



Université Mohamed Khider de Biskra
FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES ET SCIENCES DE LA
NATURE ET DE LA VIE
Département : Sciences de la Matière

MÉMOIRE DE MASTER

Domaine des sciences des matériaux

Filière : Physique

Physique des matériaux

Réf. : Entrez la référence du document

Présenté et soutenu par :

Zerig Mohamed Salah

Le : 18-06-2023

Une Initiation Aux Diagrammes De Feynman En Physique Des Particules

Jury :

| | | | |
|-------------------------|-------|------------------------------|------------|
| Mohammedi Ferhat | Prof | Univ. Mohamed khider -biskra | Président |
| Bensalah Nadjoua | MC"B" | Univ. Mohamed khider -biskra | Rapporteur |
| Guergueb Saida | MA"A" | Univ. Mohamed khider -biskra | Examineur |

Année universitaire : 2022 /2023

Dédicace

*Je dédie cet humble travail à **ma mère** et à **mon père***

*Et mon frère **akram***

*Et ma sœur **Imane***

*Aussi toute ma famille et mes amis **Aissa, abdo, naufel, salah, abde rahmane, Fathie, chrife, houssem , raouf, nassro, hajo.***

Remerciements

Si la réalisation de ce mémoire demande beaucoup de motivation, de rigueur et d'enthousiasme, alors ce travail de recherche a besoin de la contribution de nombreuses personnes que je tiens à remercier !

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Mme BenSalah Nadjoua pour son encadrement de cette thèse.

Ce fut un plaisir de travailler sous votre supervision. Merci de votre présence et des conseils avec lesquels vous avez guidé ce travail, j'espère que cette thèse sera à la hauteur de vos attentes.

A mes parents, mes proches et ceux qui ont le plus cru en moi.

Le seul mot que je peux dire est merci, merci beaucoup à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de cette thèse.

Leur soutien inconditionnel et leurs encouragements ont été d'une grande aide.

Enfin, je remercie les membres du comité de discussion d'avoir accepté de discuter et d'améliorer cette note avec leurs précieux conseils.

Table des Matières

| | |
|----------------------------|-----|
| Table des Matières..... | i |
| Table des Figures..... | iii |
| Table des Tableaux | iv |
| Table des Symboles | v |
| Introduction Générale..... | 1 |

Chapitre I : Généralités sur la physique des particules

| | |
|--|----|
| I. 1 Introduction | 3 |
| I. 2 Élémentaire en physique des particules..... | 3 |
| I. 2. 1 Les Fermions | 4 |
| I. 2. 1. 1 Les Leptons | 5 |
| I. 2. 1. 2 Les Quarks..... | 6 |
| I. 2. 2 Les Bosons de jauge | 8 |
| I. 3 Autres Bosons hors modèle Standard..... | 9 |
| I. 3. 1 Boson de Higgs | 9 |
| I. 3. 2 Le Graviton | 13 |
| I. 4 Interactions fondamentales..... | 13 |
| I. 4. 1 Introduction | 13 |
| I. 4. 2 Interaction gravitationnelle | 14 |
| I. 4. 3 Interaction électromagnétique | 15 |
| I. 4. 4 Interaction forte | 16 |
| I. 4. 5 Interaction faible..... | 17 |

Chapitre II : Diagrammes de Feynman

| | |
|---|----|
| II. 1 Introduction..... | 18 |
| II. 2 Diagramme de Feynman..... | 19 |
| II. 2. 1 Définition | 19 |
| II. 2. 2 Règles de Feynman..... | 20 |
| II. 3 Électrodynamique Quantique (QED)..... | 26 |
| II. 4 Chromodynamique Quantique (QCD)..... | 27 |
| II. 5 Les vertex du modèle standard..... | 28 |
| II. 5. 1 Secteur électromagnétique..... | 29 |
| II. 5. 2 Secteur fort..... | 30 |
| II. 5. 3 Secteur faible..... | 30 |
| II. 5. 4 Secteur de Higgs..... | 31 |

Chapitre III : Présentations de quelques diagrammes de Feynman

| | |
|--|----|
| III. 1 Exemple 1..... | 33 |
| III.1. 1 L'interaction Faible | 33 |
| III.1. 2 Désintégration du muon..... | 35 |
| III. 2 Exemple 2: Annihilation d'un électron et un positron..... | 38 |
| III. 3 Exemple 3 : Diffusion de Moller, Bhabha et Drell–Yan..... | 39 |
| III. 4 Exemple 4 : Création du Boson de Higgs | 40 |
| Conclusion Générale..... | 42 |
| Références..... | 43 |

Table des Figures

| | |
|--|----|
| I. 1 Les trois générations de la matière..... | 4 |
| I. 2 Quelques propriétés des Leptons..... | 5 |
| I. 3 Quelques propriétés des Quarks..... | 6 |
| I. 4 Neutron et Proton..... | 7 |
| I. 5 Quelques propriétés des bosons vecteurs..... | 9 |
| I. 6 Mécanisme dominant pour la production de bosons de Higgs dans l'annihilation e^+e^- | 11 |
| I. 7 Un exemple de processus pouvant produire des bosons de Higgs en collisions..... | 12 |
| II. 1 Représentation des particules selon Feynman..... | 19 |
| II. 2 Diagrammes de Feynman de la diffusion Compton en voie s (à gauche) et en voie t (à droite)..... | 23 |
| II. 3 Développement perturbatif de la matrice de diffusion et diagrammes de Feynman..... | 25 |
| II. 4 Exemple simple d'un diagramme de Feynman..... | 26 |
| II. 5 Vertex entre deux fermions chargés et un photon..... | 29 |
| II. 6 Vertex entre deux fermions colorés et un gluon (à gauche), entre 3 gluons (au centre) et entre 4 gluons (à droite)..... | 30 |
| II. 7 Vertex entre deux fermions et un vecteur de l'interaction faible par courant chargé (à gauche et au centre) et par courant neutre (à droite)..... | 31 |
| II. 8 Vertex d'autocouplage entre les bosons électrofaibles..... | 31 |
| II. 9 Vertex de couplage entre boson de higgs et fermion massif (à gauche) et entre boson de Higgs et vecteurs faibles (au centre et à droite)..... | 32 |
| II. 10 Vertex d'autocouplage du boson de Higgs..... | 32 |
| III. 1 Diagramme de la désintégration purement leptonique $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ | 33 |

| | |
|---|----|
| III. 2 Diagramme de la désintégration purement hadronique $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ | 34 |
| III. 3 Diagramme de la désintégration semi leptonique $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ | 34 |
| III. 4 Schématisation d'une production du boson Z..... | 35 |
| III. 5 Désintégration du muon | 36 |
| III. 6 Annihilation d'un électron et un positron | 38 |
| III. 7 Diffusion Møller..... | 39 |
| III. 8 Diffusion Bhabha..... | 39 |
| III. 9 Diffusion Drell–Yan..... | 40 |
| III. 10 Création du Boson de Higgs..... | 40 |

Table des tableaux

| | |
|---|-------|
| II.1 et II.2 Facteurs associés aux différents éléments d'un diagramme de Feynman..... | 20,21 |
|---|-------|

Table des Symboles

| | |
|---------------|---|
| m_μ | mass du muon |
| m_e | mass du électron |
| \mathcal{M} | l'amplitude de diagramme feynman |
| M_W | La masse du boson faible w^\pm |
| q | La charge électrique |
| s | Le nombre quantique de spin |
| g_F | Constante intervenant dans l'expression du potentiel de Yukaw |
| \not{p} | Feynman slash ' $p_\mu \gamma^\mu$ ' |
| θ_W | L'angle de Weinberg |
| δ | Distribution de Dirac |
| W | La polarisation |
| τ | Le temps de vie de la particule |
| m | La mass |
| G_F | Constant de Fermi |
| e_r | Le vecteur unitaire joignant les centres des charges concernées |
| $\phi(r)$ | Le potential gravitationnel |
| τ^- | Le tau |
| μ^- | Le moun |
| ν_μ | Un neutrino mounique |
| $\bar{\nu}_e$ | Un antineutrino électronique |
| q | Quark |
| \bar{q} | Antiquark |
| Z | Boson z |
| W^\pm | Boson W^\pm |
| e^+ | Positron |
| e^- | Electron |
| u | Quark Up |
| d | Quark Down |
| γ | Photon |
| Q | La charge électrique du fermion |
| CC | Les courants chargés |
| CN | Les courants neutres |
| WI | L'interaction faible |
| QED | Électrodynamique Quantique |
| QCD | Chromodynamique Quantique |

Introduction Générale

Au cours des vingt dernières années, la physique théorique moderne a fait d'énormes progrès, qui peuvent bien être comparés aux développements spectaculaires qui se sont produits au cours des premières décennies de ce siècle. Alors que les découvertes du début du XXe siècle (mécanique quantique, relativité restreinte et générale) concernaient les fondements de la physique moderne, refaisant les concepts mêmes sur lesquels repose notre vision des lois de la nature, les percées récentes ont fourni une compréhension presque complète des principes de base des interactions fondamentales entre particules élémentaires. Ces principes sont énoncés dans le soi-disant "modèle standard de la physique des particules" qui décrit avec succès toutes les données expérimentales établies en physique.

Le modèle standard (SM) est un cadre théorique de physique des particules qui décrit les propriétés et les interactions des particules élémentaires qui composent la matière, ainsi que les forces fondamentales qui gouvernent leur comportement. Il est basé sur les principes de la théorie quantique des champs et de la relativité restreinte, et est actuellement la meilleure description disponible de la physique des particules subatomiques. Le modèle standard inclut trois des quatre forces fondamentales de la nature (l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte), mais ne décrit pas la force gravitationnelle. Les recherches expérimentales n'ont jusqu'à présent pas permis de découvrir des forces autres que ces quatre, bien que nous ne puissions pas exclure l'existence d'autres interactions très faibles ou à courte portée. En physique théorique, un diagramme de Feynman est une représentation graphique d'équations mathématiques particulières décrivant les interactions des particules subatomiques dans le cadre de la théorie quantique des champs. Cet outil a été inventé par le physicien américain Richard Feynman à la fin des années 1940, alors qu'il était en poste à l'université Cornell, pour réaliser ses calculs de diffusion des particules.

Malgré leur aspect, les diagrammes de Feynman ne figurent pas des événements physiques. Les seuls éléments réels sont les particules entrantes et sortantes du graphe, et non les interactions décrites par le diagramme.

Nous avons trouvé un grand intérêt de présenter les Diagrammes de Feynman dans ce travail modeste sous trois grands chapitres. Pour ce but, nous avons consacré un premier chapitre sur les particules élémentaires, les constituants de base de notre univers, allant du tout petit au Particules composites à travers le modèle standard, sans oublier de citer les quatre interactions fondamentales.

Suivis par un deuxième chapitre, où nous avons donné un ensemble de règles de Feynman pour pouvoir représenter justement, les désintégrations des particules composites en particules élémentaires puis leurs interactions véhiculées par les bosons responsables ainsi que d'autres situations d'annihilation ou de fusion ou de radiation observées dans la nature ou dans des accélérateurs à très grandes énergies. Ces mêmes situations physiques très importantes, dont nous avons fait le choix de prendre quelques exemples de diagrammes de Feynman pour les présenter sous forme d'un dernier chapitre.

Pour clôturer ce mémoire, nous avons terminé par une conclusion générale.

Chapitre I

Généralités sur la physique des particules

I. 1 Introduction

Nous savons aujourd'hui que toute la matière connue est composée d'atomes, qui sont eux-mêmes formés d'électrons et de noyaux, lesquels, à leur tour, sont des agencements de protons et de neutrons. Ces derniers ne sont pas non plus des objets élémentaires, mais plutôt des objets composites, faits de quarks et de gluons.

La physique des particules est avant tout la physique de l'infiniment petit :

Elle explore la structure ultime de la matière, à la frontière des dimensions détectables par les techniques expérimentalement existantes (l'infiniment petit dépend donc des progrès technologiques). Le but est de trouver un nombre aussi restreint que possible de particules élémentaires (sans structure interne) interagissant entre elles à travers un minimum de forces (idéalement un seul type de force).

Donc le but est d'expliquer comment les particules élémentaires se lient pour former des particules composites et plus globalement le monde qui nous entoure.

I. 2 Élémentaire en physique des particules

On appelle particules élémentaires les constituants fondamentaux de l'univers décrits par le modèle standard de la physique des particules. Ces particules subatomiques sont dites « élémentaires » parce qu'elles ne résultent pas de l'interaction d'autres particules plus « petites ». Un atome n'est pas une particule élémentaire car il est constitué d'électrons, de protons et de neutrons. Ces deux derniers, désignés par le terme générique, nucléons, car formant le noyau atomique, ne sont pas non plus élémentaires car ils sont constitués de quarks. En revanche, électrons et quarks sont des particules élémentaires car ils ne sont constitués d'aucune autre particule, d'après l'état actuel des connaissances.

On peut construire toute la matière connue de l'univers avec seulement 12 fermions (6 quarks, 6 leptons) - leurs antiparticules - et 12 bosons vecteurs. Ce sont les constituants de base du modèle standard qui est la théorie admise actuellement pour reproduire la physique des particules. Cette théorie ne permet pas de décrire la gravitation. Pratiquement tous les

phénomènes naturels peuvent être compris dans le cadre du modèle standard et de la gravitation.

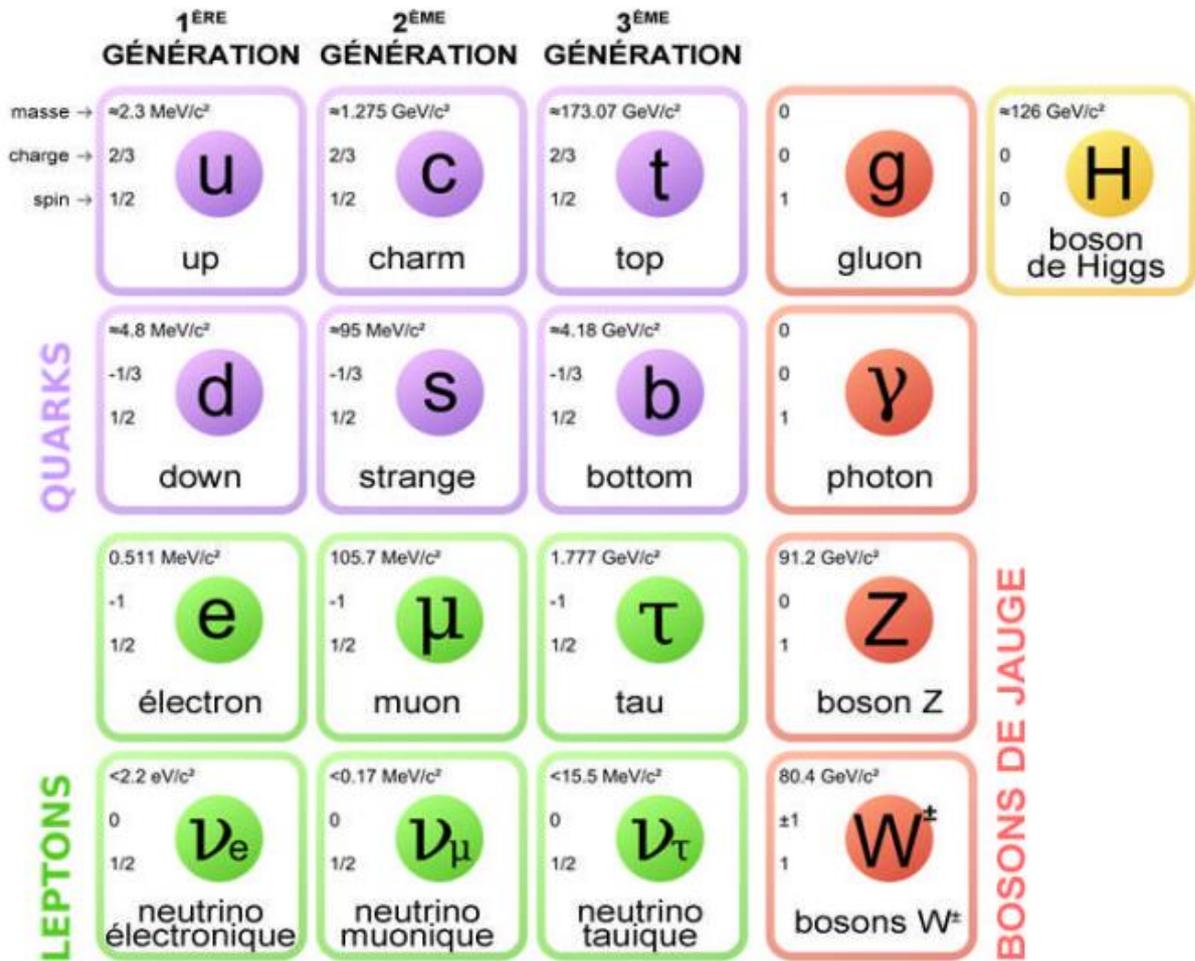


Figure I. 1 Les trois générations de la matière

I. 2. 1 Les Fermions

Les fermions obéissent à la statistique de Fermi-Dirac ; ils sont de spin demi entier et ne peuvent pas coexister entre eux dans le même état quantique (sur la même orbitale atomique par exemple).

Les particules élémentaires de matière se répartissent en leptons et en quarks, suivant trois générations qui ne diffèrent l'une de l'autre que par la masse, plus légères.

I. 2. 1. 1 Les Leptons

Les leptons sont classés en trois familles. Leur liste et quelques-unes de leurs propriétés sont indiquées dans la Figure I. 2

| | 1 ^{ÈRE} GÉNÉRATION | 2 ^{ÈME} GÉNÉRATION | 3 ^{ÈME} GÉNÉRATION |
|----------------|---|---|--|
| masse → | 0.511 MeV/c ² | 105.7 MeV/c ² | 1.777 GeV/c ² |
| charge → | -1 | -1 | -1 |
| spin → | 1/2 | 1/2 | 1/2 |
| | e électron | μ muon | τ tau |
| LEPTONS | <2.2 eV/c ² | <0.17 MeV/c ² | <15.5 MeV/c ² |
| | 0 | 0 | 0 |
| | 1/2 | 1/2 | 1/2 |
| | ν_e neutrino électronique | ν_μ neutrino muonique | ν_τ neutrino tauique |

Figure I. 2 Quelques propriétés des Leptons

Les leptons peuvent être considérés comme des particules ponctuelles. Leur taille est en effet inférieure à 10^{-18} m, c'est-à-dire 10^{-3} fm (1fm = 1 femtomètre = 10^{-15} m).

Parmi les leptons chargés, seul l'électron est stable. Il est un des constituants de la matière ordinaire puisque les atomes sont formés d'un noyau et d'électrons.

Le muon (μ^-) et le tau (τ^-) sont instables, Le premier a une période de 2,2 μ s et se décompose en un électron e^- , un neutrino muonique ν_μ et un antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$.

Le tau a une durée de vie beaucoup plus courte ($\cong 3,4 * 10^{-13}$ S) avec plusieurs voies de décomposition. Les neutrinos sont stables.

À chaque lepton chargé est associé un neutrino. On parle de saveurs : les leptons ont trois saveurs qui sont les familles indiquées dans la Figure I. 2.

À chaque lepton correspond un antilepton de même masse mais de charge électrique opposée lorsqu'il en a une. Il y a donc six antileptons : $(e^+, \bar{\nu}_e)$, $(\mu^+, \bar{\nu}_\mu)$ et $(\tau^+, \bar{\nu}_\tau)$.

Dans le modèle standard, on suppose que la masse des neutrinos est nulle. Si tel est le cas, un lepton d'une famille ne peut se transformer en un lepton d'une autre famille. Or la mesure des neutrinos solaires montre un déficit du nombre de neutrinos émis par rapport à ce qui est prévu par le modèle standard. Ceci provient de ce que le neutrino peut changer de saveur (un neutrino électronique peut par exemple se transformer en un neutrino muonique qu'on ne détectera pas).

Il en résulte que l'on observe moins de neutrinos électroniques que prévu puisque certains se sont transformés en neutrinos d'une autre saveur lors de leur trajet entre le Soleil et la Terre. L'existence d'une oscillation du neutrino, qui signifie qu'un neutrino peut changer de saveur au cours du temps, implique que la masse des neutrinos n'est pas nulle mais elle doit être très faible.

I. 2. 1. 2 Les Quarks

Les quarks sont au nombre de six : on dit qu'ils ont six saveurs, ils sont groupés en trois générations.

| | 1 ^{ÈRE} GÉNÉRATION | 2 ^{ÈME} GÉNÉRATION | 3 ^{ÈME} GÉNÉRATION |
|----------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| masse → | ≈2.3 MeV/c ² | ≈1.275 GeV/c ² | ≈173.07 GeV/c ² |
| charge → | 2/3 | 2/3 | 2/3 |
| spin → | 1/2 | 1/2 | 1/2 |
| | u up | c charm | t top |
| | d down | s strange | b bottom |
| | ≈4.8 MeV/c ² | ≈95 MeV/c ² | ≈4.18 GeV/c ² |
| | -1/3 | -1/3 | -1/3 |
| | 1/2 | 1/2 | 1/2 |

QUARKS

Figure I. 3 Quelques propriétés des Quarks

À chaque quark est associé un antiquark. Ainsi l'antiquark de u est \bar{u} .

Les hadrons sont des particules composites formées de quarks. On distingue :

- Les baryons, qui sont formés de trois quarks comme le neutron ou le proton, La structure du proton est (uud) et celle du neutron (udd) .
- Des mésons, comme le composé de deux quarks. Le τ^+ a la structure $(u\bar{d})$, Le τ^- qui est son antiparticule a la structure $(\bar{u}d)$.

Les hadrons interagissent par interaction forte.

On ne peut pas observer des quarks libres : ils sont confinés. Plus on essaye de séparer deux quarks, plus il faut d'énergie et on crée des paires particule-antiparticule sans jamais pouvoir les séparer. C'est un peu comme deux particules liées par un ressort incassable. Plus on tire, plus il faut fournir de l'énergie mais on ne peut pas les séparer. À très grande énergie, on peut déconfiner localement les quarks. C'est ce qui est fait et étudié dans les expériences de collisions d'ions lourds ultrarelativistes. On essaye ainsi de recréer en laboratoire ce qui s'est passé dans les premiers instants de la formation de l'univers.

Le quark est caractérisé par une autre propriété, la couleur. Chaque quark a un nombre quantique de couleur qui peut prendre l'une des trois valeurs suivantes (choisies par convention) : rouge, vert et bleu. Les antiquarks ont une anticouleur : antirouge, antivert et antibleu, parfois dénommées cyan, jaune et magenta. La matière qui nous entoure n'est faite que de deux saveurs de quarks : ceux de la génération 1.

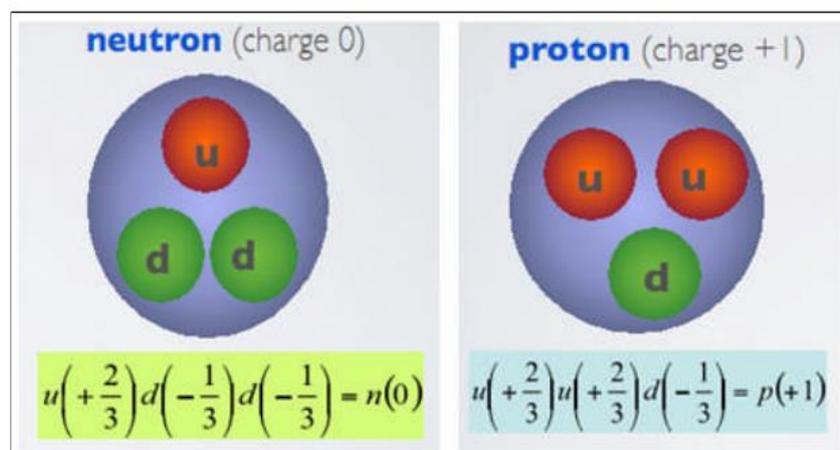


Figure I. 4 Neutron et Proton

Dans l'interaction forte, on peut créer une paire quark-antiquark s'il y a suffisamment d'énergie. On ne peut pas, avec cette interaction, changer la saveur d'un quark mais cela peut être fait avec l'interaction faible. Ainsi, lors de la radioactivité β , dans laquelle un neutron se transforme en proton, un quark u est transformé en quark d .

I. 2. 2 Les Bosons de jauge

En physique des particules, un boson de jauge est une particule élémentaire de la classe des bosons qui agit comme porteur d'une interaction élémentaire. Plus spécifiquement, les particules élémentaires dont les interactions sont décrites par une théorie de jauge exercent l'une sur l'autre des forces par échange de bosons de jauge, généralement sous forme de particules virtuelles.

Les bosons obéissent à la statistique de Bose-Einstein ; ils sont de spin entier et peuvent coexister entre eux dans le même état quantique (des milliards de photons identiques cohabitent dans un faisceau laser).

Pour chacune des 3 forces fondamentales décrites par le modèle standard (hors gravitation), un ou plusieurs bosons constituent les vecteurs ou supports de ces forces. Ces particules de champ peuvent être réelles ou virtuelles. Dans ce dernier cas, elles ont une durée d'existence extrêmement brève et sont observées indirectement par leur action, qui consiste essentiellement à transmettre les forces fondamentales. C'est d'ailleurs pourquoi ces particules virtuelles sont aussi appelées « particules messagères » ou « médiateurs ». Selon le modèle standard, les bosons élémentaires sont douze bosons, vecteurs des trois interactions de ce modèle :

- Photon « γ » : de spin 1, de masse et charge nulle, médiateur de la force électromagnétique.
- Bosons faibles : 3 bosons intermédiaires, de spin 1 et de masse élevée, dits aussi bosons faibles, médiateurs de la force faible : un boson Z , et deux W^\pm .
- Gluons : 8 gluons, de spin 1 et de masse nulle, médiateurs de la force forte.

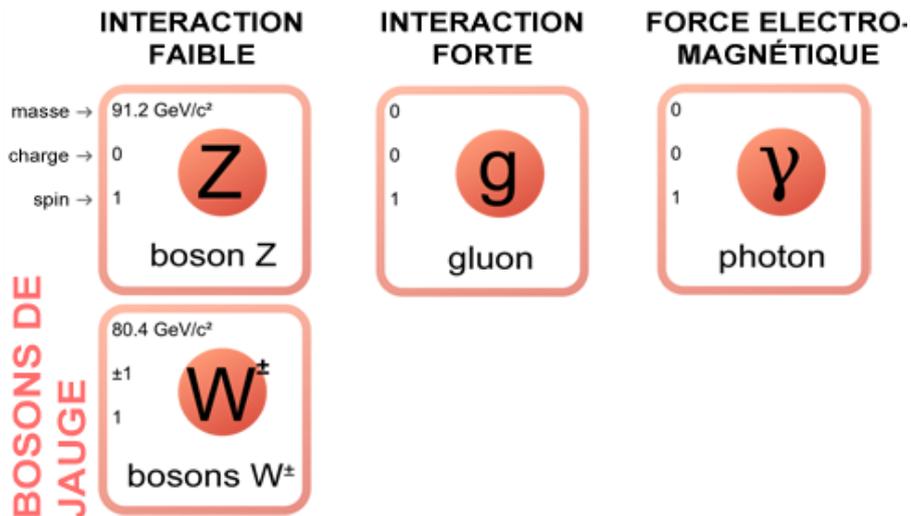


Figure I. 5 Quelques propriétés des bosons vecteurs

I. 3 Autres Bosons hors modèle Standard

I. 3. 1 Boson de Higgs

Le boson de Higgs est un boson de spin 0 électriquement neutre dont l'existence est prédite par la théorie électrofaible unifiée, mais qui n'a pas encore été observée.

Il est nécessaire en raison d'une symétrie fondamentale associée aux théories dans lesquelles les porteurs de force sont des bosons de spin-1. Cette symétrie est appelée invariance de jauge. Il peut être démontré que l'invariance de jauge nécessite que les « bosons de jauge » de spin-1 aient des masses nulles s'ils sont les seuls bosons de la théorie. Ceci est acceptable pour QED et QCD, puisque les bosons de jauge sont des photons et des gluons et qu'ils ont bien des masses nulles. L'invariance de jauge joue également un rôle crucial dans la théorie électrofaible unifiée, où elle est nécessaire pour assurer l'annulation des divergences qui se produisent dans diagrammes de Feynman d'ordre supérieur. Dans ce cas, le résultat est encore plus fort et on peut montrer que l'invariance de jauge nécessite que toutes les particules fondamentales - quarks, leptons et bosons de jauge aient des masses nulles si les bosons de jauge sont les seuls bosons dans la théorie. Cette prédiction est clairement en contradiction avec l'expérience, parce que les bosons W et Z ont des masses d'environ 80 à 90 fois celle du nucléon.

Ce problème, connu sous le nom d'origine de la masse, est surmonté en supposant que les différentes particules interagissent avec un nouveau champ, appelé champ de Higgs, dont l'existence peut être démontrée pour permettre aux bosons de jauge d'acquérir des masses sans violer l'invariance de jauge de l'interaction¹. Le « prix » en est qu'il doit exister des quanta électriquement neutres associés au champ de Higgs, appelés bosons de Higgs, de la même manière qu'il existe des quanta associés au champ électromagnétique, c'est-à-dire des photons.

Qu'il existe des preuves que les neutrinos, supposés à l'origine ont des masses nulles dans le modèle standard, ne sont en fait pas sans masse. Le mécanisme de Higgs peut aussi, en principe, être invoqué pour générer des masses pour les neutrinos. Cependant, il serait naturel de s'attendre à ce que ces masses soient alors à peu près de la même taille que les masses générées pour les bosons de jauge et nous avons vu que ce n'est clairement pas le cas. Ce problème ne peut être évité que si le couplage des neutrinos au champ de Higgs est inférieur d'au moins 12 ordres de grandeur à celui du couplage du quark top. De nombreux physiciens rejettent une telle explication comme invraisemblable et des mécanismes alternatifs ont été suggérés pour générer de très petites masses de neutrinos. Tous ont leurs propres problèmes et à l'heure actuelle aucun n'est universellement accepté. Des expérimentations en cours de planification devraient permettre de résoudre le problème.

L'existence du boson de Higgs est la prédiction la plus importante du modèle standard qui n'a pas été vérifiée par l'expérience, et sa recherche est de la plus haute priorité. Un problème dans la conception d'expériences appropriées est que sa masse est non prévu par la théorie. Cependant, ses couplages à d'autres particules sont prédits et sont essentiellement proportionnels aux masses des particules auxquelles il se couple.

Le boson de Higgs se couple donc très faiblement à des particules légères comme les neutrinos, les électrons, les muons et les quarks u , d , s ; et beaucoup plus fortement aux particules lourdes comme les bosons W^\pm et Z^0 , et vraisemblablement les quarks b et t . Ainsi, les tentatives de production de bosons de Higgs sont rendues plus difficiles par la nécessité de produire d'abord les particules très lourdes auxquelles ils se couplent.

L'absence d'observation des bosons de Higgs dans les expériences actuelles conduit à des limites sur leur masse. Les meilleurs résultats proviennent du grand accélérateur électron-positon (LEP) du CERN. Cette machine (qui n'est plus opérationnelle) avait une énergie maximale de 208 GeV, ce qui est suffisant pour produire des bosons de Higgs avec des masses allant jusqu'à près de 120 GeV/ c^2 dans la réaction
$$e^+ + e^- \rightarrow H^0 + Z^0 \quad (\text{I. 1})$$

Qui devrait se produire par le mécanisme dominant de la Figure I. 6

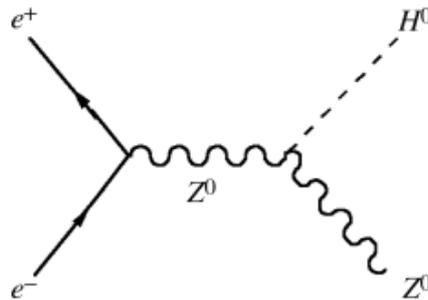


Figure I.6 Mécanisme dominant pour la production de bosons de Higgs dans l'annihilation e^+e^-

Des tentatives ont été faites pour détecter les bosons de Higgs par leurs désintégrations en paires $b\bar{b}$, où les quarks seraient observés comme des jets contenant des hadrons à courte durée de vie avec une beauté non nulle. Les résultats étaient alléchants. Lorsque le LEP a fermé ses portes en novembre 2000 pour faire place à un autre projet, il avait montré qu'il n'existait pas de bosons de Higgs d'une masse inférieure à $113,5 \text{ GeV}/c^2$; et certaines preuves avaient été obtenues de l'existence d'un boson de Higgs d'une masse de $115 \text{ GeV}/c^2$. Ceci est très proche de la limite supérieure des masses qui étaient accessibles par le LEP, mais comme le boson de Higgs aurait une largeur, sa distribution de masse s'étendrait jusqu'aux énergies inférieures et donnerait un signal. Malheureusement, alors que ce signal était statistiquement susceptible d'être un résultat authentique plutôt qu'une fluctuation statistique, cette dernière ne peut être complètement exclue.

Les recherches futures impliqueront l'utilisation de nouveaux accélérateurs actuellement en construction, en particulier le LHC proton-proton. Cela permettra de rechercher des bosons de Higgs de masse jusqu'à $1 \text{ TeV}/c^2$ via des réactions de type

$$p + p \rightarrow H^0 + X \quad (\text{I. 2})$$

Où X est tout état autorisé par les lois de conservation.

Le mécanisme de cette réaction est l'interaction faible entre les quarks constitutifs des protons, dont un exemple est montré sur la Figure I. 7, où les autres quarks des protons sont spectateurs, comme d'habitude.

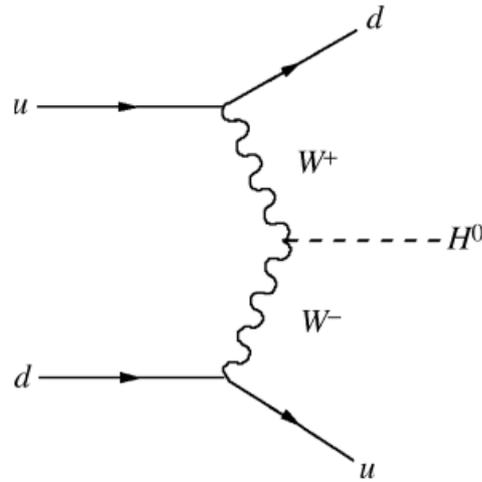


Figure I. 7 Un exemple de processus pouvant produire des bosons de Higgs en collisions

La réaction dans l'équation (I. 2) aura lieu dans un large contexte de processus d'interaction forte et la méthode de détection dépendra de la masse réelle du boson de Higgs.

Si $M_H > 2M_w$, alors le boson de Higgs peut se désintégrer en une paire de bosons W ou de bosons Z^0 , qui eux-mêmes se désintègrent. Par exemple, à partir de la désintégration leptonique des Z^0 s, on pourrait avoir globalement la réaction

$$H^0 \rightarrow l^+ + l^- + l^+ + l^- \quad (l = e, \mu) \quad (\text{I. 3})$$

Cela permettrait d'explorer la gamme de masse $200 \text{ GeV}/c^2 \leq M_H \leq 500 \text{ GeV}/c^2$.

Cependant, les rapports de branchement sont tels que seuls quelques pour cent des désintégrations auront un signal aussi distinctif et d'autres modes de désintégration devront également être explorés. Pour des masses inférieures telles que $M_H < 2M_w$ où ces désintégrations sont énergétiquement interdites, on pourrait penser à rechercher des désintégrations en paires fermion-antifermion.

Comme le boson de Higgs se couple préférentiellement aux particules lourdes, la désintégration de ce type sera $H^0 \rightarrow b + \bar{b}$ (I. 4), avec jets d'accompagnement. C'est la méthode utilisée dans les expériences LEP mentionnées ci-dessus. Malheureusement, il est très difficile de distinguer ces jets de ceux produits par d'autres moyens. Des modes de désintégration rares, mais avec des signes plus distinctifs, devront être recherchés, Comme $H^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (I. 5), qui dans le modèle standard a un rapport de ramification d'environ 10^{-3} .

I. 3. 2 Le Graviton

Le graviton est une particule élémentaire hypothétique qui transmettrait la gravité dans la plupart des systèmes de gravité quantique. Il serait donc le quantum de la force gravitationnelle. En langage courant, on peut dire que les gravitons sont les messagers de la gravité ou les supports de la force. Pour matérialiser cette force, on pourrait prendre l'exemple d'une fronde avec la ficelle (graviton) qui tient la pierre. Plus il y en a dans un champ gravitationnel, plus ce champ est puissant.

Afin de répondre aux caractéristiques de l'interaction gravitationnelle, les gravitons doivent toujours mener à une interaction attractive, avoir une portée infinie (neutre électriquement) et être en nombre illimité. Quantiquement, cela signifie que c'est un boson de masse nulle et de spin égal à 2 soit le double de celui du photon. Ce qui implique qu'ils sont des luxons, particules se déplaçant à la vitesse de la lumière. Les théoriciens pensent que la gravité et la mécanique quantique doivent "fusionner" à une échelle de taille de $10^{-35}m$ pour observer la brisure de symétrie de Lorentz ; or, les meilleurs instruments actuels n'informent pas en dessous de $10^{-19}m$.

I. 4 Interactions fondamentales

I. 4. 1 Introduction

La cohésion de la matière et les interactions entre particules élémentaires sont assurées par diverses forces, qui, selon la conception actuelle de la physique, peuvent être décrites au moyen de quatre interactions fondamentales seulement : ce sont la gravitation, l'électromagnétisme, et les interactions faible et forte. Ces quatre forces fondamentales sont très différentes, tant par leur intensité que par leur portée ou par la nature des charges concernées.

Bien que la recherche d'une description unifiée des interactions fondamentales soit l'un des objectifs majeurs de la recherche en physique, la gravitation reste aujourd'hui encore à part, et seules les interactions électromagnétique, faible et forte sont pour l'instant unifiées au sein d'un modèle théorique appelé modèle standard.

I. 4. 2 Interaction gravitationnelle

L'interaction gravitationnelle est responsable de l'attraction réciproque des corps massifs entre eux. C'est la plus faible des quatre interactions fondamentales au niveau microscopique mais, grâce à son action à longue distance (sa portée est infinie) et à son caractère cumulatif (contrairement, par exemple, aux forces électromagnétiques qui tendent à se neutraliser du fait de l'existence de charges électriques opposées), elle est la plus intense des quatre interactions aux grandes échelles de distance, dans le domaine de la cosmologie par exemple.

Loi de Newton. Selon la loi de Newton, deux masses ponctuelles m et m' distantes de r s'attirent selon la loi :

$$F = -G \frac{mm'}{r^2} e_r \quad (\text{I. 6})$$

Où $G = 6,67 * 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$ est une constante appelée constante gravitationnelle et

e_r Est un vecteur unitaire reliant les deux points où sont situées les masses.

D'une façon générale, le lien entre la densité de matière ρ et le potentiel gravitationnel $\phi(r)$ créé par cette matière au point r est donné par l'équation de Poisson :

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho(r) \quad (\text{I. 7})$$

Dont la résolution permet d'obtenir $\phi(r)$ ainsi que la force gravitationnelle agissant sur une masse test ponctuelle m :

$$\vec{F} = m\vec{G} \quad (\text{I. 8})$$

Où

$$\vec{G} = -\nabla\phi \quad (\text{I. 9})$$

Est le champ de gravitation au point r

La force dans (I.6) décroît en $1/r^2$ mais ne s'annule pas totalement à grande distance : sa portée est infinie.

I.4.3 Interaction électromagnétique

Les particules concernées sont toutes les particules chargées électriquement. La loi de Coulomb donne l'expression de la force entre deux particules de charges q et q' :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} e_r \quad (\text{I. 10})$$

Où e_r est le vecteur unitaire joignant les centres des charges concernées.

Il existe deux types de charge, positive et négative, ce qui implique l'existence de forces attractives ou répulsives. La charge électromagnétique est quantifiée à l'échelle microscopique (exemple : proton de charge $+e$, électron de charge $-e$, quark de charge $-e/3$ ou $+2e/3$).

L'interaction électromagnétique est au cœur des processus chimiques et biologiques. A l'échelle atomique (10^{-10}m), c'est l'interaction dominante. Pour caractériser cette intensité, on peut considérer par exemple le potentiel électrostatique entre deux charges identiques (protons ou électrons) distantes de

$$\lambda_{compton} = e^2 / \left(\frac{4\pi\epsilon_0\hbar}{mc} \right) \quad (\text{I. 11})$$

La constante de couplage de l'interaction électromagnétique est alors définie comme le quotient de cette énergie potentielle par l'énergie de masse au repos d'une des charges :

$$\alpha_{e.m} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar/mc} / mc^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \sim 10^{-2} \quad (\text{I. 12})$$

Cette constante est appelée constante de structure fine. La portée de l'interaction électromagnétique est infinie à l'instar de la gravitation. A grande échelle (c'est-à-dire pour les objets ou zone macroscopiques), les forces peuvent être colossales mais très souvent se neutralisent, du fait de la présence de charges opposées. La force résiduelle est appelée force de van der Waals. Bien que très faible, cette force résiduelle joue un rôle important dans de nombreux domaines. Les particules médiatrices de l'interaction sont les photons, de masse nulle (leur portée est bien infinie).

I. 4. 4 Interaction forte

C'est la force responsable de la cohésion des noyaux atomiques. Les particules de matière concernées sont les quarks représentant la moitié des constituants élémentaires de la matière (faite de « leptons » et de quarks, et des « antiparticules » associées, mais l'interaction forte n'agit que sur les quarks et antiquarks, pas sur les leptons (électrons, neutrinos...) ni sur les photons). Dans le cadre du modèle standard, il existe six quarks, dont sont constitués les mésons (assemblage d'un quark et d'un antiquark) et les baryons (assemblages de trois quarks), qui sont les deux sous-familles des (hadrons).

Les deux quarks les plus présents dans la matière environnante sont les quarks « u » (pour up) et « d » (pour down). La charge électrique de ces quarks est différente : $+2e/3$ pour le quark u, et $-e/3$ pour le quark d. Ainsi, le baryon « uud » porte bien une charge $+e$ (c'est le proton), et le baryon « udd » est bien neutre électriquement (c'est le neutron).

La charge de l'interaction forte n'est pas la charge électrique, c'est la charge de couleur. Il existe en fait trois charges de « couleur » : rouge, bleu, vert (ces couleurs n'ont évidemment rien à voir avec les couleurs de la lumière). Chacun des six quarks existe en trois couleurs (et trois anti-couleurs pour les six anti-quarks). Comme en électromagnétisme, les charges de couleur identiques se repoussent et les charges de couleur opposées s'attirent. Les hadrons sont des assemblages de quarks de couleur « blanche » (équivalent à la neutralité électrique). Comme exemples remarquables, on peut citer les nucléons (protons et neutrons) qui sont des assemblages de trois quarks (c'est-à-dire des baryons) de couleurs différentes, et les pions qui résultent de l'assemblage d'un quark et d'un antiquark (ce sont donc des mésons). L'interaction forte est la plus intense des quatre interactions fondamentales au niveau microscopique. Comme pour l'électromagnétisme, son intensité peut s'exprimer sous la forme d'une constante de couplage qui est le quotient de l'interaction forte entre deux nucléons distants de $\lambda_{compton}$ par l'énergie de masse au repos d'un nucléon :

$$\alpha_{forte} = \frac{g_F^2}{\hbar C} \cong 15 \quad (I. 13)$$

Où g_F est une constante intervenant dans l'expression du potentiel de Yukawa :

$$V(r) = g_F^2 \exp\left[-\frac{r}{\lambda_{compton}}\right]/r \quad (I. 14)$$

Décrivant l'interaction forte entre nucléons, Sa portée est très courte : les quarks n'existent que sous forme liée. L'interaction forte est très intense en dessous de 10^{-15} m, mais rapidement négligeable au-delà. Il en résulte un confinement des quarks dans les hadrons.

Les particules médiatrices de l'interaction forte entre quarks sont les « gluons ». Il existe huit gluons différents. Ils sont « colorés », c'est-à-dire qu'ils portent une charge de couleur comme les quarks. Ils sont donc sensibles à l'interaction qu'ils véhiculent, contrairement aux photons qui véhiculent l'interaction électromagnétique entre charges électriques mais ne portent pas eux-mêmes de charge électrique. Ainsi, à l'instar de l'interaction gravitationnelle en relativité générale, la théorie de l'interaction forte entre quarks (la chromodynamique quantique) est non-linéaire, ce qui complique sérieusement son étude.

Comme en électromagnétisme, il existe une force résiduelle : c'est la force nucléaire entre hadrons qui résulte de l'échange de pions entre les nucléons. Il existe trois types de pions médiateurs : π^+ , π^- , π^0 .

I. 4. 5 Interaction faible

Seules certaines particules sont concernées : celles de spin 1/2 (par exemple, les nucléons). C'est une force très faible par rapport aux autres forces (forte et électromagnétique) qui ne peut engendrer de systèmes liés. Sa constante de couplage est de l'ordre de 10^{-5} :

$$\alpha_{faible} \approx 10^{-5} \quad (\text{I. 15})$$

Elle change en fait plus volontiers le type de la matière que son mouvement : elle peut ainsi provoquer un changement d'identité, une transmutation des particules. Elle est responsable des radioactivités β (transmutation de neutrons en protons) et joue un rôle majeur dans les processus de fusion nucléaire. Les temps de désintégration associés sont extrêmement longs (par exemple, la durée de vie d'un neutron en dehors d'un noyau est de 15 minutes).

Les particules médiatrices de l'interaction faible sont les « bosons intermédiaires » W^+ , W^- et Z^0 dont la masse est très élevée (traduisant une portée d'interaction très faible). La prédiction de l'existence (et de la masse) de ces particules avant confirmation expérimentale a été l'un des grands succès de la théorie électrofaible c'est-à-dire de la théorie unificatrice des interactions faible et électromagnétique.

Chapitre II

Diagramme de Feynman

II. 1 Introduction

Né en 1918 à New York, Richard Feynman a obtenu son doctorat à Princeton en 1942. Malgré son jeune âge, il joue un rôle important dans le projet Manhattan à Los Alamos pendant la Seconde Guerre mondiale. Il a ensuite enseigné à Cornell et au California Institute of Technology. En 1965, il a reçu le prix Nobel de physique, avec Sin- Itiro-Tomonaga et Julian Schwinger, pour ses travaux sur l'électrodynamique quantique.

Feynman a obtenu le prix Nobel pour avoir résolu avec succès les problèmes liés à la théorie de l'électrodynamique quantique. Il a également créé une théorie mathématique qui explique le phénomène de superfluidité dans l'hélium liquide. Par la suite, avec Murray Gell-Mann, il a effectué des travaux fondamentaux dans le domaine des interactions faibles telles que la désintégration bêta. Plus tard, Feynman a joué un rôle clé dans le développement de la théorie des quarks en proposant son modèle de partons pour les processus de collision de protons à haute énergie. Au-delà de ces réalisations, Feynman a introduit dans la physique de nouvelles techniques de calcul et de nouvelles notations, en particulier les omniprésents diagrammes de Feynman qui, peut-être plus que tout autre formalisme dans l'histoire scientifique récente, ont changé la façon dont les processus physiques de base sont conceptualisés et calculés. Feynman était un éducateur remarquablement efficace. Parmi ses nombreuses récompenses, il était particulièrement fier de la médaille Oersted pour l'enseignement, qu'il a remportée en 1972. Les conférences de Feynman sur la physique, publiées à l'origine en 1963, ont été décrites par un critique de Scientifique Américain comme "dures, mais nourrissantes et pleines de saveur". Après 25 ans, c'est le guide des enseignants et des meilleurs étudiants débutants". Afin d'améliorer la compréhension de la physique par le grand public, Feynman a écrit Le caractère de la loi physique et QFD L'étrange théorie de la lumière et de la matière. Il est également l'auteur d'un certain nombre de publications avancées qui sont devenues des références classiques et des manuels pour les chercheurs et les étudiants. Richard Feynman était un homme public constructif. Son travail au sein de la commission Challenger est bien

connu, en particulier sa célèbre démonstration de la sensibilité des joints toriques au froid, une expérience élégante qui ne nécessitait rien de plus qu'un verre d'eau glacée et une pince en C. On connaît moins les efforts de M. Feynman au sein du California State Curriculum Committee dans les années 1960, où il a protesté contre la médiocrité des manuels scolaires. L'énumération de la myriade de réalisations scientifiques et éducatives de Richard Feynman ne saurait rendre compte de l'essence de l'homme. Comme le savent tous les lecteurs de ses publications, même les plus techniques, la personnalité vivante et multiforme de Feynman transparait dans toute son œuvre. En plus d'être physicien, il a été tour à tour réparateur de radios, crocheteur de serrures, artiste, danseur, joueur de bongo et même déchiffreur de hiéroglyphes mayas. Perpétuellement curieux de son monde, il était un empiriste exemplaire. Richard Feynman est décédé le 15 février 1988 à Los Angeles.

II. 2 Les Diagrammes de Feynman

II. 2. 1 Définition

Un diagramme de Feynman est un outil inventé par le physicien américain Richard Feynman à la fin des années 1940 pour réaliser les calculs de diffusion en théorie quantique des champs. Les particules sont représentées par des lignes, qui peuvent être dessinées de plusieurs façons en fonction du type de particule représenté Figure (II.1). Un point où des lignes se connectent et appelé sommet d'interaction, ou simplement sommet. Les lignes peuvent être de trois catégories : les lignes internes (qui connectent deux sommets), les lignes entrantes (qui s'étendent depuis « le passé » vers un sommet et représentent un état initial non interactif) et les lignes sortantes (qui s'étendent depuis un sommet vers « le futur » et représentent un état final non interactif). Habituellement le bas du diagramme représente le passé et le haut du diagramme représente le futur.

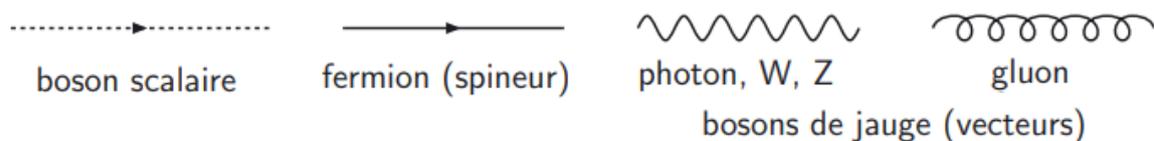


Figure II. 1 Représentation des particules selon Feynman

II. 2. 2 Règles de Feynman

Chaque élément du diagramme (lignes et vertex) correspond à un facteur multiplicatif dans l'amplitude de Feynman, ce sont les règles de Feynman. À partir de l'amplitude calculée précédemment, on peut dériver les règles associées à chaque ligne et vertex de ce diagramme.

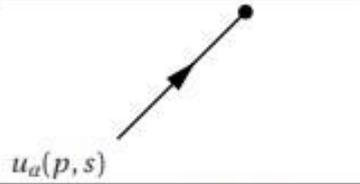
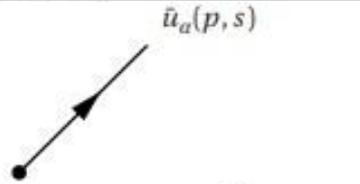
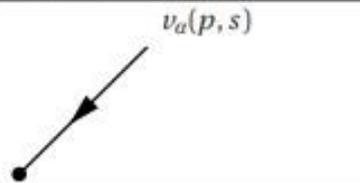
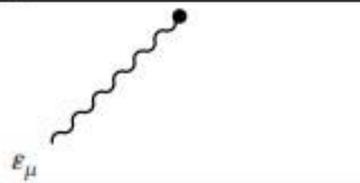
Formellement, la lecture du diagramme permet d'écrire :

$$iM_{fi} = \text{scalaire entrant} \times \text{vertex} \times \text{fermion sortant} \times \text{antifermion sortant}$$

Soit ici :

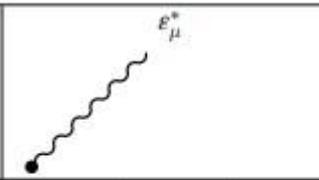
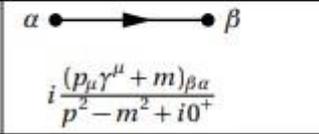
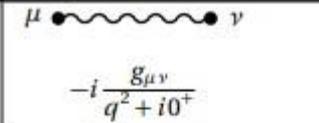
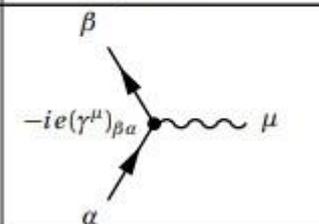
$$iM_{fi} = i \times 1 \times -i\lambda_f \times \bar{u}_{ps} \times v_{p',s'} = \lambda_f \bar{u}_{ps} v_{p',s'} \quad (\text{II. 1})$$

Tableaux II. 1 Facteurs associés aux différents éléments d'un diagramme de Feynman

| | |
|---------------------|--|
| fermion initial |  $u_\alpha(p, s)$ |
| fermion final |  $\bar{u}_\alpha(p, s)$ |
| antifermion initial |  $\bar{v}_\alpha(p, s)$ |
| antifermion final |  $v_\alpha(p, s)$ |
| photon initial |  ϵ_μ |

Les règles suivantes visent à construire une expression mathématique pour $i\mathcal{M}$, \mathcal{M} étant l'amplitude invariante du processus dans la normalisation relativiste. Les facteurs entrant dans cette expression sont résumés dans le Tableau II. 1 et II. 2 et décrits dans ce qui suit.

Tableaux II. 2 Facteurs associés aux différents éléments d'un diagramme de Feynman

| | |
|-----------------|---|
| photon final |  |
| fermion virtuel |  $i \frac{(p_\mu \gamma^\mu + m)_{\beta\alpha}}{p^2 - m^2 + i0^+}$ |
| photon virtuel |  $-i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2 + i0^+}$ |
| vertex |  $-ie(\gamma^\mu)_{\beta\alpha}$ |

1. Pour un processus donné, identifier les états initial et final et dessiner les lignes correspondantes. Les lignes sont affublées de flèches pour distinguer les particules (flèches dirigées vers les haut) des antiparticules (flèches dirigées vers le bas). Un photon est représenté par une ligne ondulée, sans flèche (le photon est sa propre antiparticule). Ensuite on doit inscrire un facteur associé à chaque ligne externe, comme indiqué dans les quatre premiers éléments du Tableau II. 1 : à un fermion initial, on associe un spineur $u(p, s)$ associé à l'impulsion p et à la polarisation s . Pour un fermion final, c'est le spineur conjugué \bar{u} qui apparaît. Pour un antifermion, u est remplacé par \bar{v} et \bar{u} par v . Pour un photon initial, on fait intervenir le vecteur de polarisation ε_μ , et son conjugué pour un photon final.
2. Construire les diagrammes possibles à l'ordre N de la théorie des perturbations en introduisant N vertex, auxquels sont reliés les lignes externes et des lignes internes (correspondant à des particules virtuelles) introduites au besoin.
3. Chaque ligne porte une certaine quadri-impulsion : notons-la p_i pour les lignes externes, et q_i pour les lignes internes. La direction de cette quadri-impulsion est arbitraire, c'est-à-dire affaire de convention. On peut faire une analogie avec les lois de Kirchhoff dans la théorie des circuits. La quadri-impulsion est conservée à chaque vertex.

4. À chaque vertex, insérer un facteur $-ie(\gamma^\mu)_{\beta\alpha}$. L'indice μ est attaché à la ligne de photon reliée au vertex, l'indice β à la ligne de fermion sortante et α à la ligne de fermion entrante. Ajouter un facteur $(2\pi)^4\delta(k_1 + k_2 + k_3)$, où $k_{1,2,3}$ sont les quadri-impulsions entrantes (changer le signe s'il s'agit de quadri-impulsions sortantes). Important : chaque vertex comporte deux indices de Dirac et un indice d'espace-temps.
5. À chaque ligne interne est associé un propagateur. Pour un photon virtuel, ce propagateur est

$$-i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2 + i0^+} \quad (\text{II. 2})$$

Où q est la 4-impulsion du photon virtuel. Les indices μ et ν sont ceux qui sont attachés aux deux vertex reliés par la ligne interne. Comme dans le cas du champ scalaire, le $i0^+$ est une partie imaginaire infinitésimale positive ajoutée au dénominateur et qui sert à lever des ambiguïtés lors d'intégrales. Pour un fermion, ce propagateur est

$$\frac{(p_\mu \gamma^\mu + m)_{\beta\alpha}}{p^2 - m^2 + i0^+} = i \frac{(\not{p} + m)_{\beta\alpha}}{p^2 - m^2 + i0^+} \quad (\text{II. 3})$$

Où les indices de Dirac β et α sont ceux qui sont attachés aux deux vertex reliés par la ligne interne, du côté de la ligne interne (car chaque vertex comporte deux indices de Dirac, un associé à chaque ligne qui sort du vertex).

6. Intégrer sur toute quadri-impulsion interne q_i :

$$\int \frac{d^4 q_i}{(2\pi)^4} \dots \quad (\text{II. 4})$$

En pratique, si le diagramme ne contient pas de boucle fermée, les fonctions deltas qui imposent la conservation de la 4-impulsion à chaque vertex rendent ces intégrales triviales. Chaque boucle du diagramme correspond à une réelle intégration. Ces intégrales constituent la principale difficulté calculatoire, notamment en raison de leur caractère singulier.

7. La conservation de la quadri-impulsion entre les états initial et final est une conséquence de sa conservation à chaque vertex.

Cependant, le facteur global $(2\pi)^4\delta(p_1 + p_2 + \dots - p_n)$ associé à la conservation de l'énergie-impulsion doit être amputé, pour obtenir l'amplitude \mathcal{M} .

8. Les diagrammes qui diffèrent par la permutation de deux lignes externes associées à des fermions indiscernables doivent être combinés avec un signe relatif.

De plus, toute boucle interne de fermions doit être accompagnée d'un facteur -1 .
 De tels diagrammes ne peuvent décrire une interaction comme la diffusion Compton $\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$ Puisqu'un tel vertex n'existe pas.
 Il faut donc deux vertex pour décrire une telle interaction : un premier du type $\gamma e^- \rightarrow e^-$ au temps t_1 et un second $e^- \rightarrow \gamma e^-$ au temps $t_2 \geq t_1$.
 Tous les diagrammes de Feynman peuvent se construire en assemblant ces vertex élémentaires comme des pièces d'un puzzle. La diffusion Compton est ainsi décrite par deux diagrammes donnés sur la Figure II. 3.

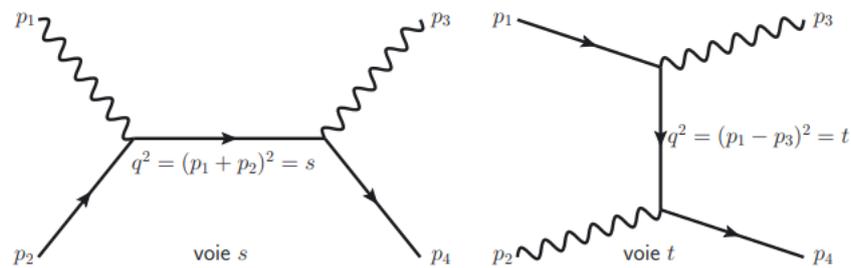


Figure II. 2 Diagrammes de Feynman de la diffusion Compton en voie s (à gauche) et en voie t (à droite)

Sur ce type de diagramme, on voit apparaître une ligne interne qui relie les vertex. Dans ce cas il s'agit d'un fermion, mais pour d'autres diagrammes on pourrait avoir un scalaire ou un vecteur. Cette ligne est un propagateur qui possède d'autres règles de Feynman. À partir de la figure précédente on définit deux grandeurs :

$$S = (p_1 + p_2)^2 \quad \text{et} \quad t = (p_1 - p_3)^2 \quad (\text{II. 5})$$

Qui sont les variables de Mandelstam (il en existe une troisième, $u = (p_1 - p_4)^2$)

Dans le cas du premier diagramme, le propagateur est horizontal et s est le carré de l'impulsion du propagateur. On parle de diagramme en voie S . De même, le second diagramme est dit en voie t , avec un propagateur vertical. La quantité \sqrt{s} est aussi l'énergie disponible dans le centre de masse de l'interaction. Pour les lignes externes, les particules sont dites réelles ou sur leur couche de masse : leur masse est égale à la norme de la quadri-impulsion. Ce n'est pas nécessairement le cas pour un propagateur où $p^2 \neq m^2$

Ceci est possible en vertu du principe d'Heisenberg puisque le propagateur n'existe que durant un temps très court entre les deux interactions. On parle alors de particule virtuelle ou de particule hors de sa couche de masse. La quadri-impulsion reste conservée à chaque vertex.

Pour calculer la section efficace d'un processus où la constante de couplage est petite, on se limite au calcul à un ordre fixé dans le développement perturbatif.

D'abord, il faut déterminer l'ensemble des diagrammes de Feynman autorisés pour ce processus. Puis, pour chaque diagramme, les règles de Feynman permettent d'explicitier l'amplitude de Feynman qui peut ensuite être calculée en fonction des variables cinématiques s , t et u . Enfin, on en déduit l'élément de matrice de diffusion puis la section efficace.

Par exemple, pour un processus $2 \rightarrow 2$, la section efficace différentielle s'écrit dans le référentiel du centre de masse de la collision :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{p_f}{p_i} |M_{fi}|^2 \quad (\text{II. 6})$$

Où Ω est l'angle solide d'émission des particules finales. Les diagrammes d'ordres supérieurs peuvent éventuellement être calculés comme des corrections supplémentaires. La Figure III.3 donne quelques exemples de diagrammes associés aux différents ordres du développement perturbatif. L'observable physique (largeur de désintégration ou section efficace) dépend du carré de l'amplitude de Feynman. Si deux diagrammes contribuent à un processus, on a :

$$M_{fi} = M_1 + M_2 \Rightarrow M_{fi}^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2\Re(M_1 M_2) \quad (\text{II. 7})$$

Il est impossible de séparer physiquement les deux diagrammes et il apparaît un terme purement quantique d'interférence entre les deux diagrammes.

Ceci peut poser un problème puisqu'en coupant à un ordre donné le développement on ignore de nombreux diagrammes. Il faut donc s'assurer que les termes d'interférence non calculés sont bien négligeables. Il faut en particulier noter que l'interférence peut être destructive et avoir une contribution négative.

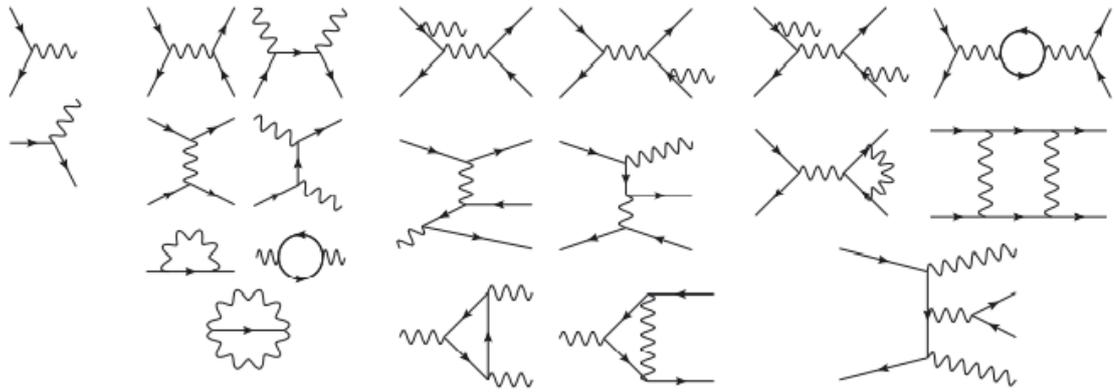


Figure II. 3 Développement perturbatif de la matrice de diffusion et diagrammes de Feynman

Afin de comparer l'amplitude de deux processus, il est juste important de retenir que :

- Les vertex sont proportionnels à la charge et à la constante de couplage $\rightarrow \propto q\sqrt{\alpha}$;
- Les propagateurs sont proportionnels à l'inverse du carré de la masse et de l'impulsion de la particule $\rightarrow \propto \frac{1}{p^2 - m^2}$

Par exemple, la diffusion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ peut se faire par interaction électromagnétique (via un photon) ou par interaction faible (via un boson Z) avec deux diagrammes en voie s . L'ordre de grandeur du rapport des deux amplitudes de Feynman est alors :

$$r = \frac{M_{EM}}{M_w} \approx \frac{\sqrt{\alpha_{EM}}\sqrt{\alpha_{EM}}}{s} \frac{s - M_Z^2}{\sqrt{\alpha_w}\sqrt{\alpha_w}} \approx \frac{s - M_Z^2}{s} \quad (\text{II. 8})$$

Car les deux couplages sont du même ordre de grandeur.

Si cette diffusion est réalisée en voyant deux électrons de faible énergie $\sqrt{s} \ll M_Z$ alors $r \gg 1$, le processus électromagnétique domine et on peut négliger la contribution de l'interaction faible. C'est ce type de considérations qui explique l'apparente faiblesse de l'interaction faible à basse énergie (dans les désintégrations β par exemple) qui lui vaut son nom.

En revanche, si l'énergie dans le centre de masse est très supérieure à la masse du boson Z , alors $r \approx 1$ et aucun des deux diagrammes n'est négligeable. Enfin, si $\sqrt{s} \approx M_Z$, il se produit un phénomène de résonance et le terme faible devient dominant ($r \ll 1$).

II. 3 Électrodynamique Quantique (QED)

L'électrodynamique quantique, communément appelée QED, est une théorie quantique des champs de la force électromagnétique. Prenant l'exemple de la force entre deux électrons, la théorie classique de l'électromagnétisme la décrirait comme résultant du champ électrique produit par chaque électron à la position de l'autre. La force peut être calculée à partir de la loi de Coulomb.

L'approche de la théorie quantique des champs visualise la force entre les électrons comme une force d'échange résultant de l'échange de photons virtuels. Il est représenté par une série de diagrammes de Feynman, dont le plus fondamental est

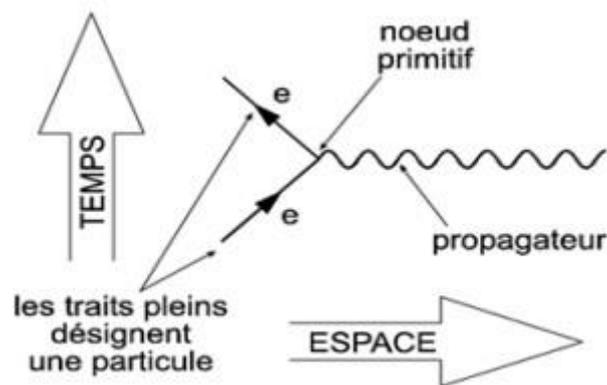


Figure II. 4 Exemple simple d'un diagramme de Feynman

Avec le temps qui progresse vers le haut dans le diagramme, ce diagramme décrit l'interaction électronique dans laquelle deux électrons entrent, échangent un photon, puis émergent. En utilisant une approche mathématique connue sous le nom de calcul de Feynman, la force de la force peut être calculée en une série d'étapes qui attribuent des contributions à chacun des types de diagrammes de Feynman associés à la force.

La QED s'applique à tous les phénomènes électromagnétiques associés aux particules fondamentales chargées telles que les électrons et les positrons, et aux phénomènes associés tels que la production de paires, l'annihilation électron-positon, la diffusion Compton, etc.

Elle a été utilisée pour modéliser avec précision certains phénomènes quantiques qui n'avaient pas d'analogues classiques, comme le décalage de Lamb et le moment magnétique anormal de

l'électron. QED a été la première théorie quantique des champs réussie, incorporant des idées telles que la création et l'annihilation de particules dans un cadre auto-cohérent.

Le développement de la théorie a été à la base du prix Nobel de physique de 1965, décerné à Richard Feynman, Julian Schwinger et Sin-itero Tomonaga.

II. 4 Chromodynamique Quantique (QCD)

La théorie qui décrit l'action de la force forte QCD a été construite par analogie avec l'électrodynamique quantique (QED), la théorie quantique du champ de la force électromagnétique. Dans QED, les interactions électromagnétiques des particules chargées sont décrites par l'émission et l'absorption subséquente de photons sans masse, mieux connus sous le nom de « particules » de lumière ; de telles interactions ne sont pas possibles entre des particules non chargées et électriquement neutres. Le photon est décrit dans la QCD comme la particule « porteuse de force » qui médie ou transmet la force électromagnétique. Par analogie avec QED, la chromodynamique quantique prédit l'existence de particules porteuses de force appelées gluons, qui transmettent la force forte entre les particules de matière qui portent la « couleur », une forme de « charge » forte. La force forte est donc limitée dans son effet au comportement des particules subatomiques élémentaires appelées quarks et des particules composites construites à partir de quarks - comme les protons et les neutrons familiers qui composent les noyaux atomiques, ainsi que des particules instables plus exotiques appelées mésons.

En 1973, le concept de couleur comme source d'un "champ fort" a été développé dans la théorie de la QCD par les physiciens européens Harald Fritzsch et Heinrich Leutwyler, en collaboration avec le physicien américain Murray Gell-Mann. En particulier, ils ont utilisé la théorie générale des champs développée dans les années 1950 par Chen Ning Yang et Robert Mills, dans laquelle les particules porteuses d'une force peuvent elles-mêmes émettre d'autres particules porteuses. (Ceci est différent du QED, où les photons qui transportent la force électromagnétique n'émettent pas d'autres photons.)

Dans QED, il n'y a qu'un seul type de charge électrique, qui peut être positive ou négative - en effet, cela correspond à la charge et à l'anticharge. Pour expliquer le comportement des quarks en QCD, en revanche, il doit y avoir trois types différents de charge de couleur, chacun pouvant se présenter sous forme de couleur ou d'anticouleur. Les trois types de charge sont

appelés rouge, vert et bleu par analogie avec les couleurs primaires de la lumière, bien qu'il n'y ait aucun lien avec la couleur au sens habituel.

Les particules de couleur neutre se produisent de deux manières. Dans les baryons - particules subatomiques construites à partir de trois quarks, comme les protons et les neutrons - les trois quarks sont chacun d'une couleur différente, et un mélange des trois couleurs produit une particule qui est neutre. Les mésons, d'autre part, sont construits à partir de paires de quarks et d'antiquarks, leurs homologues de l'antimatière, et dans ceux-ci l'anticouleur de l'antiquark neutralise la couleur du quark, tout comme les charges électriques positives et négatives s'annulent pour produire un neutre électriquement. Objet. Les quarks interagissent via la force forte en échangeant des particules appelées gluons. Contrairement au QED, où les photons échangés sont électriquement neutres, les gluons du QCD portent également des charges de couleur. Pour permettre toutes les interactions possibles entre les trois couleurs des quarks, il faut qu'il y ait huit gluons, dont chacun porte généralement un mélange d'une couleur et d'une anticouleur de nature différente.

Comme les gluons sont porteurs de couleur, ils peuvent interagir entre eux, ce qui rend le comportement de la force forte légèrement différent de celui de la force électromagnétique. QED décrit une force qui peut s'étendre sur des étendues infinies d'espace, bien que la force s'affaiblît à mesure que la distance entre deux charges augmente (obéissant à une loi du carré inverse). En QCD, cependant, les interactions entre les gluons émis par les charges de couleur empêchent ces charges d'être séparées. Au lieu de cela, si une énergie suffisante est investie dans la tentative de faire sortir un quark d'un proton, par exemple, le résultat est la création d'une paire quark-antiquark, en d'autres termes, un méson. Cet aspect de QCD incarne la nature à courte portée observée de la force forte, qui est limitée à une distance d'environ 10–15 mètres, plus courte que le diamètre d'un noyau atomique. Cela explique également le confinement apparent des quarks, c'est-à-dire qu'ils n'ont été observés que dans des états composites liés dans les baryons (tels que les protons et les neutrons) et les mésons.

II. 5 Les vertex du modèle standard

On liste ici l'ensemble des vertex autorisés dans le modèle standard de la physique des particules. Tous les diagrammes de Feynman décrivant des interactions du modèle standard peuvent être obtenus en combinant plusieurs de ces vertex.

À chaque vertex, on doit vérifier l'ensemble des lois de conservation découlant des invariances de jauge du modèle et de l'invariance de Lorentz, à savoir :

- Conservation de la quadri-impulsion,
- Conservation du spin,
- Conservation de la charge électrique,
- Conservation de la saveur des quarks et des leptons (sauf pour les courants chargés faibles),
- Conservation de la charge de couleur.

Pour simplifier l'écriture, on notera sur les diagrammes q pour un quark quelconque, l^- pour un lepton chargé et ν_l pour le neutrino associé. Les antiparticules associées seront notées \bar{q} , l^+ et $\bar{\nu}_l$. Enfin, dans le cas de l'interaction faible on distinguera les quarks de charge $\frac{2}{3}$ (u, c et t) notés q_u et les quarks de charge $-\frac{1}{3}$ (d, s et b) notés q_d .

II. 5. 1 Secteur électromagnétique

Il n'existe qu'un type de vertex électromagnétique couplant les fermions chargés au photon, donné sur la Figure II. 5. Le photon ne porte aucune charge, il est donc sa propre antiparticule. En toute rigueur, l'intensité du couplage est proportionnelle à $Q\sqrt{\alpha_{EM}}$, où Q est la charge électrique du fermion.

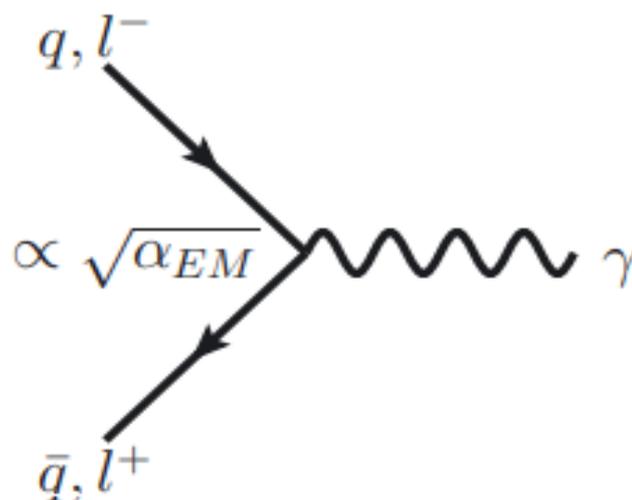


Figure II. 5 Vertex entre deux fermions chargés et un photon

II. 5. 2 Secteur fort

L'interaction forte concerne les quarks et les gluons. Les quarks portent une des trois charges de couleur (par convention r , v et b) alors que les antiquarks portent une charge d'anticouleur. La théorie de jauge de l'interaction forte repose sur le groupe $SU(3)$ et fait intervenir des couplages supplémentaires. Dans ces vertex, les indices c_i désignent des couleurs a priori différentes : l'interaction forte modifie la charge de couleur des quarks et des gluons. Contrairement au photon, le gluon est porteur d'une charge de couleur et d'une charge d'anticouleur. Il y a huit gluons et l'antiparticule d'un gluon est un autre gluon. Il existe ainsi des interactions entre les gluons eux-mêmes, à savoir des couplages à trois gluons et à quatre gluons. Les couplages à quatre gluons font intervenir le carré de la constante de couplage. Les vertex de l'interaction forte sont donnés sur la Figure II.6.

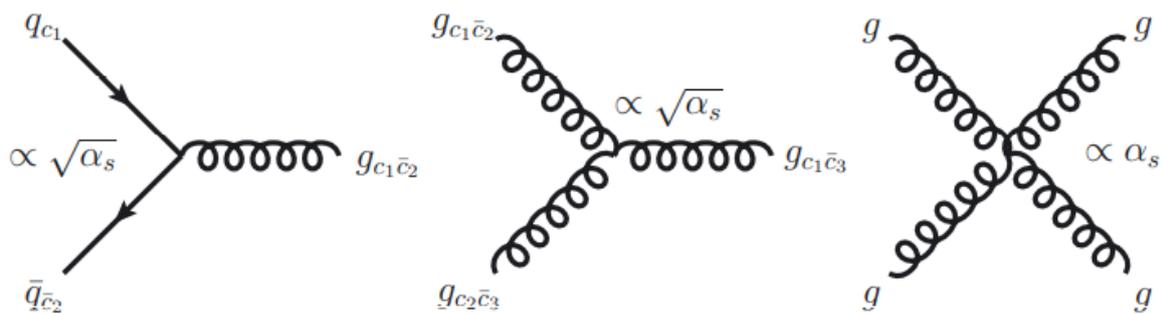


Figure II. 6 Vertex entre deux fermions colorés et un gluon (à gauche), entre 3 gluons (au centre) et entre 4 gluons (à droite)

II. 5. 3 Secteur faible

L'interaction faible, basée sur l'invariance de jauge $SU(2)$, fait apparaître trois bosons de jauge : deux bosons électriquement chargés W^+ et W^- , antiparticule l'un de l'autre et un boson neutre Z qui est sa propre antiparticule. Comme dans le cas des interactions électromagnétique et forte, les courants neutres (échange d'un boson Z) ne modifient pas la saveur. Les courants chargés (échange de W^\pm) sont les seuls susceptibles de modifier la saveur, à savoir de transformer un quark de type d en quark de type u ou un lepton chargé en neutrino et inversement. Il existe trois vertex de couplage aux fermions, représentés sur la Figure II. 7.

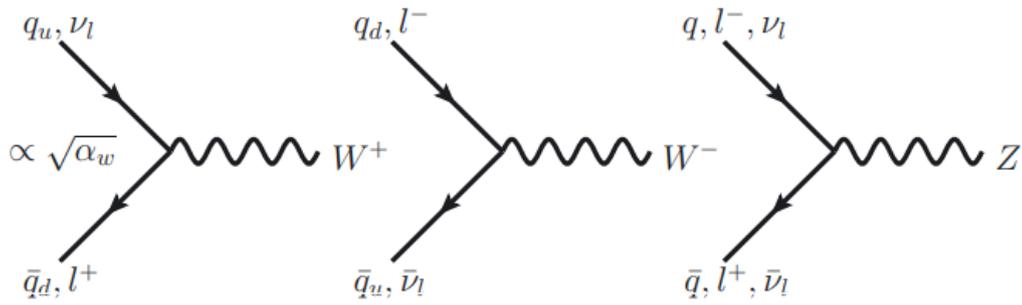


Figure II.7 Vertex entre deux fermions et un vecteur de l'interaction faible par courant chargé (à gauche et au centre) et par courant neutre (à droite)

A priori, les changements de saveur par courants chargés devraient uniquement se faire à l'intérieur d'une même famille, soit $\tau \leftrightarrow \nu_\tau$, $e \leftrightarrow \nu_e$, $d \leftrightarrow u$, $s \leftrightarrow c$ et $b \leftrightarrow t$. Cependant, les fermions du modèle standard étant massifs, on montre que les états propres de l'interaction faible et les états propres de propagation (particules libres) ne sont pas les mêmes. Il en résulte un mélange des saveurs qui conduit à la possibilité de transition par courants chargés entre deux familles différentes. Comme dans le cas de l'interaction forte, il existe également des termes de couplages entre bosons de jauge (trois et quatre bosons) incluant le photon puisque les bosons W^\pm portent une charge électrique. Ces vertex supplémentaires sont donnés sur la Figure II.8.

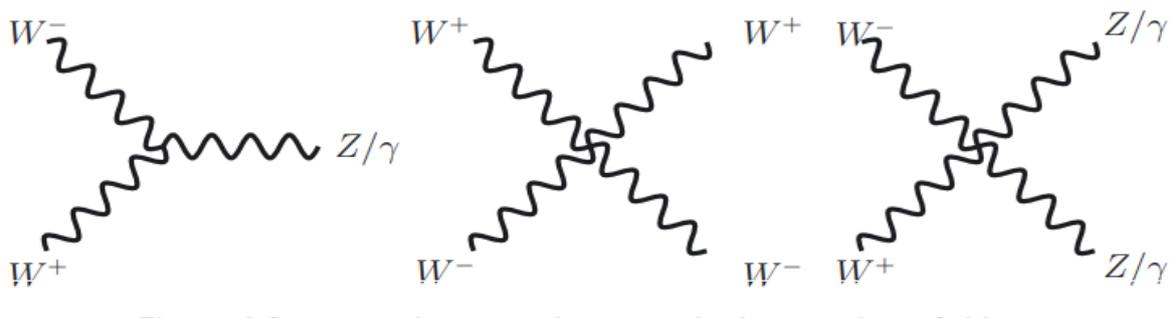


Figure II. 8 Vertex d'autocouplage entre les bosons électrofaibles

II. 5. 4 Secteur de Higgs

La brisure de la symétrie électrofaible via mécanisme de Higgs conduit à l'apparition d'un boson scalaire neutre, le boson de Higgs.

Ce boson est couplé à toutes les particules massives : tous les fermions à l'exception des neutrinos, les bosons de jauge de l'interaction faible (W^\pm et Z) et le boson de Higgs lui-même (termes d'autocouplage dans le potentiel). L'intensité du couplage aux fermions est proportionnelle à la masse du fermion alors que le couplage aux bosons de jauge est proportionnel au carré de la masse du boson.

Les différents vertex sont donnés sur les Figure II. 9 (couplages aux fermions et aux bosons de jauge) et II.10 (autocouplages du boson de Higgs).

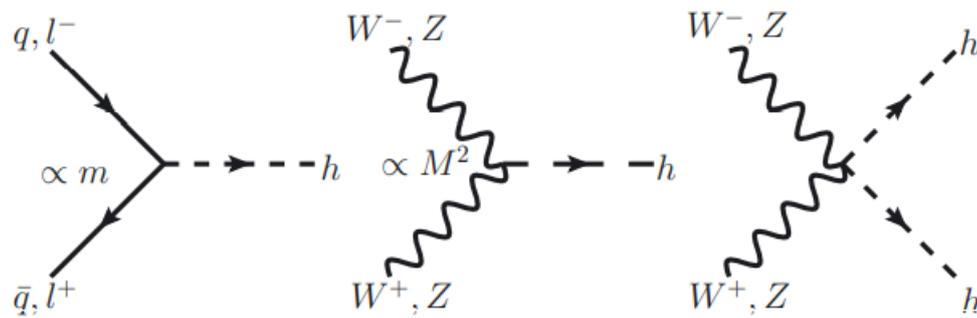


Figure II. 9 Vertex de couplage entre boson de higgs et fermion massif (à gauche) et entre boson de Higgs et vecteurs faibles (au centre et à droite)

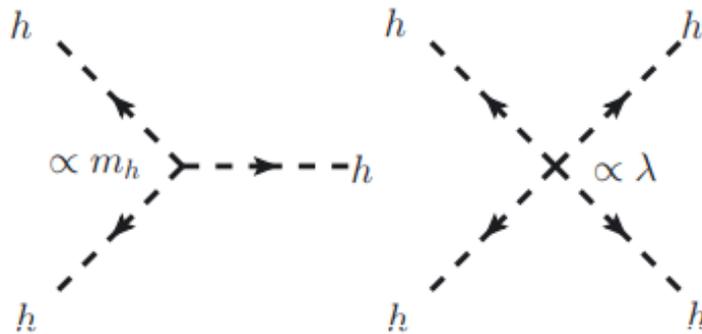


Figure II. 10 Vertex d'autocouplage du boson de Higgs

Chapitre III

Présentations de quelques diagrammes de Feynman

Dans ce chapitre nous allons citer quelques exemples de diagrammes de Feynman à travers l'interaction faible en premier lieu, puis quelques exemples simples de processus d'annihilation et de diffusion ainsi que la création d'un boson de Higgs, pour une présentation purement graphique de ces diagrammes de Feynman.

III. 1 Exemple 1 :

III. 1. 1 L'interaction Faible

Dans le Modèle Standard, les vecteurs de l'interaction faible (WI) sont les “bosons intermédiaires” W^\pm et Z . Ces bosons sont massifs (contrairement au photon), ce qui a comme conséquence que la portée de l'interaction faible est très courte. Leur masse est de l'ordre de 100 GeV, leur largeur de l'ordre de 2 GeV et ils ont une grande variété de voies de désintégration. Si on décrit l'élément de matrice WI en termes de courant de probabilité, on peut classer ces courants faibles en deux catégories :

1) Les courants chargés (CC), ayant pour médiateurs les bosons W^\pm . Les processus qu'ils engendrent sont connus depuis longtemps et ont été étudiés bien avant que la théorie électrofaible ait été élaborée (1967-68). On distingue :

- ❖ Les processus purement leptoniques, tels que la désintégration du muon (Figure III. 1).

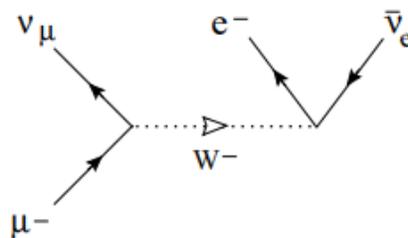


Figure III. 1 Diagramme de la désintégration purement leptonique $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

Les processus purement hadroniques, tels que la désintégration du Λ (Figure III. 2)

❖ Les processus semi leptoniques, tels que la désintégration β du neutron (Figure III. 3)

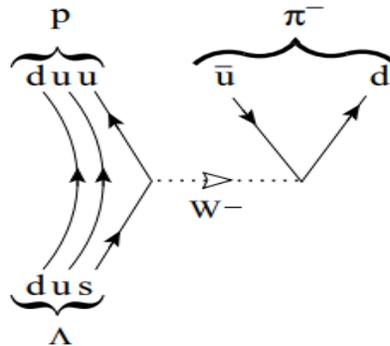


Figure III. 2 Diagramme de la désintégration purement hadronique $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$

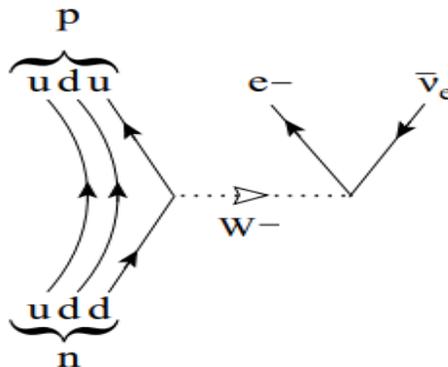


Figure III. 3 Diagramme de la désintégration semi leptonique $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

2) Les courants neutres (CN), ayant pour médiateur le boson Z.

On entendit parler des bosons Z comme les W la première fois au cours des années 1960 avec la théorie électrofaible de Sheldon Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg. La découverte de ces bosons fut attribuée en majeure partie au CERN, avec un premier aperçu en 1973 sous forme de particule virtuelle, puis une découverte formelle en 1983. Carlo Rubbia et Simon van der Meer obtiennent tous les deux le prix Nobel de physique pour cette découverte en 1984. Par la suite, le LEP du CERN et le SLC du SLAC produiront entre 1989 et 1998 plus de 15 millions de Z, permettant ainsi l'estimation de sa masse avec une grande précision.

Comme le Z est neutre électriquement, la somme des charges de ses produits de désintégration doit être 0. Ce résultat vient du fait que la charge électrique.

Les probabilités de désintégration dans les différents modes, dont la somme est bien évidemment de 100%, sont les suivantes :

- Dans 10% des désintégrations du Z, des paires lepton-antilepton.
- Dans 20% des cas, le boson Z se désintègre en une paire neutrino-antineutrino.
- Dans 70% des désintégrations du Z une paire quark-antiquark.

Comme les quarks possèdent la propriété "charge couleur", et qu'un quark peut exister sous 3 couleurs différentes.

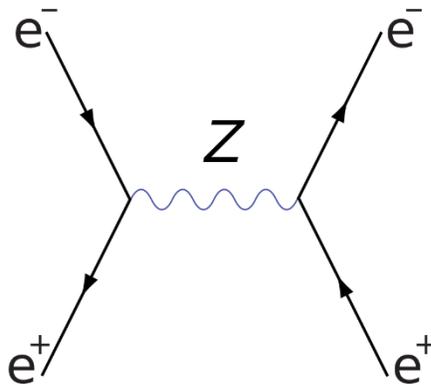


Figure III. 4 Schématisation d'une production du boson Z

III. 1. 2 La désintégration du muon

Est l'exemple le plus simple de désintégration β , la manifestation la plus courante de l'interaction faible.

A l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations, l'amplitude de probabilité du processus est donnée par le diagramme de Feynman représenté dans la Figure III. 5. L'amplitude fait appel au

propagateur du champ de jauge massif W . Et le calcul de la largeur de désintégration comprend une intégration sur un espace de phase à trois particules.

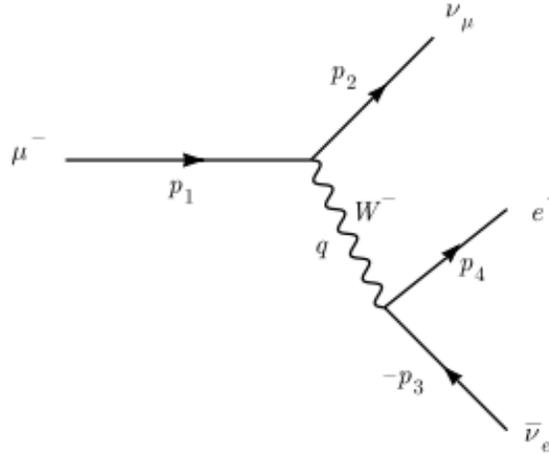


Figure III. 5 Désintégration du muon

Les règles de Feynman de l'interaction faible à courant chargé et du champ massif de spin un conduit à l'amplitude suivante :

$$\mathcal{M} = -\frac{g^2}{8} \left[\bar{u}_\nu^{(\alpha_2)}(p_2) \gamma^\rho (I + \gamma_5) u_\mu^{(\alpha_1)}(p_1) \right] \frac{-i}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \left(\eta_{\rho\sigma} - \frac{q_\rho q_\sigma}{M^2} \right) \cdot \left[\bar{u}_e^{(\alpha_4)}(p_4) \gamma^\sigma (I + \gamma_5) v_{\bar{\nu}}^{(\alpha_3)}(p_3) \right] \quad (\text{III. 1})$$

M Est la masse du W et les polarisations de μ^- , ν_μ , $\bar{\nu}_e$ et e^- sont respectivement α_1 , α_2 , α_3 et α_4 . Par conservation d'impulsion à chaque vertex

$$q = p_1 - p_2 = p_3 + p_4 \quad (\text{III. 2})$$

Après certaines manipulations mathématiques et approximations considérables (voir réf [29]) l'amplitude s'écrit finalement :

$$\mathcal{M} = -\frac{iG_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{u}_\nu^{(\alpha_2)}(p_2) \gamma^\mu (I + \gamma_5) u_\mu^{(\alpha_1)}(p_1) \right] \left[\bar{u}_e^{(\alpha_4)}(p_4) \gamma_\mu (I + \gamma_5) v_{\bar{\nu}}^{(\alpha_3)}(p_3) \right] \quad (\text{III. 3})$$

$\frac{1}{\sqrt{2}}G_F = g^2[8M^2]^{-1}$. Cette amplitude est identique à celle utilisée dans la théorie “V–A” formulée pour l’interaction faible avant l’avènement du Modèle standard : un produit de deux courants électronique et muonique de chiralité gauche.

La largeur de désintégration s’écrit :

$$d\Gamma = \frac{32}{(2\pi)^5} \frac{G_F^2}{m_\mu} \frac{d^3p_2}{2p_2^0} \frac{d^3p_3}{2p_3^0} \frac{d^3p_4}{2p_4^0} \delta^4(p_1 - p_2 - p_3 - p_4)(p_1 p_3)(p_2 p_4) \quad (\text{III. 4})$$

Qui est comme annoncé indépendante de la masse fictive m introduite pour les neutrinos.

L’état final contient trois particules. Les deux variables conduisant aux intégrations non triviales seront choisies comme étant p_3^0 et p_4^0 . D’autre part, comme la masse de l’électron est inférieure à celle du muon par un facteur $\sim 200^{-1}$, nous allons négliger m_e et admettre que l’état final contient trois particules sans masse. Dans ce cas, les contraintes cinématiques (conservation énergie-impulsion) sur p_3^0 et p_4^0 sont

$$\frac{m_\mu}{2} - p_4^0 \leq p_3^0 \leq \frac{m_\mu}{2} \quad (\text{III. 5})$$

$$0 \leq p_4^0 \leq \frac{m_\mu}{2} \quad (\text{III. 6})$$

En tenant compte des contraintes cinématiques

$$\Gamma = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (\text{III. 7})$$

Numériquement

$$\Gamma = 3.01 * 10^{-16} \text{MeV}, \quad \tau_\mu = 2.18 * 10^{-16} \text{s} \quad (\text{III. 8})$$

La largeur totale dépend donc de la cinquième puissance de la masse du μ^- . Ce résultat suit simplement et la présence d’un propagateur du W apportent un facteur $g^4/M^4 \sim G_F^2$ au carré de l’amplitude, qui doit être compensé dans la largeur Γ par la seule autre masse (non négligée) dans le processus, m_μ . Une analyse semblable peut être faite pour la désintégration du τ^- , par exemple. Le rapport des masses m_τ/m_μ étant

$$\frac{m_\tau}{m_\mu} \approx 16.8 \quad (\text{III. 9})$$

On s'attend à trouver

$$\tau_{\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau} \approx \left(\frac{m_\tau}{m_\mu} \right)^5 \quad \tau_\mu \approx 7.5 * 10^{-7} \quad \tau_\mu = 1.64 * 10^{-12} \text{ s} \quad (\text{III. 10})$$

Expérimentalement

$$\tau_\mu = 2.20 * 10^{-6} \text{ s} \quad (\text{III. 11})$$

$$\tau_\tau = 2.9 * 10^{-13} \text{ s} \quad (\text{III. 12})$$

Mais, alors que le muon se désintègre presque uniquement en $e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, le rapport de branchement du τ dans cet état final est de 17.8%. Donc

$$\tau_{\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau} = 1.63 * 10^{-12} \text{ s} \quad (\text{III. 13})$$

III. 2 Exemple 2 : Annihilation d'un électron et un positron

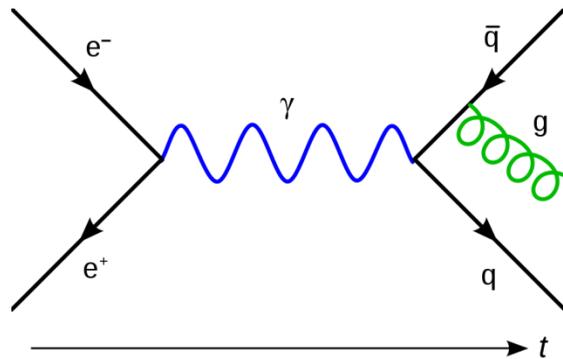


Figure III. 6 Annihilation d'un électron et un positron

Dans ce diagramme de Feynman, un électron et un positron s'annihilent en produisant un photon virtuel (en bleu) qui devient une paire quark-antiquark, puis émettent un gluon (en vert). (Le temps va de gauche à droite, et la dimension spatiale va de haut en bas.)

III. 3 Exemple 3 : Diffusion de Moller, Bahabha et Drell–Yan

- **Diffusion de Moller**

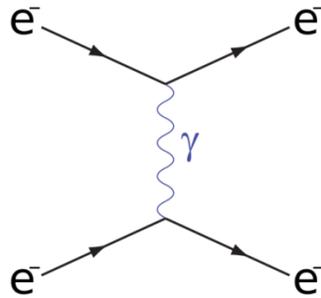


Figure III. 7 Diffusion Møller

Dans ce diagramme de feynman, deux électrons entrent et un photon passe entre eux, puis les deux électrons sortent. Ce schéma décrit l'interaction entre deux électrons ; En théorie classique, nous l'appelons répulsion de Coulomb de charges similaires et en électrodynamique, ce processus est appelé diffusion de Møller "médiée par échange de photons".

- **Diffusion Bhabha**

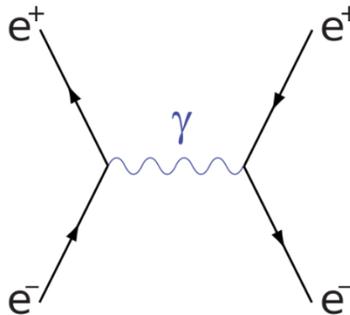


Figure III. 8 Diffusion Bhabha

Dans ce diagramme de Feynman, un électron et un positron entrent et un photon passe entre eux, puis un électron et un positron sortent. Ce schéma décrit l'interaction entre deux électrons de charge électrique opposée ; Dans la théorie classique de l'attraction coulombienne des charges opposées et en électrodynamique, ce processus est appelé diffusion Bhabha.

- **Diffusion Drell–Yan**

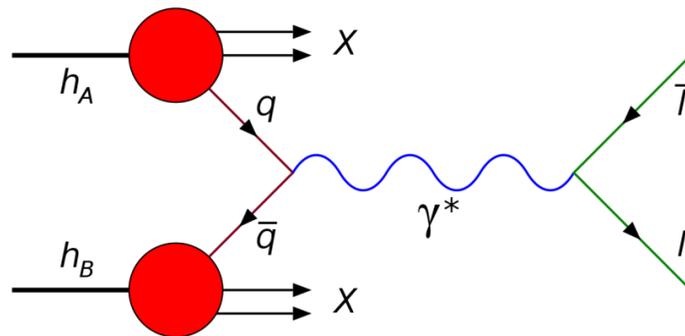


Figure III. 9 Diffusion Drell–Yan

Dans ce diagramme de feynman, la diffusion des hadrons et des hadrons de haute énergie se produit lorsqu'un quark hadron et un autre antiquark s'annihilent, entraînant la formation d'un photon virtuel ou boson Z qui se désintègre ensuite en une paire de leptons de charges opposées. Ce processus est appelé dispersion des Drill-Yan.

III. 4 Exemple 4 : Création du Boson de Higgs

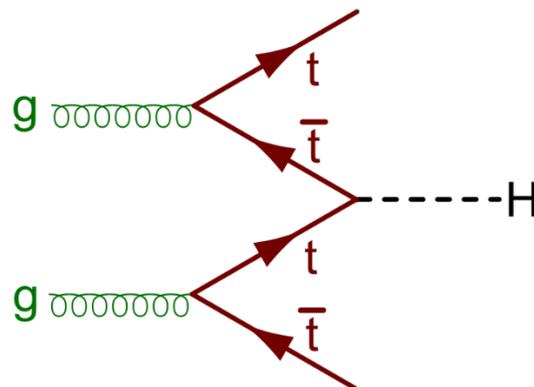


Figure III. 10 Création du Boson de Higgs

Dans ce diagramme de Feynman, deux quarks top (quark up et quark anti up) sont créés et le top (quark up) d'une paire fusionne avec l'anti-top de l'autre paire (quark anti up) créant le boson de Higgs.

En conclusion, les diagrammes de Feynman sont un outil important pour la compréhension de la physique des particules. Ils permettent de visualiser les processus de diffusion et d'annihilation des particules, ainsi que les interactions entre les particules. Les diagrammes de Feynman sont également utilisés pour prédire les résultats des expériences en physique des hautes énergies. Ils ont contribué de manière significative à notre compréhension de la physique quantique et ont été essentiels dans la découverte de nouvelles particules.

Conclusion Générale

À la suite de l'accumulation de résultats expérimentaux, la mécanique quantique est entrée dans une nouvelle phase, dans laquelle les méthodes de calcul connues sont devenues sans espoir et insuffisantes pour faire face aux complexités de la théorie. À la fin des années quarante du siècle dernier, Richard Feynman a proposé une nouvelle méthode qui a conduit à une énorme simplification, car sa méthode reposait fortement sur la réalisation d'un nombre relativement restreint de dessins et est maintenant connue sous le nom de diagrammes de Feynman, par exemple si nous avons un état physique spécifique, nous dessinons quelques-uns de ces diagrammes, puis appliquons des règles simples liées à ces graphiques pour obtenir directement des réponses mathématiques. En raison de la simplicité et de la puissance de cette méthode, elle est devenue l'outil principal pour effectuer des calculs en physique des particules élémentaires.

Notre travail purement théorique repose sur la compréhension parfaite de la physique des particules dans le modèle standard qui donne une explication précise sur presque toutes les particules élémentaires et composites, reste tous les modèles proposés par les théoriciens hormis le modèle standard, la supergravité, la supersymétrie, la théorie des cordes et la plus récente de toute " les super cordes", ainsi que l'unification des théorie qui est un projet très glorifiant d'où la GUT " Grand Unified Theory" sont à la portée de telles diagrammes pour des présentations illustratives des réactions et situations physiques.

Références

- [1] Claude Le Sech , Christian Ngô, " Physique nucléaire Des quarks aux applications ", 2e édition Dunod, 2010, 2014 .
- [2] " Introduction à la physique des particules " Cours de master classes Strasbourg (février 2010)
- [3] G. Clark, A. Hamilton, A. Korzenev, « Introduction à la Physique des Particules Fondamentales » Université de Genève, 2011.
- [4] D. Griϑths, "Introduction to elementary particles", Wiley, 1987.
- [5] B. Grossetête et F. Vannucci, "Interactions et particules", Eyrolles, 1991
- [6] D. Perkins "Introduction to High Energy Physics" (4ième édition), (Cambridge)
- [7] D. Griϑth "Introduction to Elementary Particles" (2ième édition), (Wiley)
- [8] F. Halzen and A. Martin "Quarks and leptons", (Wiley).
- [9] Benoit Clément, « physique des particules », édition DUNOD, 2014
- [10] B. R. Martin , " Nuclear and Particle Physics an introduction ", 2ième édition 2006 John Wiley.
- [11] Claude Fabre, Charles Antoine , Nicolas Treps , "Introduction à la physique moderne : relativité et physique quantique ", édition Dunod, 2015
- [12] Michael A. Gottlieb et Rudolf Pfeiffer, "the feynman lecture on physics , New Millennium Edition ,volume I ", Copyright © 1963, 2006, 2010 par California Institute of Technology, , Edité par Basic Books, Membre du groupe Perseus Books Livre de poche publié pour la première fois en 2011 par Basic Books .
- [13] Benoît Clément, " Physique des particules Introduction aux concepts et au formalisme du modèle standard ", 2 e édition Dunod, 2013, 2017

- [14] Aurelio Bay, " PARTICULES ELEMENTAIRES", Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPFL.
- [15] Table du Particle Data Group (PDG). Accès en ligne : <http://pdg.lbl.gov>.
- [16] F. E. Close, "An introduction to Quarks and Partons". F.E. Close. Ed. Academic Press
- [17] D. H. Perkins," Introduction to High Energy Physics". Ed. Addison-Wesley.
- [18] E. D. Commins, P.H. Bucksbaum,"Weak interactions of leptons and quarks", Ed. Cambridge University Press.
- [19] I. J. R. Aitchison, A.J. Hey, "Gauge Theories in Particle Physics". Ed. Adam Hilger LTD.
- [20] E. Leader, E. Predazzi, "An introduction to gauge theories and the "new physics". Ed. Cambridge University Press
- [21] J. D. Bjorken, S. D. Drell, "Relativistic Quantum Mechanics",Ed. Mc Graw-Hill.
- [22] D. C. Cheng, G.K. O'Neill, "Elementary particle physics", Ed. Addison-Wesley
- [23] D. Griffiths, "Introduction to Elementary Particles". Ed. John Wiley & Sons, Inc
- [24] H. Muirhead,"The physics of Elementary Particles". Ed. Pergamon Press.
- [25] W. E. Burcham, M. Jobes., "Nuclear and Particle Physics". Ed. Longman Scientific & Technical.
- [26] W Greiner , B. Müller, " GAUGE THEORY OF WEAK INTERACTIONS",Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH.
- [27] David SÉNÉCHAL Ph.D, " PHYSIQUE SUBATOMIQUE" , UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE , Faculté des sciences Département de physique (2 janvier 2023) .
- [28] "quantum chromodynamics". *Encyclopedia Britannica*, 20 Mar. 2023, <https://www.britannica.com/science/quantum-chromodynamics>. Accessed 15 May 2023.
- [29] Jean-Pierre Derendinger , " Théorie quantique des champs ",© 2001, Presses polytechniques et universitaires romandes.

Résumé

Nôtre travail consiste à une étude globale sur les diagrammes de Feynman à travers la physique des particules et tout particulièrement le modèle standard en proposant des exemples très intéressants utilisés dans les quatre interactions fondamentales.

Les Mots clés: la physique des particules, particule élémentaire, le modèle standard, les diagrammes de Feynman, les interactions fondamentales.

Summary

Our work consists of a global study on Feynman diagrams across particle physics and in particular the standard model, with some very interesting examples used in the four fundamental interactions.

Keywords: particle physics, elementary particle, standard model, Feynman diagrams, Fundamentals interactions.

ملخص

يتكون عملنا من دراسة عامة حول مخططات فاينمان من خلال فيزياء الجسيمات وخاصة النموذج القياسي وذلك عبر اقتراح أمثلة مهمة للغاية مستخدمة في التفاعلات الأساسية الأربعة.

الكلمات المفتاحية: فيزياء الجسيمات ، الجسيمات الأولية ، النموذج القياسي ، مخططات فاينمان ، التفاعلات الأساسية.