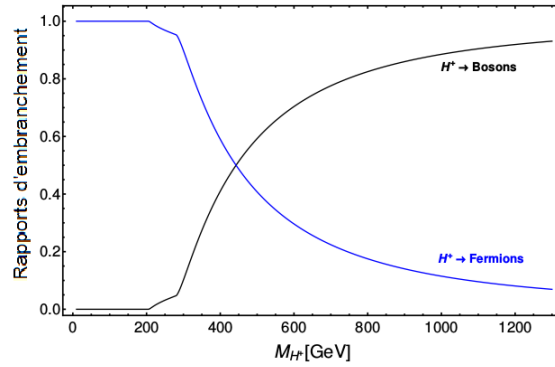


FIGURE IV.4 – Rapports d'embranchement sans laser de la désintégration de H^+ dans les canaux bosoniques et fermioniques en fonction de M_{H^+} . Les paramètres libres sont les mêmes que dans la Fig. IV.3(b).

bosonique du boson de Higgs H^+ sont présentées sur la Fig. IV.4 dans les mêmes conditions que dans la Fig. IV.3(b).

Étant donné que le boson de Higgs chargé léger a été exclu par la physique du méson B [39, 40],

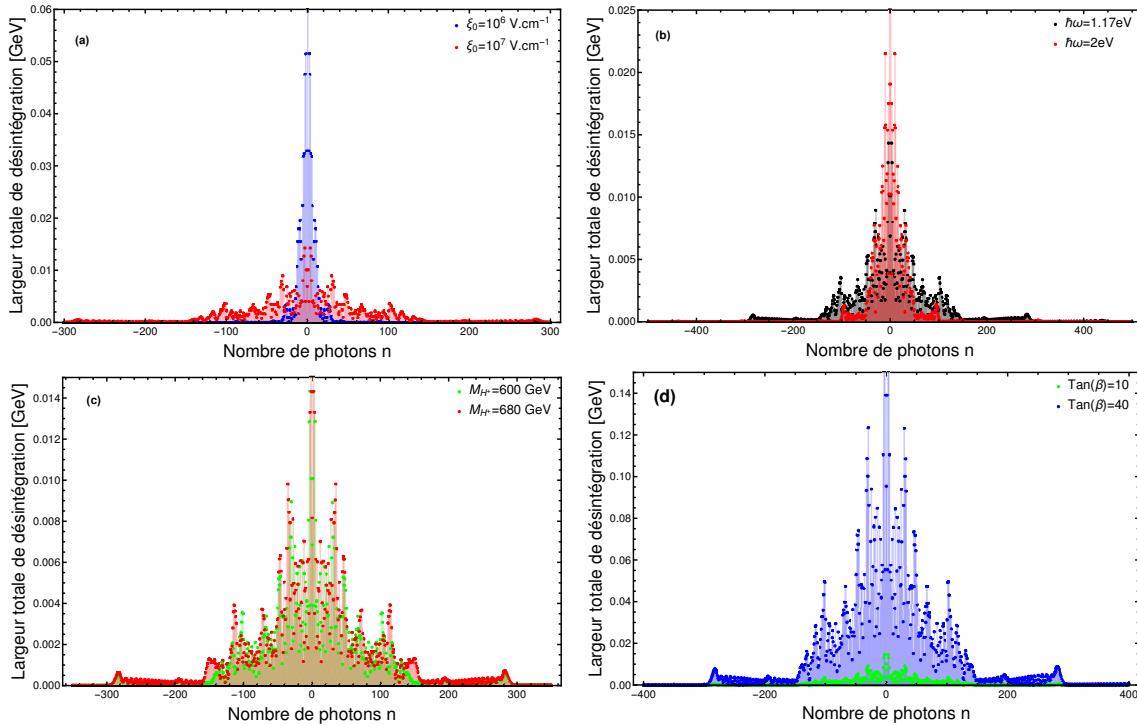


FIGURE IV.5 – Variations de la largeur totale de désintégration de H^+ en présence du champ laser en fonction du nombre de photons n . Les paramètres libres du modèle sont : $M_{H^+} = M_H = M_A = 600$ GeV, $m_h = 125$ GeV, $\sin(\beta - \alpha) = 1$, $\tan(\beta) = 10$, $\xi_0 = 10^7$ V/cm et $\hbar\omega = 1,17$ eV.

nous considérons ici le régime de Higgs chargé lourd. Dans ce régime, et d'après la Fig. IV.3(a), on remarque que le canal $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ est le seul dominant respectant les conditions qui y sont adoptées. Dans les Figs. IV.3(b) et IV.4, où les mêmes paramètres libres ont été choisis, nous voyons que les deux canaux contenant des bosons dans l'état final, exactement $H^+ \rightarrow W^+H$, W^+A , sont dominants dans le régime des masses lourdes.

Après avoir vérifié l'exactitude de notre calcul théorique par comparaison avec la littérature ré-

cente, nous allons maintenant considérer l'allumage du laser et discuter la désintégration de H^+ en présence d'un champ EM polarisé circulairement. Il y a trois paramètres qui caractérisent le laser lorsqu'il est allumé, qui sont l'intensité du champ électrique ξ_0 , sa fréquence $\hbar\omega$, ainsi que le nombre de photons échangés n . L'interaction du champ laser avec le système de désintégration dépend donc de la modification de ces paramètres. L'effet du champ laser sur la désintégration du boson Higgs H^+ se reflète plutôt dans les processus stimulés d'absorption et d'émission des photons. Pour illustrer ces phénomènes de processus de photons, nous traçons les variations de la largeur de désintégration totale ($\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma(H^+ \rightarrow \text{Fermions}) + \Gamma(H^+ \rightarrow \text{Bosons})$) en fonction du nombre de photons n , comme le montre dans la Fig. IV.5. Les paramètres libre du modèle sont choisis comme suit : $M_{H^+} = M_H = M_A = 600 \text{ GeV}$, $m_h = 125 \text{ GeV}$, $\sin(\beta - \alpha) = 1$, $\tan(\beta) = 10$. Pour les paramètres du champ laser, nous fixons comme indiqué ci-après $\xi_0 = 10^7 \text{ V/cm}$ et $\hbar\omega = 1,17 \text{ eV}$.

La Fig. IV.5(a) montre le phénomène d'échange de photons pour deux intensités du champ électrique différentes, 10^6 et 10^7 V/cm . Chaque point correspond à la valeur de la largeur totale de désintégration par rapport à un nombre entier de photons n . Le côté positif correspond à l'émission et le côté négatif à l'absorption. Il est clair que le nombre de photons d'échangés à $\xi_0 = 10^7 \text{ V/cm}$ est supérieur à celui d'échangé à $\xi_0 = 10^6 \text{ V/cm}$. Le nombre de photons qui augmente avec l'intensité du champ électrique est une indication de l'importance de l'effet du laser sur le système de désintégration. La Fig. IV.5(b) représente le processus d'échange de photons pour deux fréquences différentes. Contrairement à la Fig. IV.5(a), nous pouvons constater que le plus grand nombre de photons sont échangés à la fréquence la plus faible. Une petite fréquence signifie une durée d'impulsion suffisamment grande pour être compatible avec la durée de vie attendue du boson de Higgs chargé libre. Par conséquent, l'effet est plus important aux basses fréquences et moins important aux hautes fréquences. Dans la Fig. IV.5(c), il est manifeste que la masse du boson de Higgs chargé n'affecte pas de manière significative l'échange de photons, du moins à $\xi_0 = 10^7 \text{ V/cm}$. Le boson de Higgs chargé qui possède une masse aussi importante ne ressent la présence du champ laser que lorsqu'il est très intense, contrairement aux leptons et aux hadrons dans l'état final. Ceci est clairement visible dans les valeurs de la masse effective (voir l'équation (IV.26)) de H^+ . Par exemple, si nous prenons la masse $M_{H^+} = 600 \text{ GeV}$, elle reste la même en présence du laser jusqu'à $\xi_0 = 10^{13} \text{ V/cm}$. À des intensités plus élevées (par exemple, $\xi_0 = 10^{16} \text{ V/cm}$ et $\omega = 1,17 \text{ eV}$), la masse effective devient $M_{H^+}^* = 623,253 \text{ GeV}$. La Fig. IV.5(d) montre que de grandes valeurs de $\tan(\beta)$ stimulent l'échange de photons entre le laser et le système de désintégration d'une manière très significative. Après avoir discuté de l'effet du laser sur la largeur totale de désintégration et le processus d'échange des photons, nous allons maintenant passer à l'analyse de l'effet du laser sur les rapports d'embranchement. Nous le ferons pour les deux choix des paramètres libres, comme dans les figures IV.3(a) et IV.3(b). Nous allons commencer avec les conditions choisies dans la figure IV.3(b). Le tableau IV.2 présente les valeurs numériques des rapports d'embranchement bosonique et fermionique en termes de l'intensité du champ électrique. Les paramètres libres sont choisis comme sur la figure IV.3(b), avec $M_{H^+} = 620 \text{ GeV}$. Grâce à ce tableau, il est très clair que les faibles intensités du champ électrique [$10 - 10^4 \text{ V/cm}$] ne modifient pas les rapports d'embranchement, puisque le mode bosonique est toujours dominant, comme en l'absence du champ laser. Cependant, l'effet du laser commence à apparaître à des intensités des champs élevées et moyennes

TABLE IV.2 – Les valeurs numériques des rapports d’embranchement de désintégration du boson H^+ en fonction de l’intensité du champ électrique, avec $M_{H^+} = 620$ GeV et $\hbar\omega = 0.117$ eV. Les paramètres du modèle sont présentés dans la Fig. IV.3(b).

ξ_0 [V/cm]	BR($H^+ \rightarrow$ Fermions)	BR($H^+ \rightarrow$ Bosons)
10	0.2793	0.7206
10^2	0.2793	0.7206
10^3	0.27935	0.7206
10^4	0.3587	0.64124
10^5	0.5172	0.4827
10^6	0.5845	0.4154
10^7	0.57840	0.4216
10^8	0.5742	0.4257
10^9	0.58890	0.4110
10^{10}	0.5667	0.4332
10^{11}	0.1300	0.8699
10^{12}	0.000026	0.9999

[$10^5 - 10^{10}$ V/cm]. Maintenant, le champ laser améliore le mode fermionique par rapport au mode bosonique. À des intensités du champ 10^{11} et 10^{12} V/cm (champ ultra-fort), le laser a effectué un changement dramatique et brutal. Il permet de bloquer le mode fermionique pour ouvrir complètement le mode bosonique, qui devient le seul autorisé à 10^{12} V/cm de presque 100%. Notez que les deux rapports d’embranchement mentionnés dans le tableau IV.2 se compensent mutuellement en raison de la signification probabiliste qu’ils ont. Cela signifie que leur somme est égale à 1 (ou 100%).

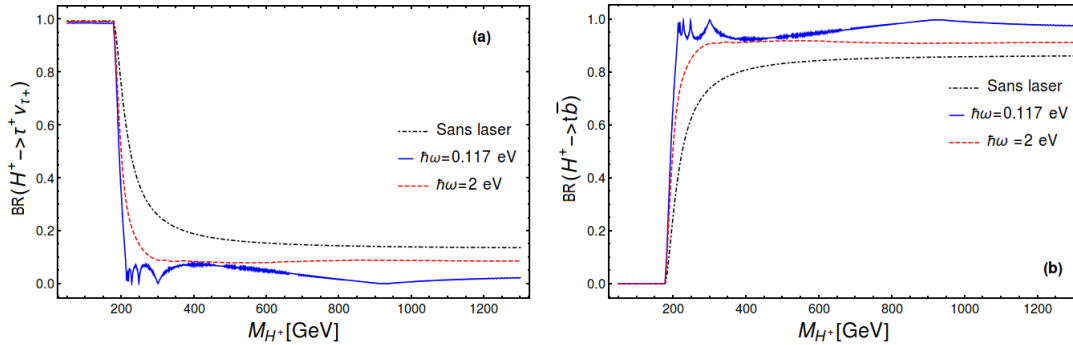


FIGURE IV.6 – Variations des rapports d’embranchement pour la désintégration de H^+ assistée par laser en termes de M_{H^+} pour deux fréquences différentes à $\xi_0 = 10^7$ V/cm. Les paramètres du modèle sont choisis comme indiqué à la figure IV.3(a).

Dans les mêmes conditions que dans la figure IV.3(a), la figure IV.6 montre les variations des rapports d’embranchement en fonction de M_{H^+} pour deux fréquences différentes (0, 117 et 2 eV) à l’intensité du champ électrique $\xi_0 = 10^7$ V/cm. Dans ce cas, comme nous l’avons mentionné précédemment, parmi tous les canaux disponibles, seuls les canaux $t\bar{b}$ et $\tau^+\nu_\tau$ restent ouverts. Comme on peut le voir sur cette figure, l’intensité du champ électrique de 10^7 V/cm n’a pas d’effet significatif sur les rapports d’embranchement. En effet, le canal $t\bar{b}$ était initialement dominant par rapport au canal $\tau^+\nu_\tau$ en l’absence du champ laser aux masses lourdes de Higgs. En présence d’un champ laser d’une intensité de 10^7 V/cm, il n’y a qu’une nouvelle amélioration

du canal $t\bar{b}$ et une élimination de l'autre selon la fréquence utilisée. L'effet du laser à basse fréquence est important par rapport à celui à haute fréquence. Maintenant, nous allons aug-

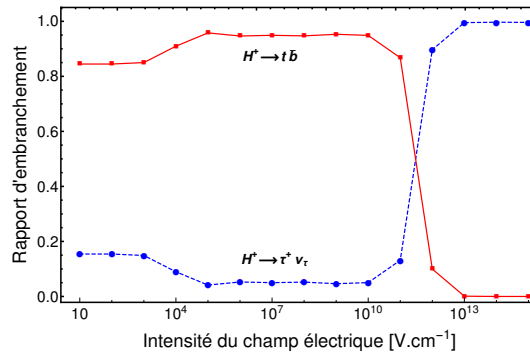


FIGURE IV.7 – Les variations des rapports d'embranchement pour la désintégration de H^+ assistée par laser en fonction de l'intensité du champ. Les paramètres du modèle sont choisis comme dans la figure IV.3(a), avec $M_{H^+} = 600$ GeV. La fréquence du champ laser est $\hbar\omega = 0.117$ eV.

menter l'intensité du champ laser et nous verrons ce qui se passera dans le régime des intensités du champ électrique très élevées. La figure IV.7 illustre les changements du rapport d'embranchement en fonction de l'intensité du champ électrique dans les mêmes conditions que dans la figure IV.3(a). Comme on peut le voir sur la figure IV.7, il n'y a pas d'effet significatif du champ laser sur les rapports d'embranchement dans la gamme d'intensité du champ comprise entre 10 et 10^{11} V/cm. Mais, une fois cette gamme dépassée, le laser contribue de manière significative à renforcer fortement le canal $\tau^+\nu_\tau$ et donc à réduire $t\bar{b}$. Bien que ces super-intensités ne soient pas encore disponibles expérimentalement dans les laboratoires, des efforts considérables sont actuellement déployés pour développer des infrastructures pour des sources laser puissantes, et ce n'est qu'une question de temps avant que des intensités plus élevées soient disponibles dans un avenir proche. Nous nous sommes soigneusement arrêtés à 10^{15} V/cm pour éviter la création de paires qui se produisent autour de 10^{16} V/cm (limite de Schwinger) [41–43]. Ce résultat, qui est le changement des rapports d'embranchement en raison du laser, est très intéressant et nécessite une investigation expérimentale.

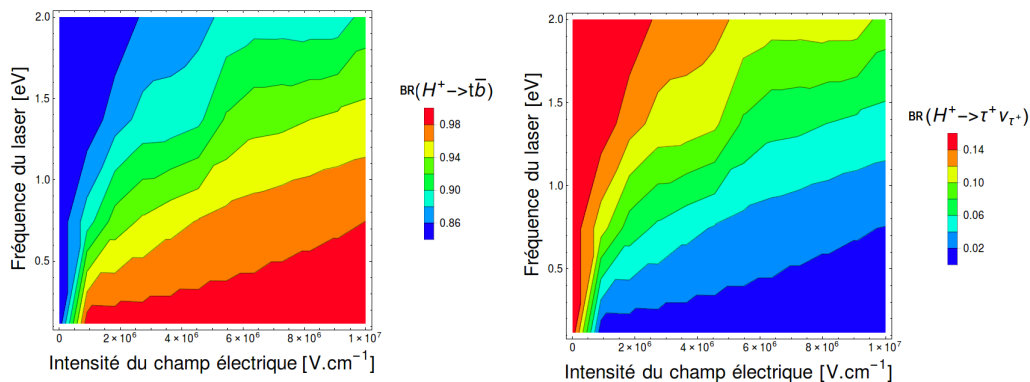


FIGURE IV.8 – Représentation graphique des rapports d'embranchement pour la désintégration du boson de Higgs H^+ assistée par laser en fonction de l'intensité du champ et de la fréquence. Les paramètres du modèle sont les mêmes que dans la figure IV.3(a), avec $M_{H^+} = 620$ GeV.

Pour donner une image plus nette, nous présentons dans la figure IV.8 un contour des rapports d'embranchement, où leurs changements sont mis en évidence en termes d'intensité du champ

et de la fréquence conjointement. On peut observer comment les rapports d'embranchement changent lorsque l'intensité du champ laser augmente à une fréquence spécifique ou vice versa. L'effet du champ laser devient très intéressant à des hautes intensités du champ et de basses fréquences. Cela confirme la discussion précédente dans les figures IV.5(a) et IV.5(b) concernant l'effet de l'intensité du champ électrique et de la fréquence sur le processus d'échange de photons. De plus, nous pouvons voir comment les deux contours sont complémentaires et superposables l'un à l'autre.

IV.5 Conclusion

Pour résumer, nous avons fourni des preuves théoriques que les rapports d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs chargé peuvent être modifiés dans une gamme assez longue en appliquant un champ laser approprié. En utilisant la méthode de l'élément de matrice S_{fi} , nous avons effectué des calculs analytiques pour la désintégration du boson de Higgs chargé en présence d'un champ de radiation polarisé circulairement. Notre résultat principal est illustré à la figure IV.7, où les paramètres libres choisis n'autorisent que deux canaux, $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ et $H^+ \rightarrow t \bar{b}$. Il est démontré que le canal $\tau^+ \nu_\tau$, qui est le plus faible en l'absence du champ laser, devient totalement dominant dans la région des champs très intense [$10^{12} - 10^{13}$ V/cm]. Le fait qu'un champ laser approprié peut modifier les rapports d'embranchement est extrêmement important, surtout lorsqu'il s'agit d'une particule non encore découverte. Sans oublier que ces résultats sont purement théoriques et nécessitent donc une vérification expérimentale. Il est temps de redoubler nos efforts pour tirer une partie de la technologie laser et la mettre en œuvre dans les grands collisionneurs, parallèlement à ses progrès continus depuis les années 1960. L'environnement EM intense, combiné à l'accélération conventionnelle, pourrait être un moyen prospectif d'augmenter l'énergie de collision requise pour la détection du boson de Higgs chargé.

Références

- [1] ATLAS collaboration, 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*, Phys. Lett. B. **716**, 1 (2012).
- [2] CMS collaboration, S. Chatrchyan et al., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B. **716**, 30 (2012).
- [3] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J.P. Silva, *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*, Phys. Rept. **516**, 1 (2012).
- [4] E. G. Fuakye, *Higgs Boson Phenomenology in the Type II Two Higgs Doublet Model (2HDM)*, (Doctoral dissertation, Concordia University, Canada, 2020).
- [5] A.G. Akeroyd et al., *Prospects for charged Higgs searches at the LHC*, Eur. Phys. J. C. **77**, 276 (2017).
- [6] D. Chakraborty, *Charged Higgs boson searches at the LHC*, Nucl. Part. Phys. Proc. **260**, 216 (2015).
- [7] V. Yanovsky et al, Opt. Express. **16**, 2109 (2008).
- [8] K. T. McDonald and K. Shmakov, Phys. Rev. ST Accel. Beams. **2**, 121301 (1999).
- [9] S. J. Müller, C. H. Keitel and C. Müller, Phys. Lett. B **730**, 161 (2014).
- [10] S. J. Müller, C. H. Keitel and C. Müller, Phys. Rev. D **90**, 094008 (2014)
- [11] M. Ouhammou, M. Ouali, S. Taj and B. Manaut, Chin. J. Phys. **77**, 826 (2022).
- [12] M. Ouali, M. Ouhammou, Y. Mekaoui, S. Taj and B. Manaut, Chin. J. Phys. **77**, 1182 (2022).
- [13] M. Ouhammou, M. Ouali, S. Taj and B. Manaut, Laser Phys. Lett. **18**, 076002 (2021).
- [14] M. Ouali, M. Ouhammou, S. Taj, B. Manaut and R. Benbrik, Phys. Lett. B **823**, 136761 (2021).
- [15] J. Ou aali, M. Ouhammou, M. Ouali, L. Rahili, S. Taj and B. Manaut, Chin. J. Phys. **77**, 2389 (2022).
- [16] A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan and C. H. Keitel, Rev. Mod. Phys. **84**, 1177 (2012).
- [17] F. Ehlötzky, K. Krajewska, and J. Z. Kaminski, Rep. Prog. Phys. **72**, 046401 (2009).
- [18] S. Mouslih, M. Jakha, S. Taj, B. Manaut and E. Siher, Phys. Rev. D **102**, 073006 (2020).

-
- [19] M. Jakha, S. Mouslih, S. Taj, Y. Attaourti and B. Manaut, *Chin. J. Phys.* **77**, 1156 (2022).
- [20] M. Jakha, S. Mouslih, S. Taj and B. Manaut, *Laser Phys. Lett.* **18**, 016002 (2021).
- [21] A.-H. Liu, S.-M. Li and J. Berakdar, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 251803 (2007).
- [22] M. Baouahi, M. Ouali, M. Jakha, S. Mouslih, Y. Attaourti, B. Manaut, S. Taj and R. Benbrik, *Phys. Lett.* **18**, 106001 (2021).
- [23] M. Baouahi, I. Dahiri, M. Ouali, B. Manaut, R. Benbrik and S. Taj, *Europhys. Lett.* **138** 14003 (2022).
- [24] V. Barger, J. L. Hewett, R. J. N. Phillips, *Phys. Rev. D* **41**, 3421 (1990).
- [25] Andersen, J. R., et al. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties* (2013) <https://doi.org/10.5170/CERN-2013-004>.
- [26] Branco, G. C., Ferreira, P. M., Lavoura, L., Rebelo, M. N., Sher, M., and Silva, J. P, *Phys. Rept. t.* **516**, (2012).
- [27] Gunion, J. F., and Haber, H. E, *Phys. Rev.* **D67**, 075019 (2003).
- [28] R.A. Diaz Sanchez, Ph. D. Thesis, *For a comprehensive review of the two-Higgs-doublet model*, Universidad Nacional de Colombia, (2002).
- [29] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane and S. Dawson, *Front. Phys.* **80**, 1 (2000).
- [30] C. A. Marin and B. Hoeneisen, *Mass constraints, production cross-sections, and decay rates in the two Higgs doublet model of type two* (2004) <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/0402061>.
- [31] W. Greiner and B. Müller, *Gauge Theory of Weak Interactions*, 3rd ed. (Springer, Berlin, 2000).
- [32] C. Szymanowski, V. Veniard, R. Taieb, A. Maquet and C. H. Keitel, *Phys. Rev. A* **56**, 3846 (1997).
- [33] V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Quantum Electrodynamics*, (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1982).
- [34] V. Shtabovenko, R. Mertig and F. Orellana, *Comput. Phys. Commun.* **256**, 107478 (2020).
- [35] A. V. Kurilin, *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fiz.* **112D**, 977 (1999).
- [36] I. A. Obukhov, V. K. Perez-Fernandez, and V. Khalilov, *Russ. Phys. J.* **26**, 1117 (1984).
- [37] I. Ahmed, *Sources of Charged Higgs Pair through Double or Triple Higgs Production at Linear Colliders*, *Adv. High Energy Phys.* **2017**, ID 6139250 (2017).
- [38] J. Li, R. Patrick, P. Sharma and A.G. Williams, *JHEP.* **11**, 164 (2016).
- [39] M. Misiak, M. Steinhauser, *Eur. Phys. J. C.* **77**, 201 (2017).
- [40] M. Misiak et al, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 221801 (2015).
- [41] E. Brezin and C. Itzykson, *Phys. Rev. D.* **2**, 1191 (1970).
- [42] N. B. Narozhny and A. I. Nikishov, *Pair production by a periodic electric field*, *Sov. Phys. JETP.* **38**, 427 (1974).
- [43] V. S. Popov, *The Schwinger effect and possibilities for its observation using optical and X-ray lasers*, *J. Exp. Theor. Phys.* **94**, 1057 (2002).

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif de cette thèse était d'approfondir notre compréhension des processus physiques assistés par laser dans le cadre du MS et au delà. Nous avons atteint cet objectif, qui s'est traduit par une étude approfondie des processus suivants : les désintégrations leptoniques du boson W^- et du pion π^- chargé négativement assistées par le champ laser à polarisation circulaire dans le cadre du MS et celle du boson de Higgs chargé H^+ dans le modèle à deux doublets de Higgs 2HDM type II. Dans ce contexte, nous avons étudié en détail ces différents processus en utilisant le formalisme de Dirac-Volkov qui permet de décrire les mouvements des particules chargées, que ce soient des fermions ou des bosons au sein du champ EM. Tous les calculs théoriques sont effectués au premier ordre de la théorie des perturbations (première approximation de Born). En plus des résultats théoriques, un intérêt particulier a été consacré à l'évaluation numérique réelle des formules utilisées. Les résultats les plus importants de cette thèse sont les valeurs numériques produites à partir des formules du module standard modifié par le champ EM, qui sont présentées dans un certain nombre des graphes et des tableaux dans les chapitres II, III et IV. Ces résultats nous permettent de répondre à une question controversée dans ces dernières années, et de relancer le débat et d'approfondir nos connaissances dans le domaine des champs laser forts. Comme résultats, nous avons trouvé que le champ laser influence les propriétés des particules fondamentales et la dynamique de certains processus dans la physique du MS et au-delà. Parmi ces propriétés très importantes, qui sont mesurées expérimentalement, nous trouvons la largeur de désintégration, la durée de vie et le rapport d'embranchement liés aux processus de désintégration. Nous avons trouvé aussi la section efficace dans le cas des processus de diffusion

D'après les résultats numériques qui ont été obtenus, nous avons effectivement trouvé que le champ laser a un effet significatif sur toutes les quantités calculées. Dans le cas de la polarisation circulaire, nous avons trouvé que la largeur de désintégration d'une particule en présence d'un champ EM intense est très faible et presque inexistante, comme si le laser à haute intensité et à une fréquence appropriée essayait d'arrêter la particule et de retarder sa désintégration. Cela rend sa durée de vie plus longue, car cette dernière est inversement proportionnelle à la largeur de désintégration. Le même résultat a été obtenu par Jakha *et al.* [1, 2] lorsqu'ils ont étudié l'effet d'un champ EM polarisé circulairement sur les durées de vie des bosons Z et W^- . Liu *et al.* [3] ont étudié l'effet d'un champ EM intense polarisé linéairement sur la durée de vie du muon. Ils ont trouvé un changement notable dans sa durée de vie, c'est-à-dire que la durée de

vie du muon a diminué et est devenue plus courte. Ce résultat est contraire à celui que nous avons obtenu en utilisant le champ laser polarisé circulairement, que ce soit ici ou dans les cas des bosons W^- et Z . Ces deux résultats montrent que la nature de la polarisation joue un rôle important dans le contraste des résultats. Cette différence dans le comportement de la durée de vie dans les deux cas de polarisation peut être facilement acceptée grâce à l'effet Zénon [4, 5] ou à l'effet anti-Zénon quantique [6, 7], selon que la désintégration est retardée ou accélérée.

Concernant les rapports d'embranchement, ils sont également modifiés, que ce soit par augmentation ou par diminution, en présence du champ EM. Ces quantités sont très importantes et nécessitent des recherches expérimentales pour les confirmer afin de répondre aux besoins de la communauté scientifique dans le futur. Il est temps de redoubler d'efforts pour prendre une partie de la technologie laser et la mettre en œuvre dans les grands collisionneurs, en parallèle avec le développement remarquable de la technologie du laser.

Enfin, nous avons conclu que le champ EM peut réellement contrôler le comportement des particules et modifier leurs propriétés. Nous avons également montré que la nature de la polarisation du champ laser joue un rôle important dans les résultats obtenus. Cependant, l'ajout des effets externes (par exemple, le champ EM, l'effet coulombien, l'effet de polarisation des électrons, ...) rend les calculs un peu plus difficiles et nécessite de nouvelles fonctions mathématiques plus complexes telles que, les fonctions de Bessel ordinaires et généralisées. Néanmoins, cela nous permet de comprendre le comportement des particules lors de la désintégration et de découvrir les nouvelles propriétés de celles-ci.

Toutefois, les résultats de ce modeste travail constituent la base d'un travail à poursuivre et à améliorer pour une étude beaucoup plus approfondie qui pourrait faire l'objet d'une thèse de doctorat. Ainsi, comme perspectives de ce travail, nous appliquerons le même concept théorique aux processus dans le cadre du MS et au-delà et nous allons considérer les autres polarisations du champ laser, comme linéaire et elliptique. Nous avons commencé un travail en collaboration sur le processus de production de paires de quarks top par annihilation électron-positron dans un champ laser polarisé linéairement, qui est actuellement en cours de préparation.

En tant que physiciens théoriciens, nous confirmons que la base de ce travail, qui nous a servi à montrer les résultats obtenus, est purement théorique ; mais nous pensons qu'il peut ouvrir la voie et offrir un champ plus large pour d'éventuelles expériences dans le futur.

Références

- [1] Jakha M, Mouslih S, Taj S and Manaut B, *Laser Phys. Lett.* **18**, 016002 (2021).
- [2] Jakha M, Mouslih S, Taj S, Attaourti Y and Manaut B, *Chin. J. Phys.* **77**, 1156-1167 (2022).
- [3] A. H. Liu, S.-M. Li and J. Berakdar, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 251803 (2007).
- [4] W. M. Itano, D. J. Heinzen, J. J. Bollinger, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. A.* **41**, 2295 (1990).
- [5] M. Lewenstein and K. Rzążewski, *Phys. Rev. A.* **61**, 022105 (2000).
- [6] Gontys V and Kaulakys B, *Quantum anti-Zeno effect*, *Phys. Rev. A.* **56**, 1131 (1997).
- [7] Lewenstein M and Rzążewski K, *Quantum anti-Zeno effect*, *Phys. Rev. A.* **61**, 022105 (2000).