

Université Pierre et Marie Curie
Licence 3 de Physique Fondamentale

**QUELQUES QUESTIONS THÉORIQUES FONDAMENTALES LIÉES
AUX MASSES EN PHYSIQUE DES PARTICULES**

Edlira Nano

*Stage effectué au sein du Laboratoire de Physique Théorique des Hautes Énergies¹
Universités Pierre et Marie Curie (Paris 6) et Denis Diderot (Paris 7)
Unité associée au CNRS UMR 7589*

¹LPTHE tour 24, 5^{ème} étage, Université P. et M. Curie, BP 126, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05.

1 Introduction

1.1 Le LPTHE

La création du LPTHE remonte à la naissance de l'Université Pierre et Marie Curie dans les années 1960-1970. Son principal fondateur est Maurice Lévy, physicien théoricien éminent des hautes énergies. Se regroupent au sein du LPTHE différentes équipes de recherche spécialisées dans de multiples domaines de la physique théorique, notamment :

- Astrophysique et cosmologie : plus particulièrement phase d'inflation, théorie des champs hors équilibre, etc. ;
- Physique statistique : symétries conformes, modèle d'Ising, calcul analytique et simulations informatiques sur des modèles de 1 à 3 dimensions, etc. ;
- Physique mathématique : systèmes intégrables, systèmes hors équilibre dynamique, etc. ;
- Chromodynamique quantique : interaction forte, hadronisation, interactions hadroniques, etc. ;
- Interaction électrofaible : boson de Higgs, neutrinos, symétries discrètes, etc. ;
- Théorie des cordes et supersymétrie : cordes et supercordes, aspect théorique et phénoménologique.

Le travail de recherche au sein du LPTHE est ainsi entièrement orienté vers la théorie. Bien évidemment cette théorie est sans cesse dirigée par des expériences effectuées dans divers accélérateurs au sein de laboratoires expérimentaux (comme le CERN¹ avec le LEP et le LHC à venir, le Fermilab avec Tevatron²...) et inversement, le travail des théoriciens détermine les expériences et est indispensable pour leur bon déroulement.

En ce qui concerne les méthodes de travail théorique au sein du LPTHE, elles sont facilitées par l'utilisation d'outils de calcul informatique ou de simulation numérique, ainsi que par l'existence de bases de données en ligne (par exemple fr.arxiv.org ou hal.ccsd.cnrs.fr) qui donnent accès aux articles de recherche scientifique publiés dans le monde entier. La recherche est ainsi un domaine très ouvert, les chercheurs peuvent à tout instant être informés sur tout travail effectué.

1.2 L'équipe d'accueil

Nous avons été dirigés au cours de ce stage par M. Bruno Machet, chargé de recherche au CNRS. Travaillant seul au sein du LPTHE, il collabore avec l'ITEP de Moscou (Institute for Theoretical and Experimental Physics). Son principal axe de recherche est l'interaction électrofaible (théorie unifiant interactions électromagnétique et faible), plus particulièrement le boson de Higgs, les neutrinos, les symétries discrètes...

Son dernier travail en collaboration avec deux chercheurs de l'ITEP a porté sur les systèmes binaires des mésons neutres K^0 et \bar{K}^0 en théorie quantique relativiste des champs. Actuellement leur recherche porte sur les masses des fermions.

Tout au long de ce stage, notre travail a consisté en la lecture d'extraits de livres ou d'articles³ de physique quantique théorique. Cette lecture a été guidée et systématiquement appuyée par les explications de M. Machet.

Nous allons poser dans un premier temps le cadre théorique global sur lequel nous nous sommes penchés, à savoir celui de la théorie quantique relativiste des champs et de la théorie des symétries de jauge. Nous exposons par la suite (section 3 et appendices) quelques résultats

¹CERN : Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, au sein duquel se construisent nombre d'accélérateurs très puissants, notamment le LEP (Large Electron Positron collider) en 1989 et le LHC (Large Hadron Collider) prévu pour 2007.

²Fermilab : Fermi National Accelerator Laboratory, Tevatron est un dispositif expérimental permettant d'atteindre une énergie de 1 Tev.

³Voir la section *Références* : les lectures intégrales sont [3], [7] et [8].

particuliers plus détaillés sur les masses de quelques particules dans le cadre de l'interaction électro-faible.

2 Introduction au sujet

Rappelons tout d'abord qu'il existe quatre interactions fondamentales : l'interaction gravitationnelle, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique et l'interaction forte.

2.1 Théorie quantique relativiste des champs

Un des concepts fondamentaux en physique quantique est celui de champ de particule, qui décrit l'idée qu'une particule se comporte non seulement comme une entité matérielle mais aussi comme une onde capable de se propager dans l'espace-temps entier et de créer des champs. Ainsi des particules différentes vont se comporter comme des champs qui vont interagir sans cesse. En effet deux particules séparées par une certaine distance vont avoir un effet l'une sur l'autre par l'intermédiaire d'un échange mutuel d'une particule messagère qu'on appelle quantum, ce quantum étant donc à son tour associé à un champ dit champ quantique. Ce concept découle naturellement de la relativité restreinte ; la théorie basée sur ce concept est ainsi naturellement appelée : théorie quantique relativiste des champs.

2.2 Particules élémentaires

L'ensemble des particules se divise en deux grandes catégories : les bosons de spin entier et les fermions de spin demi-entier. Les bosons suivent l'équation de Klein-Gordon ; les fermions celle de Dirac.

D'après le type d'interaction qu'elles subissent, on les divise également en : les leptons, particules qui ne participent qu'aux interactions électromagnétique et faible, et les hadrons qui participent principalement à l'interaction forte mais aussi en de plus faibles proportions à celles électromagnétique et faible. Les leptons sont des particules élémentaires au nombre de six : l'électron e^- et son neutrino associé ν_e , le muon μ^- et son neutrino ν_μ , le tau τ^- et son neutrino ν_τ . Les hadrons sont quant à eux constitués de particules élémentaires : les quarks. Les quarks portent des charges électriques. Il en existe douze : ceux de charge $2/3$: u, c, t ; ceux de charge $-1/3$: d, s, b , ainsi que leurs six antiquarks associés. Ils sont confinés par l'interaction forte au sein des hadrons. Les hadrons sont de deux types : les mésons (qui sont des bosons) constitués d'un quark et d'un antiquark $q\bar{q}$ et les baryons (qui sont des fermions) constitués de trois quarks qqq . Comme exemple de mésons il y a les kaons et le pions, les protons et les neutrons sont eux des baryons.

2.3 Interactions fondamentales

Le principe de Yukawa affirme que si deux particules interagissent en échangeant un quantum de masse m , alors la distance maximale à laquelle ces effets se font sentir, la portée de ces effets, est inversement proportionnelle à m .

Regardons maintenant de plus près comment les notions précédentes s'appliquent aux différentes interactions.

L'interaction gravitationnelle qui est entièrement décrite par la théorie de la relativité générale, est de loin la plus faible en intensité. Elle s'exerce sur tout objet à toute distance, elle est ainsi dominante à l'échelle cosmologique. Le quantum associé à la gravitation est le graviton, il est de masse nulle, d'après le principe de Yukawa la portée de la gravitation est donc infinie. C'est le cas pour l'interaction électromagnétique également, son quantum associé, le photon, est de masse nulle, la portée de l'interaction est donc infinie. Ce résultat n'est pas uniquement prédit par la théorie, des expériences ont montré avec une grande précision que la masse du photon est nulle.

On constate que la portée des interactions faibles est beaucoup plus petite, de l'ordre de 10^{-16} cm, ce qui implique une grande masse pour son quantum associé. Nous savons actuellement qu'il y a trois bosons associés à l'interaction faible : deux d'entre eux, W^+ et W^- sont électriquement chargés et ont des masses égales de $80 \text{ Gev}/c^2$, le troisième, Z^0 , est électriquement neutre et à une masse de $91 \text{ Gev}/c^2$. On appelle électrodynamique quantique la théorie qui décrit les interactions électromagnétiques.

L'interaction forte est assurée par huit bosons, appelés gluons, car c'est eux qui collent les quarks entre eux au sein des hadrons. Les gluons sont eux aussi confinés dans les hadrons. C'est la chromodynamique quantique qui décrit les mécanismes de cette interaction.

Un des buts majeurs de la physique est de trouver une théorie unifiant toutes ces interactions. Il existe actuellement des théories partiellement unificatrices comme par exemple l'interaction électro-faible qui réunit interactions électromagnétique et faible. Un autre problème majeur de la physique est celui des masses des particules. Il existe en effet des particules semblables du point de vue des interactions et lois physiques mais qui ont des masses très différentes. Par exemple les différents quarks dont les masses varient de $4 \text{ Mev}/c^2$ pour le quark u , à $176 \text{ Gev}/c^2$ pour t , où alors l'électron et le muon μ qui ont un rapport de masse $m_\mu/m_e = 200$.

3 Théorie de jauge

Les lois de la physique et plus particulièrement celles de la chromodynamique quantique, de l'électrodynamique quantique ainsi que de l'interaction faible satisfont certaines symétries, i.e. certaines transformations de l'espace-temps laissent ces lois invariantes. En mathématiques les symétries continues forment des groupes de transformations appelés groupes de Lie.

3.1 Symétrie de jauge abélienne $U(1)$

En électrodynamique quantique le groupe des transformations laissant invariantes les lois physiques est le groupe abélien $U(1)$. Il s'agit des rotations à une dimension.

Considérons un champ scalaire de fermion de masse m de fonction d'onde $\Phi(X)$ avec $X = (x, y, z, t)$. Son lagrangien s'écrit

$$L_0 = \frac{1}{2} \partial_\mu \Phi(X) \partial^\mu \bar{\Phi}(X) - \frac{1}{2} m^2 \Phi(X) \bar{\Phi}(X) \quad (1)$$

où $\partial_\mu \Phi(X) \partial^\mu \bar{\Phi}(X)$ est, selon la convention d'Einstein, le produit scalaire du gradient de $\Phi(X)$ avec le gradient de $\bar{\Phi}(X)$. Les transformations $U(1)$ sont telles que

$$\Phi(X) \xrightarrow{U(1)} \Phi'(X) = e^{i\alpha} \Phi(X) \quad (2)$$

où alpha, le paramètre de transformation, est une constante réelle.

Le lagrangien (1) est invariant par ces transformations. On a en effet immédiatement $L(\Phi') = L(\Phi) = L_0$. On dit que le lagrangien est invariant par symétrie globale.

Suivant la théorie de jauge, nous allons rendre locale l'action de $U(1)$ sur le lagrangien. Pour cela, remplaçons la constante α par une fonction réelle $\alpha(X)$. La symétrie n'est alors plus globale et le lagrangien acquiert un terme sous l'action locale de $U(1)$:

$$L_0 \xrightarrow{U(1)} L'_0 = L_0 + \frac{i}{2} \partial_\mu \alpha [\Phi \partial^\mu \bar{\Phi} - \partial_\mu \Phi \bar{\Phi}]. \quad (3)$$

C'est ici que la théorie de jauge intervient. Le principe de jauge consiste à exiger que le lagrangien reste invariant sous cette action locale. Pour cela, on ajoute des termes au lagrangien (1) de sorte qu'après transformation, ils annulent le terme en $\partial_\mu \alpha$ apparu en (3). Le terme ajouté est le champ vectoriel $A_\mu(X)$ (on l'appelle le champ de jauge) défini par

$$A_\mu \xrightarrow{U(1)} A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha. \quad (4)$$

On définit la dérivée covariante par

$$D_\mu \Phi = [\partial_\mu - ig(A_\mu)]\Phi. \quad (5)$$

Elle vérifie

$$D_\mu \Phi \xrightarrow{U(1)} (D_\mu \Phi)' = e^{i\alpha} D_\mu \Phi. \quad (6)$$

Le lagrangien

$$L_1 = \frac{1}{2} D_\mu \Phi D^\mu \bar{\Phi} - \frac{1}{2} m^2 \Phi \bar{\Phi} \quad (7)$$

est alors invariant sous les transformations locales. Mais pour que A_μ puisse correspondre réellement à un champ physique il faut introduire un terme cinétique et un terme de masse lui correspondant. Le terme de masse s'écrit $\frac{1}{2} \rho^2 A_\mu A^\mu$, mais il n'est pas invariant sous $U(1)$ et comme on veut que le principe de jauge soit respecté cela implique que ce terme soit nul, donc que la masse ρ du champ A_μ soit nulle. Le terme cinétique $-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ est lui invariant par $U(1)$ et on peut donc l'ajouter.

Physiquement, ce champ A_μ que nous avons introduit correspond au champ du photon. La théorie de jauge appliquée à l'interaction électromagnétique implique donc que la masse du photon est nulle. C'est effectivement en accord avec la relativité générale et c'est également prouvé expérimentalement avec une grande précision.

3.2 Chromodynamique quantique

Pour décrire l'interaction forte on utilise le groupe $SU(3)$. $SU(N)$ est le groupe des matrices unitaires de taille N , i.e. les matrices U de taille N telles que $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$, où $U^\dagger = (U^*)^t$, et $\det U = 1$. La localisation de l'action de ce groupe de symétrie est un peu plus complexe, mais le principe de jauge est appliqué de la même façon que pour $U(1)$.

Tout comme le champ du photon apparaît dans l'expression du lagrangien invariant localement sous $U(1)$, dans le cas de $SU(3)$ ce sont les champs des huit gluons qui apparaissent dans l'expression du lagrangien final. Apparaît également dans ce lagrangien un terme décrivant l'interaction entre quarks et gluons.

En effet, pour que les quarks puissent satisfaire les statistiques de Fermi-Dirac on définit un nouveau nombre quantique appelé *couleur*, de sorte que chaque type de quark puisse exister en trois couleurs différentes : rouge, vert et bleue. La couleur désigne ici une grandeur abstraite, qui peut prendre trois valeurs distinctes désignées par les trois couleurs primaires, les antiquarks eux portent la couleur complémentaire à celle du quark associé. Les baryons et les mésons sont alors des combinaisons de quarks telles que leur couleur finale soit neutre, i.e. blanche. Il existe deux façons d'obtenir du blanc à partir des trois couleurs primaires : en mélangeant ces trois couleurs primaires (ou leurs trois couleurs complémentaires) comme dans le cas des baryons, ou en mélangeant une couleur primaire et sa complémentaire comme c'est le cas des mésons.

L'interaction forte est responsable du confinement des quarks dans les hadrons et de fait les quarks ne peuvent pas exister isolés. Ce confinement est rendu possible par l'intermédiaire des gluons. Il en existe huit, chacun porteur d'une couleur et de sa couleur complémentaire, de sorte que lorsqu'un gluon s'échange entre deux quarks il échange les couleurs respectives des quarks. Les gluons interagissent également entre eux. La masse des gluons est nulle, mais la portée de l'interaction forte n'est pas infinie. On constate en effet que l'interaction forte devient d'autant plus «puissante» que les distances augmentent, ce qui expliquerait le confinement des quarks et leur impossibilité de se départager.

3.3 Symétrie de jauge non-abélienne $SU(2)$

Pour décrire l'interaction faible on utilise le groupe de symétrie de jauge $SU(2)$. Le groupe $G = SU(2) \times U(1)$ permet alors d'établir une unification des interactions électromagnétique et faible, l'interaction électrofaible.

Dans le cas de $SU(2)$ apparaissent dans le lagrangien final les champs des bosons W^+ , W^- et Z^0 . Apparaissent également des termes illustrants des interactions entre ces bosons. Mais ce lagrangien ne correspond pas à la réalité car les bosons W^+ , W^- et Z^0 y apparaissent de masse nulle alors qu'ils devraient en réalité être massifs.

Pour pouvoir générer leurs masses on doit briser la symétrie de jauge de telle façon que la symétrie finale du lagrangien soit préservée. Il existe en effet une solution possible, basée sur le fait que l'état fondamental d'une théorie peut ne pas respecter la symétrie de son lagrangien. Un tel lagrangien resterait invariant mais aurait un ensemble dégénéré d'états d'énergie minimale. Si l'on choisit arbitrairement un de ces états comme état fondamental du système, on dit alors que la symétrie a été brisée.

Le cheval à la Fig.1 illustre ce phénomène : les carottes à gauche et à droite du cheval sont identiques, mais il doit choisir s'il veut se nourrir. L'important ce n'est pas qu'il aille à gauche ou à droite, ce sont des options équivalentes, l'important c'est qu'une fois sa décision prise la symétrie de la situation est brisée. En deux dimensions, après avoir mangé la première carotte le cheval devra faire l'effort de remonter la côte pour pouvoir manger l'autre, mais à trois dimensions c'est une vallée plate et circulaire que le cheval pourra longer d'une carotte à l'autre sans aucun effort.

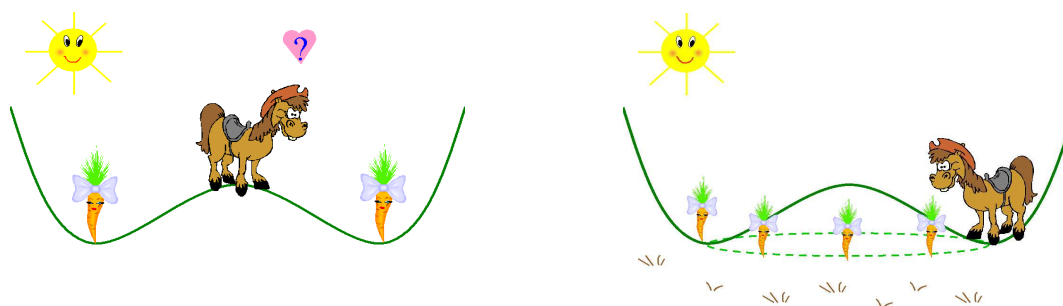


Fig. 1 : Le cheval se trouve dans une situation symétrique mais pour manger il doit briser cette symétrie en décidant laquelle des carottes manger. En trois dimensions le cheval se trouvera ainsi dans une vallée continue où il pourra bouger d'une carotte à l'autre sans effort.

La vallée plate correspond en physique à l'état fondamental de la particule, i.e. celui de plus basse énergie, cela correspond de plus en théorie des champs au vide quantique. L'existence de directions plates qui lient les états dégénérés d'énergie minimale est une propriété générale de ces symétries brisées, cela implique en théorie des champs l'existence de degrés de liberté sans masse. Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Goldstone. C'est ce théorème qui dans le cas de l'interaction faible va générer les masses des trois bosons, mais va également faire apparaître une nouvelle particule dans le lagrangien. Il s'agit du boson de Higgs.

Les bosons W^\pm et Z^0 ont été découverts en 1983 au CERN, soit environ 15 ans après ces prédictions théoriques, avec des masses conformes à ces prédictions. Ce fut la confirmation expérimentale de l'importance des théories de jauge à symétrie brisée. Il reste maintenant à confirmer l'existence du boson de Higgs. C'est dans ce but que le CERN a entrepris la construction du LHC, pour pouvoir découvrir, et déterminer s'il existe, la masse de ce boson. Le LHC sera opérationnel à partir de 2007.

4 Bilan personnel

Ce stage a été très bénéfique de plusieurs points de vue.

D'une part il m'a permis d'avoir accès de manière directe au monde de la recherche. J'ai ainsi pu rencontrer des chercheurs, avoir un aperçu global sur la nature de leur travail : la façon dont ils effectuent ce travail, les méthodes qu'ils utilisent, les difficultés qu'ils peuvent rencontrer. J'ai ainsi appris qu'un travail de recherche n'est ni linéaire ni figé, on ne sait jamais avant de l'avoir terminé si un travail entrepris va pouvoir déboucher sur un résultat intéressant, on est souvent amenés à changer la nature du travail entrepris en cours de route, on est parfois amenés à l'abandonner aussi.

J'ai également pu me rendre compte de l'aspect ouvert de la recherche. Dans le monde entier des milliers de chercheurs s'intéressent à des problèmes semblables, directement ou indirectement liées. Mais il existe divers moyens de communication entre eux : arxiv, une base de données très riche qui donne accès à nombre de travaux écrits ou de cours donnés dans le monde entier ; les séminaires, au cours desquels chaque chercheur expose et explique ses travaux les plus récents. Ainsi au sein même du LPTHE avaient lieu un ou deux séminaires par semaine, les exposants n'étaient souvent pas attachés au laboratoire et les séminaires avaient lieu généralement en anglais, langue qui rend possible cette ouverture de la recherche.

Un autre aspect de cette ouverture est la collaboration entre chercheurs de pays différents à travers notamment, le système de «visiteurs» de courte ou longue durée.

D'autre part, ce stage m'a donné la possibilité de découvrir un domaine nouveau pour moi, celui de la physique des particules. J'ai ainsi pu me familiariser graduellement avec des notions fondamentales pour l'étude des particules comme la théorie quantique relativiste des champs et la théorie de jauge. La disponibilité et les qualités pédagogiques de M. Machet ont été cruciales lors du processus d'apprentissage. C'est ainsi que, malgré la courte durée du stage, nous avons été capables de suivre des raisonnements aboutissant à des résultats très importants et non triviaux de la physique quantique, comme la preuve théorique de la masse nulle du photon, l'existence du boson de Higgs, les oscillations des neutrinos, etc. Ce fût pour moi un très bon moyen pour me familiariser avec ces notions, et je pense que cela rendra leur étude scolaire plus aisée et d'autant plus intéressante. D'une certaine façon ce stage m'a permis d'avoir une vision différente de l'apprentissage, moins scolaire, plus indépendante, mais tout aussi bénéfique. De plus les rapports et les soutenances des stages vont pouvoir nous permettre non seulement d'acquérir des facilités d'expression orale et écrite, mais également de partager et d'enrichir nos expériences et nos résultats mutuels.

Appendices

A Les kaons neutres K^0 et \overline{K}^0

Nous savons qu'à chaque particule correspond une antiparticule de même masse, de même spin et de même durée de vie. Mais sa charge (de tout type : électronique, de couleur, etc.) est de signe opposé. Ainsi certaines particules comme les photons, les mésons π^0 et le muon μ sont identiques à leurs antiparticules respectives. Ce n'est pas le cas des des mésons neutres K^0 et \overline{K}^0 , qui eux ont des identités mélangées.

Les mésons K^+ , K^- , K^0 et \overline{K}^0 sont composés de quarks u, s et d comme indiqué sur le tableau ci-dessous :

Kaons	K^+	K^0	\overline{K}^0	K^-
Composition en quarks	$\overline{s}u$	$\overline{s}d$	$\overline{d}s$	$\overline{u}s$

A.1 Symétries discrètes P , C et T

On appelle symétries discrètes les symétries par rapport à : la parité P , la conjugaison de chages C , l'inversion du temps T . La parité en théorie des champs consiste, étant donné une fonction d'onde $\Phi(x, t)$, à considérer la fonction $\Phi(-x, t)$. L'inversion du temps inverse le signe du paramètre temps t . La conjugaison de charges consiste, étant donnée une particule p , à considérer la même particule mais portant une charge opposé, cela revient donc en théorie des champs à considérer l'antiparticule associée \overline{p} .

La relativité restreinte implique l'invariance de tout système physique sous P , C et T simultanément. C'est pourquoi pendant très longtemps on a cru et admis l'invariance de tout système physique selon P , C et T pris séparément. On a donc été très surpris de constater que la parité était violée par l'interaction faible. On a constaté par la suite que chacune de ces trois symétries étaient violées en physique quantique, le produit des trois étant toujours conservé.

La violation de la symétrie CP par l'interaction faible à été constatée pour la première fois en 1964. A ce jour elle n'a été observée que dans le système des kaons neutres K^0 , \overline{K}^0 . Cette violation est très importante en physique, elle pourrait notamment expliquer l'énorme disproportion entre la matière et l'antimatière qui pourrait être vue comme une conséquence directe de la violation de CP apparue juste après le Big Bang.

A.2 Système K^0 , \overline{K}^0

On n'observe ces kaons dans la nature que sous les formes K_L et K_S :

$$K_L = (K^0 + \overline{K}^0) + \epsilon_L(K^0 - \overline{K}^0)$$

$$K_S = (K^0 - \overline{K}^0) + \epsilon_S(K^0 + \overline{K}^0)$$

Si on applique la symétrie CP on a :

$$(K^0 + \overline{K}^0)(x, t) \xrightarrow{CP} (\overline{K}^0 + K^0)(-x, t)$$

$$(K^0 - \overline{K}^0)(x, t) \xrightarrow{CP} (\overline{K}^0 - K^0)(-x, t)$$

Ces deux termes sont donc invariants par symétrie CP . Or :

$$K_L \xrightarrow{CP} -K_L$$

$$K_S \xrightarrow{CP} (K^0 - \overline{K}^0) - \epsilon_S(K^0 + \overline{K}^0)$$

La symétrie CP n'est donc pas conservée par K_L et K_S . On en déduit que ϵ_L et ϵ_S décrivent la violation de CP .

B Les oscillations des neutrinos

Il existe trois espèces de neutrinos : le neutrino de l'électron ν_e , le neutrino associé au muon ν_μ et le neutrino associé au tau, ν_τ . ν_μ et ν_e ont été directement observés contrairement au ν_τ , l'existence duquel apparait indirectement.

Le phénomène d'oscillation quantique apparait lorsqu'une particule produite par une réaction n'est pas identique à cette même particule observée après sa propagation. Un exemple d'oscillations est celui du système K^0, \bar{K}^0 . De même que les kaons neutres, les neutrinos ν_e et ν_μ se propagent dans l'espace-temps sous des formes mélangées de sorte que, à un instant t , donné, au point zéro du repère choisi, on a :

$$\nu_e(0) = \cos(\theta)\nu_1(0) + \sin(\theta)\nu_2(0) \quad (8)$$

$$\nu_\mu(0) = -\sin(\theta)\nu_1(0) + \cos(\theta)\nu_2(0). \quad (9)$$

On appelle θ l'angle de mélange des neutrinos ; ν_1 et ν_2 sont appelés états de masse des neutrinos ν_e et ν_μ .

Soit m_1 la masse de ν_1 et m_2 la masse de ν_2 . Les equations d'ondes de ν_1 et de ν_2 s'écrivent d'après l'équation de Schrödinger, à l'instant $t > 0$:

$$\nu_1(t) = \nu_1(t=0)e^{-iE_1t}$$

$$\nu_2(t) = \nu_2(t=0)e^{-iE_2t},$$

d'où :

$$\nu_e(t) = \cos(\theta)\nu_1(0)e^{-iE_1t} + \sin(\theta)\nu_2(0)e^{-iE_2t} \quad (10)$$

$$\nu_\mu(t) = -\sin(\theta)\nu_1(0)e^{-iE_1t} + \cos(\theta)\nu_2(0)e^{-iE_2t}. \quad (11)$$

On remarque donc qu'avec le temps les deux neutrinos changent, ils vont en faite se contaminer mutuellement. En effet, si on injecte les expressions (8) et (9) de $\nu_e(0)$ et de $\nu_\mu(0)$ dans (10) par exemple, on obtient :

$$\nu_e(t) = \nu_e(0)[\cos^2(\theta)e^{-iE_1t} + \sin^2(\theta)e^{-iE_2t}] + \nu_\mu(0)[\sin(\theta)\cos(\theta)e^{-iE_2t} + \cos(\theta)\sin(\theta)e^{-iE_1t}]$$

On voit donc qu'au cours de la propagation le neutrino ν_e a gagné la contribution du neutrino ν_μ . Il en est de même pour ν_μ .

Nous avons présenté ici les oscillations des neutrinos dans le vide, mais les neutrinos peuvent également osciller dans la matière. En effet les interactions des neutrinos avec la matière sont tellement faibles qu'ils peuvent traverser la terre entière sans être ralentis. Les valeurs précises de leurs masses ne sont pas connues, on sait néanmoins que ces valeurs doivent être extrêmement faibles. Les physiciens s'intéressent de près aux neutrinos, ils pensent que leur étude pourrait être fondamentale dans le processus d'unification des quatre interactions fondamentales.

Références

- [1] Walter Appel, *Mathématiques pour la physique et les physiciens*, H&K, 2002.
- [2] Richard Feynman, *Le cours de physique de Feynman, mécanique quantique*, Dunod, 2000.
- [3] Sheldon Glashow, *Le charme de la physique, la recherche des secrets de la matière*, Albin Michel, 1991.
- [4] Quang Ho-Kim et Pham Xuan Yem, *Elementary particles and their interactions*, Springer-Verlag, 1998.
- [5] L. Landau et E. Lifchitz, *Mécanique quantique*, Moscou-Mir, 1966.
- [6] B. Machet, V. A. Nobikov et M. I. Vysotsky, *Binary systems of neutral mesons in quantum field theory*, arxiv, 2005.
- [7] Heinz Pagels, *L'univers quantique, des quarks aux étoiles*, InterEditions, 1985.
- [8] A. Pich, *The standard model of eletroweak interactions*, arXiv, 2005.
- [9] Cohen Tanoudji, *Mécanique quantique*, Hermann, 1996.