



N° d'ordre :/2016

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et
de la Recherche Scientifique

Université Mohamed Boudiaf - M'sila

Faculté des Sciences

Département de Physique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de :

MASTER

Domaine : **Sciences de la matière**

Filière : **Physique**

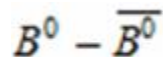
Option : **Physique des Particules à haute Energie**

Par

Ben Amara Khedidja

THEME

Violation CP dans le système



Soutenu le :04/06/2016

Devant le jury composé de :

A.METATLA	MCB Univ. de M'sila	Président
M.BOUSSAHEL	MCA Univ. de M'sila	Rapporteur
S.KALLI	MCB Univ. de M'sila	Examineur

Promotion Juin 2016

REMERCIEMENTS

Au nom d'Allah, le Tout Miséricordieux, le Très Miséricordieux

Je remercie tout d'abord ALLAH tout puissant pour m'avoir donné la santé, la patience et le courage pour mener à terminer ce mémoire.

J'exprime mes plus vifs remerciements à **M.METATLA Aboud** d'avoir présidé le jury et qu'il trouve ici le témoignage de notre très haute considération.

Je tiens à remercier **S.KALLI** pour avoir accepté d'être l'examinatrice de ce mémoire.

J'adresse mes vifs remerciements à mon encadreur **M. BOUSSAHEL** Pour sa disponibilité, sa rigueur, son soutien et son engagement durant la réalisation de cette thèse.

Mes remerciements à mes enseignants de département de physique théorique.

Dédicace

Ce mémoire n'aurait jamais pu voir le jour sans l'encouragement des membres de ma famille que je tiens à remercier et à qui je dédie ce modeste travail,

Tout d'abord aux deux personnes les plus chères de ma vie :

Ma mère, la lumière qui m'a toujours éclairée le chemin. A celle qui a tout fait pour ma réussite, pour sa douceur, sa tendresse, ses sacrifices et ses prières.

Mon père, à qui je dois tout le respect et l'amour,

pour son soutien, son encouragement et surtout sa confiance en moi.

A Mes frères et sœurs

A tous mes amis, à tous ceux qui m'aiment et ceux que j'aime.

khedidja

LISTE DES FIGURES :

Figure 1.1 l'oscillation des kaons neutres	10
Figure.2.1 La forme du potentiel pour le cas $\mu^2 < 0$	23
Figure 2.2 Box diagrammes responsables de $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ mélange	34
Figure 3.2: Diagrammes de Feynman dominants le processus d'oscillations $B_{s,d}^0 \leftrightarrow \bar{B}_{s,d}^0$ dans le Modèle Standard.	39
Figure 3.3: Schéma représentant les trois types de violation de CP	40

Table des matières

Introduction	1
1 Violation de C,P,T et CP	2
1.1 Introduction à la physique des particules élémentaires	2
1.2 Symétries discrètes	2
1.2.1 C,P et T	3
1.2.2 La parité, ou inversion de l'espace (P)	3
1.2.3 Conjugaison de charge	4
1.2.4 Renversement du temps	5
1.2.5 La symétrie CP	5
1.2.6 La symétrie CPT	5
1.3 La violation des symétries discrètes	6
1.3.1 La violation de P	6
1.3.2 La violation de C	6
1.3.3 Violation de CP	6
1.3.4 Les trois types violation de CP en désintégration des mésons	7
1.3.5 Violation de CP dans le mélange ($K^0 - \bar{K}^0$) "violation de CP indirecte"	9

2	Le Modèle Standard:	16
2.1	Lagrangien du Modèle Standard	16
2.1.1	L'interaction forte	17
2.1.2	Le secteur électrofaible	18
2.1.3	Le mécanisme de Higgs	21
2.2	La violation de CP dans le Modèle Standard	28
2.2.1	La matrice CKM	28
3	La violation CP dans $(B^0 - \overline{B}^0)$	33
3.1	Amplitude du Box diagramme	33
3.1.1	Définition $\mathcal{H}_{eff}^{ \Delta S =2}$:	36
3.1.2	Calcul de ε_K :	37
3.2	Le système des mésons B	37
3.2.1	La violation de CP dans le système des mésons B	38
3.2.2	CP Direct Violation	38
3.2.3	Violation de CP dans le mélange	39
3.2.4	Calcul ΔM_{Bq} :	40
3.2.5	Calcul ε_B	41
	Conclusion	43
	Bibliographie	44

Introduction

La violation de CP, mise en évidence pour la première fois en 1964, reste encore un phénomène complexe, difficile à étudier, et qui n'avait été observé jusqu'à ce jour que dans le système des mésons K^0 . Dans le cadre du Modèle Standard, son origine est liée à l'existence d'un terme complexe dans la matrice de mélange entre quarks ; ce modèle prédit que des asymétries mesurables entre particules et anti-particules, liées à ce phénomène, devraient se manifester dans certaines désintégrations (rares) des mésons B^0 et \bar{B}^0 et vers un état propre de CP. Les exemples les plus connus en sont les désintégrations $B^0 \longrightarrow J/\Psi K_S^0$ ou $B^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$. La mesure de ces asymétries permet d'une part de tester la validité de la description du phénomène par le Modèle Standard et d'autre part de rechercher des signes indirects de la présence de mécanismes impliquant de la nouvelle physique.

Notre travail est réparti sur trois chapitres:

Dans le premier chapitre, nous définissons les symétries discrètes P, C et T, les différents types de violation CP où on a étudié la violation CP dans le mélange

$$(K^0 - \bar{K}^0).$$

Dans le deuxième chapitre, le modèle standard est décrit d'une façon générale, avec le mécanisme de Higgs et la brisure spontanée de la symétrie "comment peut on générer des masses aux bosons de jauge et aux fermions". la matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa a été identifiée comme étant une source unique de violation CP.

Dans le troisième chapitre, les paramètres de violation CP indirecte ($\varepsilon_K, \varepsilon_B$) dans les systèmes des mésons neutres ($K^0 - \bar{K}^0$) et ($B^0 - \bar{B}^0$) à partir de diagramme de Feynman en boîte dans le cadre du modèle standard.

Et on termine par une conclusion générale.

Chapitre 1

Violation de C,P,T et CP

1.1 Introduction à la physique des particules élémentaires

Les particules élémentaires sont les plus petits objets physiques dont sont constituées la matière de l'univers. Ils sont caractérisés principalement par une masse, un moment cinétique intrinsèque (le spin) et d'autres nombres quantiques comme la charge électrique. Ces particules élémentaires ne sont correctement décrites que dans le cadre de la théorie quantique des champs. On doit donc tenir compte aussi bien des lois des phénomènes imposées par la structure de l'espace-temps en relativité, que de la fameuse dualité onde/corpuscule de la mécanique quantique.

1.2 Symétries discrètes

La symétrie est une caractéristique centrale des théories des particules élémentaires. On peut affirmer que ces théories ont évolué au cours du XXe siècle en donnant à la symétrie un rôle de plus en plus important.

En particulier, les théories des interactions fondamentales (forte, électromagnétique et faible) sont basées sur le concept de symétrie locale, ou symétrie de jauge. Également

importante est la manière dont certaines symétries, présentent à un niveau fondamental, sont dissimulées dans les faits par un phénomène appelé « brisure spontanée de la symétrie ». Même imparfaites, les symétries constituent un aspect extrêmement important de notre compréhension de l'Univers.

l'asymétrie entre les quantités de matière et d'anti-matière peut théoriquement être expliquée par des interactions différentes pour les particules et pour les antiparticules. Trois symétries sont essentielles pour caractériser ces interactions.

Il s'agit de la parité P , la conjugaison de charge C et le renversement du temps T .

Dans cette section, nous présentons les symétries individuelles : P , C et T . Puis CP .

1.2.1 C, P et T

Parmi les symétries de la nature, les symétries C, P et T jouent un rôle particulier, du fait de leur simplicité :

1. La symétrie miroir, par laquelle on effectue une réflexion de l'espace, comme si l'Univers était examiné dans un miroir. elle porte aussi le nom de transformation de parité et est elle est notée par la lettre P .

2. L'échange entre matière et antimatière, aussi appelé conjugaison de charge C .

3. L'inversion du temps, ou inversion du mouvement, qui est obtenue en changeant le signe du temps t dans les équations microscopiques. Cette opération est notée T .

Ces trois opérations de symétrie discrètes ont la propriété suivante:

$$P^2 = C^2 = T^2 = 1 \quad (1.1)$$

On peut aussi démontrer que le produit CPT des trois opérations est une symétrie exacte de toute théorie raisonnable, même si les symétries individuelles P, C et T peuvent être brisées par certaines interactions fondamentales (en particulier les interactions faibles).

1.2.2 La parité, ou inversion de l'espace (P)

la transformation correspondant à une réflexion dans l'espace $\vec{x} \longrightarrow \vec{x}' = -\vec{x}$

définit l'opérateur de la parité sur une transformation d'onde

$$\Psi(t, \vec{x}) \longrightarrow \Psi'(t, \vec{x}) = P\Psi(t, \vec{x}) \quad (1.2)$$

Il s'agit d'une transformation discrète puisqu'une réflexion dans l'espace ne peut par définition être continue comme la rotation ou translation. Pour une fonction propre de P .

$$\Psi_P(t, \vec{x}) = \eta_P \Psi(t, \vec{x}) \quad (1.3)$$

η_P : la valeur propre, $\Psi(t, \vec{x})$: la fonction d'onde propre
après deux réflexions le système retourne à son état initial:

$$\begin{aligned} P^2\Psi(t, \vec{x}) &= \Psi_P(t, \vec{x}) \\ &= \eta_P^2 \Psi(t, x) \end{aligned}$$

puisque $\eta_P^2 = 1$ si $\eta_P = +1$ donc $\Psi_P(t, x)$ est paire et si $\eta_P = -1$ donc $\Psi_P(t, x)$ est impaire.

1.2.3 Conjugaison de charge

La conjugaison de charge est définie par l'opérateur C qui change une particule en son antiparticule. Un état quantique $|\Psi\rangle = |\vec{x}; \vec{p}, s, \lambda\rangle$ représentant une particule quelconque avec une impulsion \vec{p} , un spin s et des "charges" (charges électriques, leptoniques, baryoniques, etc...) :

$$C|\vec{x}; \vec{p}, s, \lambda\rangle = C_x|\vec{x}; \vec{p}, s, -\lambda\rangle \quad (1.4)$$

où C est la valeur propre de C . Toutes les charges quantiques changent de signe, ainsi que le moment magnétique, mais pas l'impulsion ni le spin

par convention si $C_{fermion} = +1$ donc $C_{anti-fermion} = -1$

Où η est un nombre quantique multiplicatif pour un système composé :

$$\eta_C^{tot} = \prod_i \eta_C^i \quad (1.5)$$

1.2.4 Renversement du temps

L'opération du renversement du temps transforme le quadrivecteur $\vec{r} = (t, x, y, z)$ en $\vec{r}' = (-t, x, y, z)$, par l'action d'un opérateur unitaire T sur un champ Φ par :

$$T\Phi(t, \vec{r}) = \Phi^*(-t, \vec{r}) \quad (1.6)$$

1.2.5 La symétrie CP

La symétrie CP combine la conjugaison de charge avec la parité. L'action de l'opérateur CP sur un système physique $|\Psi(\vec{p}, \lambda)\rangle$ est définie par :

$$CP |\Psi(\vec{p}, \lambda)\rangle = \eta_{CP} |\Psi(-\vec{p}, -\lambda)\rangle \quad (1.7)$$

avec η_{CP} la valeur propre de l'opérateur de la symétrie CP.

Le phénomène de violation de CP fut découvert en 1964 par Christensen, Cronin, Fitch et Turlay dans le système des kaons neutres dans une expérience réalisée, au contraire, pour confirmer l'invariance de CP dans l'interaction faible.

1.2.6 La symétrie CPT

la symétrie CPT est une combinaison particulière des trois symétries, la transformation associée est l'opération (CPT), qui comme son nom l'indique est constituée de l'application successive de C, P et T. Autrement dit, elle change les particules en antiparticules et inverse l'espace-temps [1,2,3]:

$$(CPT)\Psi(t, \vec{x}) = \bar{\Psi}(-t, -\vec{x}) \quad (1.8)$$

1.3 La violation des symétries discrètes

1.3.1 La violation de P

Les interactions forte et électromagnétique sont invariantes sous l'action de la symétrie P. En 1957, Wu [4] a montré expérimentalement que P était violée par l'interaction faible, en étudiant la désintégration β d'un échantillon de ^{60}Co polarisé.



Cette désintégration montre que la parité est violée de façon maximale dans l'interaction faible.

1.3.2 La violation de C

L'expérience de Mme Wu de désintégrations β mit également en évidence pour la première fois la violation de la conjugaison de charge. En effet, Lee et Yang montrèrent que la large asymétrie constatée entre le nombre d'électrons d'hélicité gauche et droite n'était possible que si la violation de P était accompagnée d'une violation de C . D'autres expériences, telles que la désintégration du μ^- et du μ^+ ont confirmé ensuite les conclusions de l'expérience de Mme Wu.

1.3.3 Violation de CP

L'interférence entre les différentes amplitudes qui transportent des phases complexes qui contribuent à la même transition physique est toujours nécessaire pour générer les effets observables de la violation de CP[5].

Ces effets peuvent être classés en trois types :

- La violation de CP dans le mélange (souvent appelée violation de CP indirecte)
- La violation de CP directe
- La violation de CP dans l'interférence entre désintégrations avec ou sans mélange.

Dans ce chapitre, nous allons passer en revue les principales définitions et observables de CP-violation dans le système des kaons, nous allons discuter plus tard, donnant des formules utiles pour eux.

Dans le cas où l'interaction régissant le système $K^0 - \bar{K}^0$ est invariante de CP, les deux dernières représentations doivent nécessairement être confondues .

L'évolution temporelle d'un méson P^0 correspond à une combinaison linéaire des états P^0 et \bar{P}^0 :

$$|P^0 \rangle = a(t)|P^0 \rangle + b(t)|\bar{P}^0 \rangle \quad (1.9)$$

avec les fonctions $a(t)$ et $b(t)$ régies par l'équation de Schrödinger :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}$$

L'hamiltonien H régissant ce système s'exprime comme la somme de deux matrices hermitiennes M et Γ . La symétrie CPT étant conservée, les éléments diagonaux des matrices M et Γ sont égaux : $M_{11} = M_{22}$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Au final, l'hamiltonien s'exprime de la manière suivante :

$$H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{12}^* & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Les éléments non diagonaux M_{12} et Γ_{12} s'écrivent en fonction d'une phase de mélange θ_M et d'une phase de désintégration θ_D :

$$M_{12} = e^{i\theta_M} |M_{12}| \quad \text{et} \quad \Gamma_{12} = e^{i\theta_D} |\Gamma_{12}| \quad (1.11)$$

1.3.4 Les trois types violation de CP en désintégration des mésons

(1) La violation de CP dans la désintégration

cette quantité est indépendante de la conservation de phase et physiquement elle signifie :

$$\left| \frac{\bar{A}}{A} \right| = \left| \frac{\sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{-i\phi_i}}{\sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{i\phi_i}} \right| \quad (1.12)$$

A et \bar{A} les deux amplitude conjugué CP de désintégration $A = \langle f | H | p \rangle$ et $\bar{A} = \langle \bar{f} | H | \bar{p} \rangle$

où

$$A = \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{i\phi_i}, \quad \bar{A} = e^{-2i\xi_p} e^{+2i\xi_f} \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{-i\phi_i}$$

Il est utile de factoriser A en trois : la valeur absolue de A; une phase forte δ qui est le résultat de l'interaction finale de l'État (et CP invariant); et de phase faible ϕ qui est la violation de CP[5].

ξ_p et ξ_f phase liées à la loi de transformation de CP p et f respectivement . si f et un état propre de CP donc $e^{-2i\xi_f} = \pm 1$

lorsque CP conservée, les phases faibles ϕ_i sont tous égaux .par consequent équation (1.1) implique

$$\left| \frac{\bar{A}}{A} \right| \neq 1 \implies \text{violation de CP} \quad (1.13)$$

Nous appelons ce type de violation de CP la désintégration ou violation directe de CP,il résulte de l'interférence entre les différentes amplitudes de désintégration qui mènent au même état final. L'asymétrie CP dans les désintégrations de mésons chargés sont de ce type

(2)- Violation de CP dans le mélange

Cette quantité est indépendante de la conservation de phase et physiquement signifie:

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \left| \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right| \quad (1.14)$$

ou M_i et Γ_i sont la masse et la largeur de décroissance respectivement, quand CP est conservée, la phase relative entre M_{12} et Γ_{12} disparaît. Donc l'équation (1.3) implique:

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \implies \text{violation de CP} \quad (1.15)$$

Nous appelons ce type de violation de CP dans le mélange ou indirecte, il résulte des états propres de CP.

L'asymétries CP dans les désintégrations semi-leptonique est de ce type .

$$\left| \frac{q}{p} \right| = \left| \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \right| \quad (1.16)$$

Où

$$p = \frac{1 + \varepsilon}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon|^2)}}; q = \frac{1 - \varepsilon}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon|^2)}} \quad (1.17)$$

de telle sorte que la violation de CP dans le mélange est lié à

$$Re(\varepsilon) \neq 0$$

(3)-Violation CP dans l'interférence du mélange et la désintégration

On note $A_{f_{cp}}$ l'amplitude pour P^0 se désintégrant en un état final f_{cp} et qui est un état propre de CP. En suite la quantité est indépendante de conservations de phase et physiquement significatif :

$$\lambda = \frac{q}{p} \times \frac{\overline{A_{f_{cp}}}}{A_{f_{cp}}} \quad (1.18)$$

CP est conservée lorsque $\left| \frac{q}{p} \right| = 1$, $\left| \frac{\overline{A_{f_{cp}}}}{A_{f_{cp}}} \right| = 1$ et la phase relative entre $\left(\frac{q}{p} \right)$ et $\left(\frac{\overline{A_{f_{cp}}}}{A_{f_{cp}}} \right)$ disparaît. par conséquent équation (1.7) implique

$$\lambda \neq 1 \implies \text{violation de CP} \quad (1.19)$$

1.3.5 Violation de CP dans le mélange ($K^0 - \overline{K^0}$) "violation de CP indirecte"

Il existe trois conceptions du système des kaons neutre (généralisable par la suite à tout système($K^0 \overline{K^0}$)).

– Les états propres de saveur de l'interaction forte, K^0 et $\overline{K^0}$, sont des objets mathématiques identifiés par leur compositions en quarks. K^0 représente un état lié des quarks d et \bar{s} et $\overline{K^0}$ est son antiparticule composé des quarks \bar{d} et s .

Ces deux quarks s et d portent une charge électrique valant un tiers de la charge d'un électron. Aujourd'hui, les oscillations de kaons neutres s'expliquent par le changement de nature fig 1:

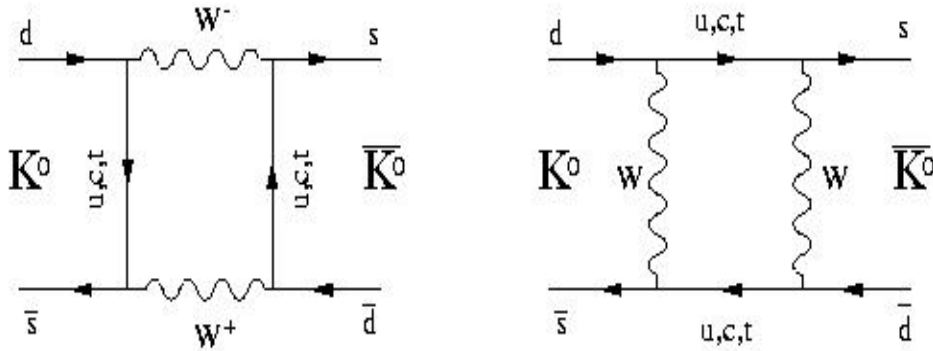


Figure 1.1: l'oscillation des kaons neutres.

nos quarks doivent échanger deux W (bosons intermédiaires de l'interaction faible portant une charge ± 1).

En 1973 donc, Kobayashi et Maskawa remarquerent que s'il existe une troisième paire de quarks, la violation de CP apparaît naturellement dans les calculs des procédés de la figure 1.1.

En fait, les calculs des diagrammes de la figure 1. nous donnent d'autres informations.

S'il n'y a que trois familles de quarks, la violation de CP est donnée par un unique paramètre (une phase dans la matrice de mélange). Il est alors possible de prédire l'amplitude de la violation de CP dans des systèmes autres que celui des kaons neutres, à partir de l'amplitude mesurée dans ce système

Ces deux objets ne sont pas des états propres de CP :

$$CP | K^0 \rangle = | \bar{K}^0 \rangle; CP | \bar{K}^0 \rangle = | K^0 \rangle \quad (1.20)$$

- Les états propres de CP, K_1^0 et K_2^0 , sont des combinaisons linéaires des états propres de saveur :

$$| K_1^0 \rangle = \frac{| K^0 \rangle + | \bar{K}^0 \rangle}{\sqrt{2}}; | K_2^0 \rangle = \frac{| \bar{K}^0 \rangle - | K^0 \rangle}{\sqrt{2}} \quad (1.21)$$

de valeurs propres respectives +1 et -1.

-Les états propres de masse K_S et K_L sont les particules physiques que l'on observe, de durées de vie différentes (S "short" et L "long" se réfèrent à ces durées de vie), Le scalaire K_S se désintègre principalement en donnant deux pions. Il est donc composé en majeure

partie d'un K_1 . De même, la désintégration du K_L en trois pions permet de conclure que le K_L est constitué principalement par le K_2 . Si la symétrie CP était respectée, la désintégration du K_L en deux pions serait interdite. En 1964, Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [2]

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_S = (0.8922 \pm 0.0020) \times 10^{-10} s \\ \tau_L = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} s \end{array} \right\} \quad (1.22)$$

$$|K_S\rangle = \frac{|K_1^0\rangle + \varepsilon |K_2^0\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}; |K_L\rangle = \frac{|K_2^0\rangle + \varepsilon |K_1^0\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} \quad (1.23)$$

ε étant la fraction de désintégration violant CP.

nous définissons les deux états propres de masse des mésons neutres comme :

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= p |K^0\rangle + q |\bar{K}^0\rangle \\ |K_L\rangle &= p |K^0\rangle - q |\bar{K}^0\rangle \end{aligned}$$

Les paramètres p et q sont normalisées de telle sorte que

$$\begin{aligned} |q|^2 + |p|^2 &= 1 \\ |K_S\rangle &= \frac{(1+\varepsilon) |K^0\rangle + (1-\varepsilon) |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$|K_L\rangle = \frac{(1+\varepsilon) |K^0\rangle - (1-\varepsilon) |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \quad (1.25)$$

les amplitudes des états K_S et K_L à l'instant t peuvent être écrite comme suit:

$$a_S(t) = a_S(0)e^{-iM_S t} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_S t}; \quad a_L(t) = a_L(0)e^{-iM_L t} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_L t} \quad (1.26)$$

la différence de masse entre les deux kaons neutres est mesurée par:

$$\Delta M = M_L - M_S = (3.522 \pm 0.016) \times 10^{-15} GeV. \quad (1.27)$$

l'équation (1.22) et (1.27) impliquent ensemble une relation approchée utile

$$\Delta\Gamma_K \approx -2\Delta M_K \quad (1.28)$$

en suite, nous nous retournerons vers le calcul de

$$\frac{q}{p} = -\frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta M - \frac{i}{2}\Delta\Gamma} \quad (1.29)$$

nous définissons une phase ϕ_{12} selon

$$\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}} = -\left|\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}}\right| e^{i\phi_{12}} \quad (1.30)$$

comme les effets de violation CP dans le système K sont connus pour être petit, nous avons $\phi_{12} \ll 1$

$$\Delta M = 2|M_{12}|; \Delta\Gamma = -2|\Gamma_{12}| \quad (1.31)$$

par conséquent, au premier ordre en ϕ_{12} équation (1.31) est équivalente

$$\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}} = \frac{\Delta M}{\Delta\Gamma}(1 + i\phi_{12}) \quad (1.32)$$

Dans une convention de phase donnée

$$\Gamma_{12} = |\Gamma_{12}| e^{-2i\zeta} \quad (1.33)$$

Utilisation de (1.21) et (1.22), nous obtenons de (1.18)

$$\frac{q}{p} = e^{2i\zeta} \left[1 - i\phi_{12} \frac{1 + i\frac{\Delta\Gamma}{2\Delta M}}{1 + (\frac{\Delta\Gamma}{2\Delta M})^2} \right] \quad (1.34)$$

les amplitudes des états K_S et K_L à l'instant t peuvent être écrite comme

$$a_S(t) = a_S(0)e^{-iE_1 t} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_S t}; a_L(t) = a_L(0)e^{-iE_2 t} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_L t}$$

où le premier facteur exponentiel correspond à une onde ($\propto e^{-i\omega t}$), E_1 et E_2 étant les énergies, alors que le second facteur vient de la désintégration avec $\Gamma_L = \tau_L^{-1}$ et $\Gamma_S = \tau_S^{-1}$ les largeurs de désintégration. Pour un faisceau K^0 pur au temps $t = 0$, l'intensité du faisceau au temps t s'écrit [6]

$$I(K^0) = \frac{(a_L(t) + a_S(t))(a_L^*(t) + a_S^*(t))}{\sqrt{2}} \quad (1.35)$$

$$= \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t} + e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)t} \cos(M_L - M_S)t]$$

alors que le faisceau est composé de $\overline{K^0}$ suivant

$$I(\overline{K^0}) = \frac{(a_L(t) - a_S(t))(a_L^*(t) - a_S^*(t))}{\sqrt{2}} \quad (1.36)$$

$$= \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_S t} - e^{-\Gamma_L t} - e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S + \Gamma_L)t} \cos(M_L - M_S)t]$$

L'observation expérimentale de la violation de CP se fait par l'intermédiaire des deux asymétries ainsi définies :

1) mesurent un rapport d'embranchement non nul pour cette désintégration du K_L . La valeur actuelle, donnée par le Particle Data Group [7], est :

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = (2,275 \pm 0,019) \times 10^{-3} \quad (1.37)$$

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = (2,285 \pm 0,019) \times 10^{-3} \quad (1.38)$$

En général, η_{+-} et η_{00} dépendent des amplitudes $A_0 = \text{Ampl}(I=0)$ et $A_2 = \text{Ampl}(I=2)$ associées aux états finals de pions avec l'isospin $I=0$ et $I=2$. On peut alors écrire

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' \equiv \eta_{+-} e^{i\phi_{+-}}$$

$$\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon' \equiv \eta_{00} e^{i\phi_{00}}$$

où

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im} A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \quad (2.39)$$

Si la règle de $\Delta I = 1/2$ tient, $A_2 = 0$ | $|\eta_{+-}| = |\eta_{00}|$, $\phi_{+-} = \phi_{00}$ et on observe expérimentalement [7]

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= (2.268 \pm 0.023) \times 10^{-3} & \phi_{+-} &= 46.6 \pm 1.2^\circ \\ \eta_{00} &= (2.253 \pm 0.024) \times 10^{-3} & \phi_{00} &= 46.6 \pm 6^\circ\end{aligned}$$

La désintégration semileptonique du K_L est un autre processus ne respectant pas CP La mesure de l'asymétrie $\delta(l)$ [8]:

$$\delta(l) = \frac{\Gamma(K_L \longrightarrow \pi^+ l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L \longrightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L \longrightarrow \pi^+ l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L \longrightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} \quad (1.40)$$

aussi bien pour $l = \mu$ que pour $l = e$, est non nulle :

et

$$\left\{ \begin{aligned} \delta(\mu) &= (3,04 \pm 0,25) \times 10^{-3} \\ \delta(e) &= (3,33 \pm 0,14) \times 10^{-3} \end{aligned} \right\} \quad (1.41)$$

En mesurant, en 1964, que $\eta_{+-} \neq 0$, on a prouvé l'existence de la violation de CP dans le mélange et dans l'interférence. Cependant, les états $\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$ sont décrits par deux composantes d'isospin $I = 0$ et $I = 2$ [6].

$$\langle \pi^0\pi^0 | = \sqrt{\frac{1}{3}} \langle (\pi\pi)_{I=0} | - \sqrt{\frac{2}{3}} \langle (\pi\pi)_{I=2} | \quad (1.42)$$

$$\langle \pi^+\pi^- | = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle (\pi\pi)_{I=0} | + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle (\pi\pi)_{I=2} | \quad (1.43)$$

Les phases fortes des états d'isospin $I = 0$ et $I = 2$ étant notablement différentes, on peut espérer observer de la violation directe de CP dans le système $(K^0 - \bar{K}^0)$. Au lieu de η_{00} et η_{+-} on définit alors deux combinaisons, ε et ε' , de façon à isoler la violation directe de CP dans le terme ε' :

$$\varepsilon = \frac{1}{3}(\eta_{00} + 2\eta_{+-}) \quad (1.44)$$

$$\varepsilon' = \frac{1}{3}(\eta_{+-} - \eta_{00}) \quad (1.45)$$

En plus de la violation CP observée dans le mélange de kaons neutres (ε), on attend aussi la violation de CP dans leurs amplitudes de décroissance (ε'). Les calculs théoriques

ont assez grand incertitudes en raison des corrections non perturbatives d'interaction forte. Une estimation [5] prédit

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (3.1 \pm 2.5) \times 10^{-4} \quad (1.46)$$

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right) = (0.6 \pm 0.7) \times 10^{-3} \quad E731[9] \quad (1.47)$$

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right) = (2.3 \pm 0.7) \times 10^{-3} \quad NA31[10] \quad (1.48)$$

Chapitre 2

Le Modèle Standard:

Le Modèle Standard est le cadre théorique qui permet de décrire les composants les plus élémentaires de la matière et leurs interactions. Ce modèle est construit à partir du formalisme de la théorie quantique des champs et de la relativité restreinte et est basé sur le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Les bases de cette théorie sont tout d'abord rappelées dans ce chapitre avec la présentation des symétries de jauge et la construction progressive du lagrangien du Modèle Standard. La théorie de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ne prédit cependant que des particules sans masse ; ceci étant contraire aux observations expérimentales. Le mécanisme de Higgs, introduisant un nouveau champ, est pour le moment le mécanisme privilégié pour expliquer la masse des particules tout en conservant les symétries de jauge et sera décrit ensuite. Une fois ce mécanisme ajouté, il est possible d'écrire le lagrangien final du Modèle Standard. Ce lagrangien permet le calcul des grandeurs physiques (comme les sections efficaces) grâce à des développements perturbatifs.

2.1 Lagrangien du Modèle Standard

Le MS est basé sur tout sur la théorie de Yang-Mills. Cette dernière permet de décrire les interactions de la physique des particules.

2.1.1 L'interaction forte

L'interaction forte est décrite par la théorie appelée Chromodynamique Quantique (QCD). Les hadrons, particules sensibles à l'interaction forte, présentent un spectre tellement large que l'existence d'une structure sous jacente a été proposée en 1963 par Gell-Mann

et Zweig : il s'agit des quarks. Le spectre hadronique peut alors être expliqué comme des états liés de quarks de spin 1/2 et de 6 saveurs différentes (u, d, c, s, t, b) dans la mesure où est introduit un nouveau nombre quantique nommé couleur. Il existe trois couleurs différentes pour les quarks, données par analogie aux couleurs primaires : rouge, vert et bleu et seuls des états non colorés sont observables. L'existence de ces trois charges et le fait que seuls des baryons (états liés de trois quarks) et des mésons (états liés d'un quark et d'un antiquark) sont observables, a conduit à baser la description de l'interaction forte sur une symétrie $SU(3)_c$.

La dérivée covariante associée s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T_a G_\mu^a \quad (2.1)$$

où G_μ^a ($a=1,\dots,8$) représentent les gluons médiateurs de l'interaction forte, g_s la constante de couplage de cette interaction et T_a les générateurs du groupe $SU(3)_c$.

Le lagrangien décrivant l'interaction forte est alors :

$$\begin{aligned} L_{QCD} &= \bar{\Psi} i (D_\mu \gamma^\mu - m) \Psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (2.2) \\ &= \underbrace{\bar{\Psi} i (\partial_\mu \gamma^\mu - m) \Psi}_{\text{quark libre}} + \underbrace{ig_s \bar{\Psi} T_a G_\mu^a \gamma^\mu \Psi}_{\text{couplage } q-g} - \underbrace{\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{gloun libre}} \end{aligned}$$

Où

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.3)$$

Tel que

$$[T_a, T_b] = if^{abc}T_c \quad (2.4)$$

T_i : générateurs de $SU(3)_c$.

f^{abc} : constante de structure

2.1.2 Le secteur électrofaible

L'interaction électrofaible unifie les interactions faible et électromagnétique. La partie électromagnétique peut être décrite à l'aide d'une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $U(1)$. En ce qui concerne la description de l'interaction faible, plusieurs observations expérimentales sont à considérer pour la construction de la théorie correspondante :

- les bosons W^\pm se couplent de la même manière aux quarks u et d et aux leptons e^- et ν_e et il en est de même pour les autres familles de quarks et de leptons ;

- seuls des fermions d'hélicité gauche (ou des antifermions d'hélicité droite) sont produits par interaction faible. Dans le cas de particules de spin non nul, l'hélicité est la projection du spin dans la direction du mouvement. Une particule sera dite d'hélicité gauche si la projection est négative et droite la projection est positive. Toute particule peut alors se décomposer en une partie de chiralité gauche et une partie de chiralité droite : $\Psi = \Psi_L + \Psi_R = P_L\Psi + P_R\Psi$ où P_L et P_R sont les projecteurs de chiralité.

Pour tenir compte de ces observations, les fermions de chiralité gauche seront assemblés en doublets et l'interaction faible sera décrite par une théorie de jauge basé sur un groupe de symétrie du type $SU(2)_L$ (L pour left en anglais). Les fermions de chiralité droite seront quant à eux décrits sous forme de singlets invariants sous l'interaction faible.

Les leptons, sont décrits par :

$$\Psi_{Ll} = \begin{pmatrix} \nu_{e^-} \\ e^- \end{pmatrix}_L, \Psi_{Rl} = e^-_R \quad (2.5)$$

Seuls des neutrinos de chiralité gauche sont formés lors des désintégrations β donc les neutrinos de chiralité droite n'interviennent pas dans cette théorie. Pour les quarks :

$$\Psi_{L_q} = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L, \Psi_{R_{q1}} = U_R; \Psi_{R_{q2}} = D_R \quad (2.6)$$

La dérivée covariante associée à ce groupe de jauge est pour les fermions de chiralité gauche :

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \quad (2.7)$$

où W_μ^a (a=1, 2 ou 3) représentent les trois bosons de jauge du groupe $SU(2)_L$, g_2 sa constante de couplage et τ_a les générateurs de ce groupe qui sont les matrices de Pauli. Pour les fermions de chiralité droite :

$$D_\mu^R = \partial_\mu \quad (2.8)$$

Le lagrangien décrivant l'interaction faible s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{faible} &= \bar{\Psi}_R i D_\mu^R \gamma^\mu \Psi_R + \bar{\Psi}_L i D_\mu^L \gamma^\mu \Psi_L - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} \\ &= \underbrace{\bar{\Psi}_R (i \partial_\mu \gamma^\mu) \Psi_R}_{\text{fermion droit libre}} + \underbrace{\bar{\Psi}_L (i \partial_\mu \gamma^\mu) \Psi_L}_{\text{fermion gauche libre}} + \underbrace{ig_2 \bar{\Psi}_L \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \gamma^\mu \Psi_L}_{\text{couplage fermion gauche}} - \underbrace{\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu}}_{\text{boson boson libre}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

où g_2 est la constante de couplage. L'unification des interactions faible et électromagnétique se fait en considérant le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et le lagrangien global s'écrit alors

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{electrofaible} &= i \bar{\Psi}_L (\partial_\mu \gamma^\mu + ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \gamma^\mu + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \gamma^\mu) \Psi_L + i \bar{\Psi}_R (\partial_\mu \gamma^\mu \\ &\quad + ig_1 \frac{1}{2} Y_R B_\mu \gamma^\mu) \Psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.10)$$

où g_1 est la constante de couplage associée à l'interaction qui est véhiculée par le boson de jauge B_μ . Les quatre bosons de jauge W_μ^a et B_μ ne sont pas directement les quatre bosons physiques médiateurs des interactions faible (W^\pm et Z) et électromagnétique A_μ

(photon). Ces champs physiques sont une combinaison linéaire des champs de jauge. Les courants chargés s'obtiennent à partir de W_μ^1 et W_μ^2 [11]:

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - W_\mu^2)/\sqrt{2}$$

$$W_\mu^- = (W_\mu^1 + W_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (2.11)$$

et les courants neutres à partir de W_μ^3 et B_μ

$$A_\mu = \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3 \quad (2.12)$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3 \quad (2.13)$$

où θ_w est appelé l'angle de mélange de Weinberg. Il lie les constantes de couplages de l'interaction faible et électromagnétique :

$$\sin \theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}; \cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (2.14)$$

Enfin, l'invariance sous l'action du groupe $U(1)_Y$ implique la conservation d'une quantité notée Y et appelée hypercharge. Elle est reliée à la charge électrique Q et à l'isospin faible I_3 par la relation de Gell-Man et Nishijima :

$$Q = I_3 + Y/2 \quad (2.15)$$

Le lagrangien du Modèle Standard peut alors être formé en rassemblant les parties forte et électrofaible :

$$L_{MS} = \underbrace{\bar{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi}_{\text{fermion libre}} + \underbrace{ig_s \bar{\Psi} T_a G_\mu^a \gamma^\mu \Psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{partie forte}}$$

$$+ \underbrace{\bar{\Psi}_L (ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \gamma^\mu + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \gamma^\mu) \Psi_L + i \bar{\Psi}_R g_1 \frac{1}{2} Y_R B_\mu \gamma^\mu \Psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}}_{\text{partie électrofaible}} \quad (2.16)$$

A ce stade, ce lagrangien ne contient pas de termes de masse. Les gluons et le photon sont effectivement de masse nulle mais ce n'est pas le cas pour les fermions ni pour les bosons W^\pm et Z de l'interaction faible. Le problème est que l'ajout de termes de masse pour les fermions du type $m\bar{\Psi}\Psi$, bien qu'il ne brise pas la symétrie $SU(3)_c$, brise la symétrie $SU(2)_L$. De plus, des termes du type $1/2mW_\mu W_\mu$, pouvant rendre massif les bosons de jauge de l'interaction faible, ne sont pas invariants sous la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce qui rend nécessaire d'introduire un mécanisme de Higgs.

2.1.3 Le mécanisme de Higgs

La brisure spontanée de symétrie

Le champ de Higgs est un doublet de champs scalaires complexes d'hypercharge $Y = 1$. Le secteur de Higgs va générer la brisure spontanée de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$. On dit que le groupe de jauge du modèle standard est spontanément brisé comme le schéma qui suit:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{em}$$

Le champ peut s'écrire de la façon suivante :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

$V(\phi)$: est un potentiel scalaire défini de telle sorte qu'il soit invariant sous $SU(2)_L$ renormalisable.

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^+ \phi + \lambda (\phi^+ \phi)^2, \quad \lambda > 0 \quad (2.18)$$

Avec $|\phi|^2 = \phi^+ \phi$ et $\lambda > 0$ est un paramètre de couplage sans dimension.

L'état du vide V est l'une de ces positions et est noté v_{ev} (vacuum expectation value).

Définissons maintenant ce qu'on appelle l'état du vide $\phi_0 = \langle \phi \rangle_0$. Il est obtenu en minimisant le potentiel par rapport au champ $\phi(x)$:

$$\frac{\partial(\phi^+\phi)}{\partial\phi} \Big|_{\phi_0} = \frac{\partial(\phi^+\phi)}{\partial\phi^+} \Big|_{\phi_0} = 0 \quad (2.19)$$

On remarque qu'il y a deux cas, selon le signe de μ^2 :

pour $\mu^2 > 0$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\phi^+\phi)}{\partial\phi} &= \mu^2\phi^+ + 2\lambda(\phi^+\phi)\phi^+ = 0 \\ \frac{\partial(\phi^+\phi)}{\partial\phi^+} &= \mu^2\phi + 2\lambda(\phi^+\phi)\phi = 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

a partir de l'équation (2.20) on obtient : $\phi^+ = \phi = 0$

Donc l'état du vide est :

$$\phi_0 = \langle\phi\rangle_0 = \phi_0^+ = \langle\phi^+\rangle_0$$

Dans ce cas l'état du vide à une symétrie exacte (pas de brisure de la symétrie).

pour $\mu^2 < 0$:

$$\frac{\partial(\phi^+\phi)}{\partial\phi} = (\mu^2 + 2\lambda(\phi^+\phi))\phi^+ = 0 \implies \left\{ \begin{array}{l} \phi^+ = 0 \\ \phi^+\phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \end{array} \right\} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial(\phi^+\phi)}{\partial\phi^+} = (\mu^2 + 2\lambda(\phi^+\phi))\phi = 0 \implies \left\{ \begin{array}{l} \phi = 0 \\ \phi^+\phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \end{array} \right\} \quad (2.22)$$

V est minimum si :

$$(\phi^+\phi) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = |\phi|^2$$

$$\phi = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad (2.23)$$

Avec $|\phi|^2 = \phi^+\phi$ et $\lambda > 0$ est un paramètre de couplage sans dimension.

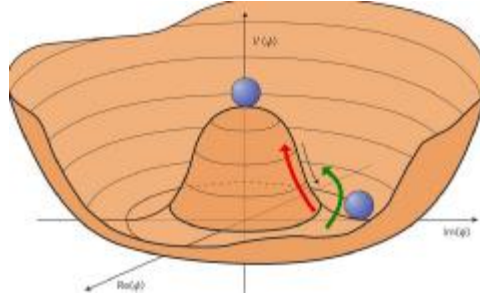


Figure 2.1 – La forme du potentiel pour le cas $\mu^2 < 0$

dans le modèle standard lorsque $\lambda > 0$. Ce potentiel (et le lagrangien) sont invariants sous une reparamétrisation de la phase du champ de Higgs, alors que les états de vide ne le sont pas : c'est l'origine de la brisure spontanée de symétrie.

pour $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ donc $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} v$

Donc les états de vide correspondant :

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

ν : la valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide.

le développement du champs de higgs autour de sa valeur moyenne dans le vide est donné par :

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$h(x)$: le champ du boson de Higgs est un champ scalaire, ce qui implique que le Higgs est un boson de spin nul.

On remplace (2.18) dans (2.25) on trouve :

$$V(\phi) = \frac{\mu^2}{2}(v + h(x))^2 + \frac{\lambda}{4}(v + h(x))^4 \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\mu^2}{2}(v^2 + h^2 + 2vh) + \frac{\lambda}{4}(v^4 + h^4 + 6v^2h^2 + 4v^3h + 4vh^3) \\ &= \frac{\lambda}{4}h^4 + h(\mu^2v + \lambda v^3) + \lambda vh^3 + h^2\left(\frac{\mu^2}{2} + \frac{3}{2}\lambda v^2\right) + \left(\frac{\mu^2}{2} + \frac{\lambda}{4}v^4\right) \end{aligned}$$

On élimine le second terme et on remplace $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ dans (2.26) on trouve:

$$V(\phi) = h^2\left(\frac{1}{2}(-2\mu^2)\right) + \lambda v h^3 + \frac{\lambda}{4} h^4 \quad (2.27)$$

Le premier terme est un terme de masse pour le Higgs donc:

$$m_H = -2\mu^2 \quad \text{avec} \quad \mu^2 < 0 \quad (2.28)$$

Le secteur fermionique

ces couplages sont decrite par le lagrangien de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{yukawa} = \sum_{ij} \lambda_e^{ij} \bar{\Psi}_{L_l} \phi \Psi_{R_l} + \lambda_d^{ij} \bar{\Psi}_{L_q} \phi \Psi_{R_{q2}} + \lambda_u^{ij} \bar{\Psi}_{L_q} \phi_C \Psi_{R_{q1}} + \text{conjugué hermitien}$$

où les notations pour les champs des leptons et des quarks sont celles définies par les relations (2.6) et (2.5), le champ est le champ de Higgs défini précédemment et $\phi_C = i\tau_2 \phi^*$ où τ_2 est une des trois matrices de Pauli. Les λ_i sont appelés couplages de Yukawa. En faisant le même développement que pour les bosons de jauge, les fermions acquièrent une masse donnée par :

$$m_f = \lambda_f \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.29)$$

Les couplages de Yukawa traduisent l'intensité du couplage des fermions au boson de Higgs : celui-ci est proportionnel à la masse des fermions. Le quark top étant le plus lourd des fermions, il aura donc le plus grand couplage au boson de Higgs.

Le lagrangien final

Pour décrire l'ensemble des interactions faible, forte et électromagnétique, il faut former une théorie quantique et relativiste basée sur les symétries $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Afin de générer les masses des bosons et des fermions, il faut ajouter un champ scalaire de Higgs. Le lagrangien final du Modèle Standard est alors :

$$\mathcal{L}_{MS} = \underbrace{\bar{\Psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \Psi}_{\text{fermion libre}}$$

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{+ ig_s \bar{\Psi} T_a G_\mu^a \gamma^\mu \Psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{partie forte}} \\
 & \underbrace{\bar{\Psi}_L (ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \gamma^\mu + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \gamma^\mu) \Psi_L + i \bar{\Psi}_{Rq1} \frac{1}{2} Y_R B_\mu \gamma^\mu \Psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}}_{\text{partie électrofaible}}
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

$$\underbrace{+ i((\partial_\mu + ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu) \phi)^+ ((\partial_\mu + ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu) \phi) - \mu^2 \phi^+ \phi - \lambda (\phi^+ \phi)^2}_{\text{partie liée au boson de Higgs}}$$

$$\underbrace{-\lambda_e \bar{\Psi}_{Ll} \phi \bar{\Psi}_{Rl} - \lambda_d \bar{\Psi}_{Lq} \phi \Psi_{Rq2} - \lambda_u \bar{\Psi}_{Lq} \phi_C \Psi_{Rq1} + \text{conjugué hermitien}}_{\text{couplage des fermions aux bosons de Higgs}}$$

Masses des fermions

Le terme d'interaction de Yukawa avec le champ de Higgs du type :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{ij} \lambda_e^{ij} \bar{\Psi}_{Ll} \phi \Psi_{Rl} + \lambda_d^{ij} \bar{\Psi}_{Lq} \phi \Psi_{Rq2} + \lambda_u^{ij} \bar{\Psi}_{Lq} \phi_C \Psi_{Rq1} + \text{conjugué hermitien}$$

où sont appelés couplages de Yukawa et représentent l'intensité du couplage entre les fermions et les bosons de Higgs. On peut déduire ces masses en remplaçant le champ de Higgs par son VEV dans le lagrangien du secteur de Yukawa.

Masse des quarks:

on a

$$\begin{aligned}
 \sum_{ij} \lambda_d^{ij} \bar{\Psi}_{Ll} \phi \Psi_{Rj} + \lambda_u^{ij} \bar{\Psi}_{Ll} \phi_C \Psi_{Rj} &= \sum_{ij} \left(\begin{array}{c} \lambda_d^{ij} (\bar{U}_L \bar{D}_L) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} D_{Rj} \\ + \lambda_u^{ij} (\bar{U}_{Ll} \bar{D}_{Ll}) i\sigma^2 \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} U_{Rj} \end{array} \right) \\
 &= \sum_{ij} \left(\begin{array}{c} \lambda_d^{ij} (\bar{U}_{Ll} \bar{D}_{Ll}) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} D_{Rj} \\ + \lambda_u^{ij} (\bar{U}_{Ll} \bar{D}_{Ll}) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} U_{Rj} \end{array} \right)
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

$$= \sum_{ij} \left(\lambda_d^{ij} \bar{D}_{L_i} \frac{v+h}{\sqrt{2}} D_{R_i} + \lambda_u^{ij} \bar{U}_{L_i} \frac{v+h}{\sqrt{2}} U_{R_j} \right) \quad (2.32)$$

$$= \sum_{ij} \left(\lambda_d^{ij} \bar{D}_{L_i} \frac{v}{\sqrt{2}} D_{R_j} + \lambda_d^{ij} \bar{D}_{L_i} \frac{h}{\sqrt{2}} D_{R_i} + \lambda_u^{ij} \bar{U}_{L_i} \frac{v}{\sqrt{2}} U_{R_j} + \lambda_u^{ij} \bar{U}_{L_i} \frac{h}{\sqrt{2}} U_{R_j} \right) \quad (2.33)$$

$$= \sum_{ij} \left(\lambda_d^{ij} \bar{D}_{L_i} \frac{v}{\sqrt{2}} D_{R_j} + \lambda_u^{ij} \bar{U}_{L_i} \frac{v}{\sqrt{2}} U_{R_j} \right) + \left(\lambda_d^{ij} \bar{D}_{L_i} \frac{h}{\sqrt{2}} D_{R_j} + \lambda_u^{ij} \bar{U}_{L_i} \frac{h}{\sqrt{2}} U_{R_j} \right)$$

Si le second terme est une interaction entre fermions et boson de Higgs, le premier est bien finalement un terme de masse.

donc :

$$\lambda_d^{ij} \bar{D}_{L_i} \frac{v}{\sqrt{2}} D_{R_j} = \bar{D}_{L_i} M_{ij} D_{R_j} \quad (2.34)$$

la matrice de masse :

$$M_{ij} = \lambda_d^{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.35)$$

$$M'_{ij} = \lambda_u^{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.36)$$

Pour trouver les masses des quarks , il reste a diagonaliser la matrice M_{ij} . Soient U_L et U_R , les deux matrices unitaires telles que

$$M_{ij}^{diag} = U_L^+ M_{ij} U_R \quad (2.37)$$

soit diagonale, $M_{ij}^{diag} = \text{diag}(M_{11}; M_{22}; M_{33})$, $M_{ij} > 0$.

Ecrivons alors le terme de masse comme :

$$\begin{aligned} \bar{D}_L M_{ij} D_R &= \bar{D}_L (U_L U_L^+) M_{ij} (U_R U_R^+) D_R \\ &= \bar{D}_L U_L M_{ij}^{diag} U_R^+ D_R \end{aligned} \quad (2.38)$$

Il suffit alors de redéfinir \overline{D}_L et D_R par :

$$\overline{D}'_L \longrightarrow \overline{D}_L U_L \quad (2.39)$$

$$D'_R \longrightarrow U_R^+ D_R \quad (2.40)$$

De la redénition des termes de masse du Lagrangien :

$$\overline{D}_L U_L M_{ij}^{diag} U_R^+ D_R = \overline{D}'_L M_{ij}^{diag} D'_R \quad (2.41)$$

$$M_{ij}^{diag} = \lambda_u^{diag} \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_U^{11} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_U^{22} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_U^{33} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

$$M_{ij}^{diag} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

$$M'_{ij}{}^{diag} = \lambda_D^{diag} \frac{v}{\sqrt{2}} = \begin{pmatrix} \lambda_D^{11} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_D^{22} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_D^{33} \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

$$M'_{ij}{}^{diag} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

On obtient donc les masses de ces quarks :

$$m_u = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_U^{11}, m_c = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_U^{22}, m_t = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_U^{33} \quad (2.47)$$

$$m_d = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_D^{11}, m_s = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_D^{22}, m_b = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_D^{33} \quad (2.48)$$

2.2 La violation de CP dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard donne une interprétation théorique de la violation de CP dans les systèmes $(K^0 - \bar{K}^0)$ et $(B^0 - \bar{B}^0)$. Ce modèle (basé sur le groupe de jauge $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ pour 3 familles de quarks et de leptons) a l'avantage de fournir une phase libre dans sa partie électrofaible qui peut représenter la violation de CP. Ce paramètre provient de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)[12] qui introduit un mélange entre les différentes saveurs de quarks.

2.2.1 La matrice CKM

Le Modèle Standard rend compte de la violation de la symétrie CP via la matrice CKM. Dans un premier temps, nous décrivons cette matrice. Puis nous abordons la représentation sous forme de triangle des paramètres de cette matrice.

Dans le cas de $N = 3$ on a :

$$\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L, u_R, c_R, t_R, \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L, d_R, s_R, b_R \quad (2.49)$$

le lagrangien de courant chargé :

$$L_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t})_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \quad (2.50)$$

après diagonalisation on obtient :

$$L_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t})_L \gamma^\mu U_L^{u+} U_L^d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \quad (2.51)$$

où V_{CKM} est la matrice Cabibbo-Kobayashi et Maskawa(CKM).

Définition de la matrice CKM

La matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM) décrit le changement de saveur des quarks dans les interactions faibles [12]. Elle est définie de la manière suivante :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

Cette matrice est 3×3 , unitaire et complexe. Elle possède 4 paramètres fondamentaux : 3 angles et une phase.

Cette dernière est responsable de la violation CP dans le secteur électrofaible du Modèle Standard.

Les limites expérimentales sur les normes des éléments de la matrice sont [7]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351^{+0.00015}_{-0.00014} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412^{+0.0011}_{-0.0005} \\ 0.00867^{+0.00029}_{-0.00031} & 0.0404^{+0.0011}_{-0.0005} & 0.999146^{+0.000021}_{-0.000046} \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

Les paramétrisations de la matrice CKM

Il existe principalement deux paramétrisations de la matrice CKM. L'une est appelée la paramétrisation standard. Il s'agit d'un produit de trois rotations successives dans l'espace des états des quarks down [13]

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{13}-c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23}-s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{13}-c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}c_{23}-s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

Le paramètre δ représente la phase, nécessaire à la violation de CP, et peut varier entre 0 et 2π . Cependant la mesure de la violation de CP dans la désintégration des K restreint l'intervalle entre 0 et π . $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ peuvent être choisis positifs.

Une autre paramétrisation plus phénoménologique de la matrice CKM qui correspond à celle que nous utiliserons par la suite, est la paramétrisation de Wolfenstein [14,15]. C'est un développement des éléments de la matrice CKM en puissance de $\lambda = |V_{us}| = \sin \theta_c = 0.2237$, où θ_c est l'angle de Cabibbo.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

avec $\lambda \sim 0.22$ le sinus de l'angle de Cabibbo A, ρ, η les 3 autres paramètres de la matrice.

Source de CP violation faible dans le modèle standard

soit le champ fermionique Ψ , on a l'opérateur de conjugaison de charge est défini de la sorte.

$$\Psi^C = i\gamma^2\gamma^0\Psi_{R_l}^* \longrightarrow C = i\gamma^2\gamma^0 \quad (2.57)$$

et on peut définir l'opérateur CP pour un spineur de champs fermioniques. (après la deuxième quantification on considère un champ des particules comme étant un opérateur)

Et donc on a les transformations suivantes[16]:

$$\begin{aligned} ((CP) \Psi_{R_l}(\vec{x}, t) (CP)^{-1}) &= p i\gamma^2\gamma^0\Psi_{R_l}^*(\vec{x}, t)p^{-1} \\ &= i\gamma^2\gamma^0\Psi_{R_l}^*(-\vec{x}, t) \end{aligned} \quad (2.58)$$

ce qui donne

$$((CP) \Psi_{R_l}(\vec{x}, t) (CP)^{-1})^+ = (pi\gamma^2\gamma^0\Psi_{R_l}^*(-\vec{x}, t) p^{-1})^+ \quad (2.59)$$

ce qui implique

$$\begin{aligned} (CP) \Psi_{R_l}^+(\vec{x}, t) (CP)^{-1} &= ((\Psi_{R_l}^*(-\vec{x}, t))^*)^T (i\gamma^2\gamma^0)^+ \\ &= (\Psi_{R_l}^T(-\vec{x}, t) (-i)(\gamma^2\gamma^0)^T) \\ &= -\Psi_{R_l}^T(-\vec{x}, t) (i\gamma^2\gamma^0) \end{aligned} \quad (2.60)$$

tel que

$$\gamma^{2+} = \gamma^2 \quad \gamma^{0+} = \gamma^0$$

on a aussi

$$(CP) A_a^0(\vec{x}, t) T_a (CP)^{-1} = -A_a^0(\vec{x}, t) T_a^T \quad (2.61)$$

$$(CP) A_a^j(\vec{x}, t) T_a (CP)^{-1} = +A_a^j(\vec{x}, t) T_a^T \quad (2.62)$$

T_a sont les générateurs du groupe de jauge $j=1,2,3$ et

$$(CP) H(\vec{x}, t) (CP)^{-1} = H^*(-\vec{x}, t) \quad (2.63)$$

l'action de CP sur tout les termes du lagrangien est sans effet sauf pour les termes de yukawa et d'interaction .

Examinons la transformation du terme de yukawa par l'action de l'operateur CP . on a

$$\mathcal{L}_y = (\lambda_{ij}^d \bar{\Psi}_{L_q} \phi \Psi_{L_{q2}} + hc) + (\lambda_{ij}^u \bar{\Psi}_{L_q} \phi_C \Psi_{L_{q1}} + hc) \quad (2.64)$$

En travaillant seulement avec le deuxième terme

$$\mathcal{L}_y = +(\lambda_{ij}^u \bar{\Psi}_{L_q} (\phi_C^T \Psi_{L_{q1}}) + hc) \quad (2.65)$$

où $\phi_C = \tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^*$

$$\mathcal{L} = +\lambda_{ij}^u \bar{\Psi}_{L_q} (\phi_C^T \Psi_{L_{q1}}) - \lambda_{ij}^u (\bar{\Psi}_{L_q} \tilde{\phi}) \Psi_{L_{q1}} \quad (2.66)$$

Et l'action de \mathcal{L} donne

$$S_L = \int d^4x (+\lambda_{ij}^u \bar{\Psi}_{L_q} (\phi_C^T \Psi_{L_{q1}}) - \lambda_{ij}^u (\bar{\Psi}_{L_q} \tilde{\phi}) \Psi_{L_{q1}}) \quad (2.67)$$

l'action de CP sur S est

$$\begin{aligned} CP S CP^{-1} &= \int d^4x (+\lambda_{ij}^u CP \bar{\Psi}_{L_q} CP^{-1} CP (\tilde{\phi}^T \Psi_{L_{q1}}) CP^{-1} \\ &\quad - \lambda_{ij}^{*u} CP (\tilde{\phi}^* \bar{\Psi}_{L_q}) CP^{-1} CP \Psi_{L_{q1}} CP^{-1}) \end{aligned} \quad (2.68)$$

donc

$$CP S CP^{-1} = \int d^4x (-\lambda_{ij}^u \bar{\Psi}_{L_q} \phi^*) \Psi_{L_{q1}} + \lambda_{ij}^{*u} (\bar{\Psi}_{L_q} \tilde{\phi}^T \Psi_{L_{q1}}) \quad (2.69)$$

et en comparant (2.69) avec (2.67) on voit que pour qu'il y' aurait conservation de cp sur S sur L il faut que λ_{ij}^* soit égal à λ_{ij} donc deux réels .mais comme on ait dans le cas de trois familles et plus et la matrice de Cabibbo-Kobayashi et Maskawa contient des phases donc des parametres complexes ,ce qui donne λ_{ij}^* qui pourrre être différent de λ_{ij} .Donc il n'y a pas eu de conservation de l'action par CP donc il a eu une violation de CP qui est du specialement complexes contenus dans la matrice CKM.

En conclusion , on peut dire donc que la phase dans la matrice CKM est seule rèsponsible de la violation de CP dans le cas des interactions faibles , et qui est typique pour le modèle standard.

Chapitre 3

La violation CP dans $(B^0 - \overline{B}^0)$

3.1 Amplitude du Box diagramme

La contribution de courte distance à la transitions du méson neutre "oscillations" $P^0 \leftrightarrow \overline{P}^0$ est décrite par Δm et peut être représenté par un diagramme de Feynman connu sous le nom de box diagramme, et peut être calculé en théorie des perturbations.

Dans cette section, nous allons calculer la valeur de Δm grace au box-diagramme.

Nous allons étudier le processus de $K^0 \leftrightarrow \overline{K}^0$ en utilisant la matrice CKM. Pour décrire le mélange entre un K^0 qui a l'étrangeté $S = 1$ et \overline{K}^0 qui a $S = -1$ nous devons introduire une amplitude qui crée une transition $\Delta S = 2$.

Cela doit nécessairement être une interaction faible du second ordre. La transition nécessaire pour le mélange est représentée sur la Fig. 3.2. Le calcul du box diagramme est assez compliqué, mais nous illustrons quelques-unes des caractéristiques du calcul de la différence de masse $K_L^0 - K_S^0$.

La différence de masse est donnée par:

$$\Delta m = m_{K_L^0} - m_{K_S^0} = \langle K_L^0 | H | K_L^0 \rangle - \langle K_S^0 | H | K_S^0 \rangle$$

On sait que les états propres de masse peuvent être exprimées sous forme de combinaison linéaire des états propres de saveur. L'amplitude $\langle K^0 | H | \overline{K}^0 \rangle$ peut maintenant être calculée par le diagramme en boîte de la figure . 3.1.

A titre d'exemple, nous utilisons les règles de Feynman pour dériver une expression de l'amplitude où les deux quarks intermédiaires sont les u quarks :

$$\mathcal{M}_{uu} = i \left(\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \right)^4 (V_{us}^* V_{ud} V_{us}^* V_{ud}) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{-ig^{\lambda\sigma} - k^\lambda k^\sigma / M_W^2}{k^2 - M_W^2} \right) \left(\frac{-ig^{\alpha\rho} - k^\alpha k^\rho / M_W^2}{k^2 - M_W^2} \right) \quad (3.1)$$

$$[\bar{u}_s \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) \frac{(\gamma_\mu k^\mu + m_u)}{k^2 - m_u^2} \gamma_\rho (1 - \gamma^5) u_d] [\bar{v}_s \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) \frac{(\gamma_\nu k^\nu + m_u)}{k^2 - m_u^2} \gamma_\sigma (1 - \gamma^5) v_d]$$

On voit que la constante de couplage en quatrième puissance est faible, les éléments de la matrice CKM sont localisés sur les sommets, les termes des propagateurs W, les spineurs des quarks et anti-quarks et les valeurs des lignes de fermions intermédiaires.

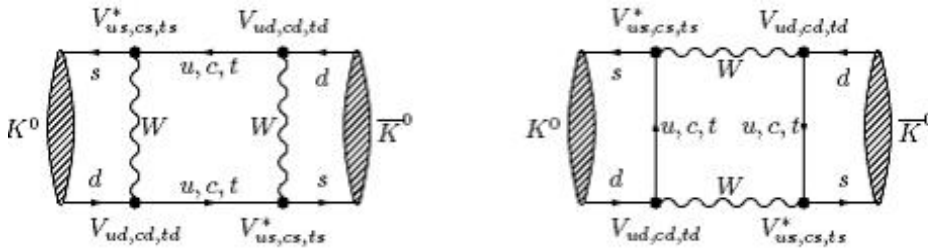


Figure 3.1: Box diagrammes responsables de $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ mélange.

$$\mathcal{M}_{uu} = i \left(\frac{-ig}{2\sqrt{2}} V_{us}^* \right)^2 \left(\frac{-ig}{2\sqrt{2}} V_{ud} \right)^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} [\bar{u}_s \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) \frac{(\gamma_\mu k^\mu + m_u)}{k^2 - m_u^2} \gamma_\rho (1 - \gamma^5) u_d] \quad (3.2)$$

$$\times [\bar{v}_s \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) \frac{(\gamma_\nu k^\nu + m_u)}{k^2 - m_u^2} \gamma_\sigma (1 - \gamma^5) v_d] \left(\frac{-ig^{\lambda\sigma}}{k^2 - M_W^2} \right) \left(\frac{-ig^{\alpha\rho}}{k^2 - M_W^2} \right)$$

en prenant la somme de toutes les amplitudes avec toutes les lignes de quarks intermédiaires possible, nous obtenons une amplitude qui est proportionnelle à (en supposant que $K^2 \ll m_w^2$)

$$\mathcal{M} \propto \int d^4 k K_\mu K_\nu \left(\frac{V_{us}^* V_{ud}}{K^2 - m_u^2} + \frac{V_{cs}^* V_{cd}}{K^2 - m_c^2} + \frac{V_{ts}^* V_{td}}{K^2 - m_t^2} \right)^2 \quad (3.3)$$

à l'aide de l'équation

$$V_{us}^* V_{ud} + V_{cs}^* V_{cd} + V_{ts}^* V_{td} = 0 \quad (3.4)$$

on obtient:

$$\mathcal{M} \propto \int d^4k K_\mu K_\nu \left[V_{cs}^* V_{cd} \left(\frac{1}{K^2 - m_c^2} - \frac{1}{K^2 - m_u^2} \right) + V_{ts}^* V_{td} \left(\frac{1}{K^2 - m_t^2} - \frac{1}{K^2 - m_u^2} \right) \right]^2 \quad (3.5)$$

Cela conduit finalement à une amplitude à trois termes en fonction de m_u^2/m_w^2 , un terme en fonction de m_t^2/m_w^2 et un terme qui a une dépendance compliquée sur les deux m_c^2/m_w^2 et m_t^2/m_w^2 [17].

En plus des élément CKM impliquée dans le diagramme en boîte .Ce calcul prend en compte les transitions de niveaux de quarks de sorte que le calcul complet doit tenir compte de la transition de $K^0 \longrightarrow d\bar{s}$, les corrections gluoniques et les facteurs de couleur. Parceque $|V_{td}V_{ts}| \ll |V_{cd}V_{cs}|$ donc la contribution du charme dans la boucle domin , ce qui nous permet d'obtenir:

$$\Delta m_K = \frac{G_F^2 m_w^2}{6\pi^2} \eta_{QCD} B_K F_K^2 m_K [S_0(m_c^2/m_w^2) |V_{cd}V_{cs}|^2] \quad (3.6)$$

$$\frac{g^2}{8m_w^2} = \frac{G_F^2}{\sqrt{2}}$$

où G_F est la constante de couplage de fermi, η_{QCD} est la correction de QCD(≈ 0.85),

B_K et F_K^2 est le "bag facteur" et la constante de décroissance, respectivement ,qui décrivent l'effet de la transition de lié à quark libres et V_{ij} sont les élément de la matrice CKM .

La violation de cp indirecte dans $K \longrightarrow \pi\pi$ est décrite par le paramètre bien connu ε_K .

La formule générale pour ε_K est donnée par:

$$\varepsilon_K = \frac{\exp(i\frac{\pi}{4})}{\sqrt{2}\Delta m_K} (\text{Im } M_{12} + 2\xi \text{Re } M_{12}) \quad (3.7)$$

où

$$\xi = \frac{\text{Im } A_0}{\text{Re } A_0}$$

avec $A_0 = A(K \longrightarrow (\pi\pi)_{I=0})$ et Δm_K étant la difference de masse ($K_L - K_S$). L'élément hors diagonals M_{12} dans la matrice de k méson neutre représente le $K^0 - \bar{K}^0$ elle est donnée par :

$$2m_K M_{12}^* = \langle \bar{K}^0 | H_{eff}^{|\Delta S|=2} | K^0 \rangle \quad (3.8)$$

Le facteur $2m_K$ reflète notre normalisation des états externes ΔM_K est le difference de masse $K_S - K_L$ qui est pris de l'expérience car il ne peut pas être calculé en raison faible aux contributions de de longue distance .

L'expression (3.7) néglige l' ordre supérieur des termes de violation CP

3.1.1 Définition $\mathcal{H}_{eff}^{|\Delta S|=2}$:

la présentation de l'hamiltonien effectif pour transitions $|\Delta S| = 2$.Ce hamiltonin intègre la physique à courte distance contribuant à $(K^0 - \overline{K^0})$ mélange et est essentiel pour la description de la violation de CP dans le système K méson neutre [18,19,20].

être un processus FCNC mélange $K^0 - \overline{K^0}$.Ne peut se produire au niveau de la boucle dans le modèle standard.Pour ordre le plus bas, il est induit à travers les diagramme de la boîte fig 3.1 . les comprenant QCD corrections du l'hamiltonien effectif de faible énergie ,qui découlent de ces shemas , peuvent être écrits comme ($\lambda_i = V_{is}^* V_{id}$)

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eff}^{|\Delta S|=2} &= \frac{G_F^2}{16\pi^2} M_W^2 [\lambda_c^2 \eta_1 S_0(x_c) + \lambda_t^2 \eta_2 S_0(x_t) + 2\lambda_c \lambda_t \eta_3 S_0(x_c, x_t)] \\ &\times [\alpha_s^{(3)}(\mu)]^{-2/9} [1 - \frac{\alpha_s^{(3)}(\mu)}{4\pi} J_3] Q + hc \end{aligned} \quad (3.9)$$

Définition de la renormalisation groupe paramètre invariant B_K par :

$$\hat{B}_K = B_K(\mu) [\alpha_s^{(3)}(\mu)]^{-2/9} [1 - \frac{\alpha_s^{(3)}(\mu)}{4\pi} J_3] \quad (3.10)$$

$$Q(\Delta s = 2) = [\bar{s}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)d] [\bar{s}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)d] \quad (3.11)$$

$$\langle \overline{K^0} | Q(\Delta s = 2) | K^0 \rangle = \frac{8}{3} B_K(\mu) F_K^2 m_K^2 \quad (3.12)$$

et l'utilisation (3.8) et (3.9) nous trouvons :

$$M_{12} = \frac{G_F^2}{12\pi^2} B_K(\mu) F_K^2 m_K M_W^2 [\lambda_c^{*2} \eta_1 S_0(x_c) + \lambda_t^{*2} \eta_2 S_0(x_t) + 2\lambda_c^* \lambda_t^* \eta_3 S_0(x_c, x_t)] \quad (3.13)$$

l'évaluation de la fonction Inami-Lim [21]

$$S_0(x_c) \approx 2.4 \times 10^{-4}, S_0(x_t) \approx 2.6, S_0(x_c, x_t) \approx 2.2 \times 10^{-3}$$

F_K est la constant de la désintégration du méson K et m_K la masse de k méson .le $J_3 = 307/162 = 1.895$ coefficient dans le schéma NDR [22] et la facteurs de QCD η_i ont été discutés dans la [23].leurs valeurs numériques

$$\eta_1 = 1.38, \eta_2 = 0.54, \eta_3 = 0.47$$

3.1.2 Calcul de ε_K :

la valeur de $|\varepsilon_K|$ est une mesure de la violation de CP du mélange ($K^0 - \bar{K}^0$),et donc liée à la partie imaginaire de la contribution du diagramme en boite:

$$\varepsilon_K \sim \frac{\text{Im } M_{12}}{\sqrt{2}\Delta m_K} \quad (3.14)$$

Utilisation de diagramme de boite pour calculer $|\varepsilon_K|$

$$|\varepsilon_K| = C_\varepsilon \hat{B}_K \text{Im } \lambda_t \text{Re } \lambda_c [\eta_1 S_0(x_c) - \eta_3 S_0(x_c, x_t) - \text{Re } \lambda_t \eta_2 S_0(x_t)] \quad (3.15)$$

où nous avons utilisé la relation d'unitarité $\text{Im } \lambda_c^* = \text{Im } \lambda_t$,

la constante numerique est donnée par

$$C_\varepsilon = \frac{G_F^2 F_K^2 m_K M_W^2}{6\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_K} = 3.837 \times 10^4 \quad (3.16)$$

et

$$|\varepsilon_K| \approx 1.66 \times 10^{-3}$$

3.2 Le système des mésons B

les mésons B sont des particules composées d'un antiquark lourd \bar{b} , et un quark léger en fonction de la composition de quark exacte d'un B méson peut être chargé où neutre

Tous ensemble il y a quatre mésons B neutre [24]

$$\begin{aligned} |B_d^0\rangle &= |\bar{b}d\rangle, & |\overline{B}_d^0\rangle &= |b\bar{d}\rangle \\ |B_s^0\rangle &= |\bar{b}s\rangle, & |\overline{B}_s^0\rangle &= |b\bar{s}\rangle \end{aligned}$$

comme la phénoménologie générale est la même, nous utiliserons B^0 pour désigner les deux mésons neutres, B_d^0 et B_s^0 . Les masses et la durée de vie des mésons B neutres peuvent être trouvés dans le tableau:

B méson	Masse [Mev/c ²]	durée de vie
B_d^0	5279.50 ± 0.30	1.525 ± 0.009
B_s^0	5366.3 ± 0.6	$1.472_{-0.026}^{+0.024}$

3.2.1 La violation de CP dans le système des mésons B

processus violation de CP peuvent être classés de trois façons[25]:

- * violation de CP direct
- * Violation de CP dans le mélange
- * CP Violation des interférences

3.2.2 CP Direct Violation

CP est violée si l'amplitude de désintégration, A_f , pour un B à son état final f, et son conjugué complexe de ce processus, \overline{A}_f , ont différentes grandeurs, entraînant la Asymétrie CP:

$$A_{CP} = \frac{A(\overline{B} \rightarrow \overline{f}) - A(B \rightarrow f)}{A(\overline{B} \rightarrow \overline{f}) + A(B \rightarrow f)} = \frac{1 + |A_f/\overline{A}_f|^2}{1 + |A_f/\overline{A}_f|^2} \quad (3.17)$$

Ceci est la seule source de violation de CP pour les mésons charge de B

3.2.3 Violation de CP dans le mélange

Comme dans le cas kaons neutres, le mélange se produit dans le système B . neutre du fait de la non-conservation de saveur dans les interactions faibles. Par conséquent, des oscillations entre $B_{s,d}^0$ et $\overline{B}_{s,d}^0$ peut se faire par le procédé illustré par le diagramme en boîte à la fig (3.2)

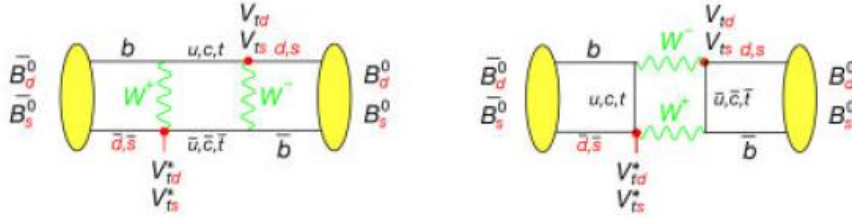


fig 3.2: Diagrammes de Feynman dominants le processus d'oscillations $B_{s,d}^0 - \overline{B}_{s,d}^0$ dans le Modèle Standard.

Les B mésons sont observés dans deux états propres de masse, $|B_L\rangle$ et $|B_H\rangle$, qui peuvent être décrit par une combinaison linéaire des deux états propres de saveur, B^0 et \overline{B}^0

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p |B^0\rangle + q |\overline{B}^0\rangle \\ |B_H\rangle &= p |B^0\rangle - q |\overline{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (3.18)$$

Où le nombre complexe p et q sont normalisés de telle sorte que:

$$|p|^2 + |q|^2 = 1 \quad (3.19)$$

La violation de CP se produit dans le mélange quand $|p/q| \neq 1$, ce qui induit une asymétrie entre la possibilités de transition de $B^0 \rightarrow \overline{B}^0$ et $\overline{B}^0 \rightarrow B^0$

Violation de CP dans les interférences

La violation de CP peut se produire lorsque les deux B^0 et \overline{B}^0 peuvent se désintégrer au même état final, du fait de l'interférence entre les désintégrations où le mélange se produit, ou il ne se produit pas. Par exemple, l'interférence peut se produire entre désintégrations $B^0 \rightarrow J/\Psi\Phi$ et $B^0 \rightarrow \overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi\Phi$, Donnant lieu à un CP violant, connu sous le nom

Φ_S . LHC_b a fait de la mesure la plus précise à ce jour de ce paramètre , et il se trouve être en bon accord avec les prédictions de SM .

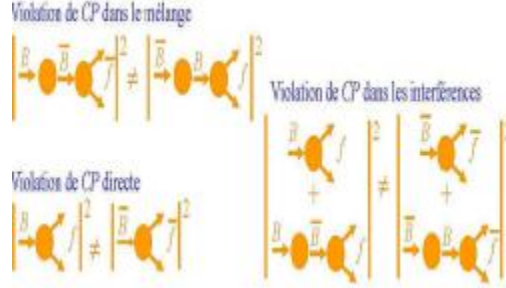


Figure 3.3: Schéma représentant les trois types de violation de CP : dans les désintégrations (ou directe), dans le mélange (ou indirecte) et dans les interférences.

3.2.4 Calcul ΔM_{Bq} :

Dans le système B, nous avons $|V_{td}V_{tb}| \sim |V_{td}V_{cb}|$, parceque $m_t \gg m_c$ maintenant la contribution top dans la boucle domine .En remplaçant le quark charme interne avec quark top, et en remplaçant de la saveur étrange par le quark bottom ,nous trouvons pour le système B:

$$\Delta M_{Bq} = \frac{G_F^2 m_w^2}{6\pi^2} \eta_{QCD} B_{Bq} F_{Bq}^2 m_{Bq} [S_0(m_t^2/m_w^2) |V_{td}^* V_{tb}|^2] \quad (3.20)$$

$\Delta M_{d,s}$ peut être exprimé en termes de l'élément hors diagonale dans la matrice de masse neutre B-meson comme suit:

$$\Delta M_q = 2 |M_{12}|, q = d, s \quad (3.21)$$

donné par une formule analogue à (3.8)

$$2m_{Bq} |M_{12}| = \langle \overline{B}_q^0 | H_{eff}^{|\Delta B|=2} | B_q^0 \rangle \quad (3.22)$$

Dans le cas de mélange $B_d^0 - \overline{B}_d^0$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eff}^{|\Delta B|=2} &= \frac{G_F^2}{16\pi^2} M_W^2 \lambda_t^2 \eta_2 S_0(x_t) \\ &\times [\alpha_s^{(5)}(\mu_b)]^{-6/23} \left[1 - \frac{\alpha_s^{(5)}(\mu_b)}{4\pi} J_5 \right] Q + hc \end{aligned} \quad (3.23)$$

Ici $\mu_b = O(m_b)$, $J_5 = 5165/3174 = 1.627$ dans le schéma NDR [26]

$$Q(\Delta B = 2) = [\bar{b}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)d] [\bar{b}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)d] \quad (3.24)$$

et

$$\eta_2 = \eta_B = 0.55 \pm 0.01 \quad (3.25)$$

résume les corrections QCD. Dans le cas de mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ il faut simplement remplacer $d \rightarrow S$ (3.23) et (3.24) avec toutes les autres grandeurs et de valeurs numériques inchangées. Encore une fois $m_t \equiv m_t(m_t)$.

Définition du groupe de renormalisation paramètres invariants B_{B_q} par analogie avec (3.10) et (3.11)

$$B_{B_q} = B_{B_q}(\mu) [\alpha_s^{(5)}(\mu_b)]^{-6/23} \left[1 - \frac{\alpha_s^{(5)}(\mu_b)}{4\pi} J_5 \right] \quad (3.22)$$

$$\langle \bar{B}_q^0 | Q(\Delta B = 2) | B_q^0 \rangle = \frac{8}{3} B_B(\mu) F_B^2 m_B^2 \quad (3.23)$$

et l'utilisation (3.22) et (3.23) nous trouvons :

$$M_{12}^q = \frac{G_F^2}{12\pi^2} B_{B_q}(\mu) F_{B_q}^2 m_{B_q} M_W^2 [\lambda_t^2 \eta_B S_0(x_t)] \quad (3.24)$$

F_{B_q} est la constante de la désintégration B_q méson et m_{B_q} la masse de B_q méson $\lambda_t = V_{tq}^* V_{tb}$

3.2.5 Calcul ε_B

La valeur de $|\varepsilon_B|$ est une mesure de la violation de CP de mélange ($B^0 - \bar{B}^0$), et donc liée à la partie imaginaire de la contribution du diagramme en boîte:

$$\varepsilon_B \sim \frac{\text{Im } M_{12}}{\sqrt{2}\Delta m_B}$$

Utilisation de diagramme de boite pour calculer $|\varepsilon_B|$

$$|\varepsilon_B| = C_\varepsilon \hat{B}_B \text{Im } \lambda_t \text{Re } \lambda_t \eta_2 S_0(x_t) \quad (3.25)$$

$$C_\varepsilon = \frac{G_F^2 F_{B_s}^2 m_{B_s} M_W^2}{6\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_{B_s}} = 7.46316 \times 10^3 \quad (3.26)$$

$$\left| \varepsilon_{B_s^0} \right| \approx 0.226 \times 10^{-3} \quad (3.27)$$

En 2013, le detecteur BABAR effectué une recherche pour violation de CP dans $B^0 - \bar{B}^0$ le mélange en utilisant un ensemble de données échantillon contenant 468×10^6 paires $B\bar{B}$ collectées sur le $\Upsilon(4S)$. Les mesures reconstituent un méson B comme $B^0 \rightarrow D^{*-} X l^+ \nu$ en appliquant une reconstruction partielle technique désintégrations de mésons D^0 de $D^{*-} \rightarrow D^0 \pi$. le saveur reconstruit Mésons B est déduit de la charge de leptons, et saveur du second méson B est déduit de ses produits de désintégration en utilisant une kaon, résultat de la mesure est le suivant [7]:

$$\left(1 - \frac{q}{p}\right) = (0.29 \pm 0.85_{-1.61}^{+1.88}) \times 10^{-3}$$

$$\frac{\text{Re}(\varepsilon_{B_s^0})}{1 + \left|\varepsilon_{B_s^0}\right|^2} = (-1.9 \pm 1.0) \times 10^{-3}$$

3.3 Conclusion

Nous avons étudié la violation CP à basses énergie "faible", dans des processus impliquant les kaons et les mésons B. Ce phénomène trouve son explication dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules et elle a pour source la phase complexe contenue dans la matrice CKM. les calculs faits dans ce mémoire vont dans le même sens de cette hypothèse, seulement les résultats obtenues sont différents des résultats expérimentaux d'un ordre de 2-3 σ . Ce qui a poussé les physiciens à chercher d'expliquer cette différence entre la théorie et l'expérience par l'investigation de ce phénomène dans des modèles se basant sur des groupes de jauge plus large que celui du modèle standard.

3.4 Bibliographie

- [1] J.Schwinger. Phys. Rev. 82, 914, 1951.
- [2] G. Luders. Mat. Fys. Medd. Kongl. Dan. Vid. Selsk. 28, No 5, 1954.
- [3] W. Pauli. Niels Bohr and the development of Physics. Pergamon Press, 1955.
- [4] Belle Collaboration ,A.Gordon et al ; Phy .lett B542 , 183(2002) callabaration (cp .Jessopa al)Phy,Rev.85,2881(2000).
- [5] Y. Nir ,CP violation ,SLAC-PUB-5874, September1992.
- [6] l. Marleau, introduction à la physique des particules, 2003.
- [7] K. A. Olive et al. (Particle Data Group). Chin. Phys. C, 38, 090001, (2014).
- [8] M. S. Sozzi, Discrete Symmetries and CP Violation From Experiment to Theory,OXFORD.
- [9]B. Winstein, the E731 Collaboration, a talk at Lepton-Photon conference, Geneva (1991).
- [10] G.D. Barr, the NA31 Collaboration, a talk at Lepton-Photon conference, Geneva (1991).
- [11] Glashow-Weinberg-Salam Model: An Example of Electroweak Symmetry Breaking
- [12] M. Kobayashi, T. Maskawa. CP-violation in the renormalizable theory of weak interactions. Prog. Theor. Phys., 49 (1973) : 652-657, 1973.
- [13] Wolfenstein L. Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix. Phys. Rev.Lett. 51 (1983) 1945.
- [14] A.J. Buras, M. Jamin and P.H. Weisz, Nucl. Phys. B 347 (1990) 491.
- [15] J. Urban, F. Krauss, U. Jentschura and G. Soff, Nucl. Phys. B 523 (1998) 40, [hep-ph/9710245].
- [16] M.BOUSSAHEL, thèse magister,violation de CP dans le modele de grande unification E6 supersymetrique,1995
- [17] P. Kooijman & N. Tuning,CP Violation, April 2011
- [18]Master Thesis Physics,A CP violation study in the B_d^0 meson system with the first LHCb data.
- [19] M. Battaglia, A.J. Buras,P. Gambino and A. Stocchi,THE CKM MATRIX

AND THE UNITARITY TRIANGLE, arXiv:hep-ph/0304132v2 15 Oct 2003

[20] G. Buchalla, A. J. Buras, M. E. Lautendacher, Weak Decay Beyond Leading Logarithms hep-ph /9512380, 15 Dec 1995.

[21] T. Inami and C. S. Lim, Effects of superheavy quarks and leptons in low-energy weak processes $K_L \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K_L \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. Prog. Theor. Phys. 65, 297 (1981).

[22] A. J. Buras, M. Jamin and P. H. Weisz, Nucl. Phys. B 347 (1990) 491.

[23] S. Herrlich and U. Nierste, Nucl. Phys. B 419 (1994) 292, [hep-ph/9310311].

[24] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., Measurement of the CP-violating phase Φ_s in the decay $B_s^0 \longrightarrow J/\Psi \Phi$, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 101803, arXiv:1112.3183.32

[25] J. Charles et al., Predictions of selected flavour observables within the Standard Model, Phys. Rev. D84 (2011) 033005, arXiv:1106.4041. 32

الملخص :

من اجل الفهم الجيد لظاهرة انتهاك CP , قد أجريت حسابات طويلة في اطار النموذج المعياري لنظامين المختلطين ($K^0 - \bar{K}^0$) (و) ($B^0 - \bar{B}^0$) (قد تمت مقارنة بين الحسابات النظرية و النتائج التجريبية , في الحقيقة النموذج المعياري هو مرشح جيد لشرح هذه الظاهرة ولكن نماذج موسعة له قد تكون افضل لشرحها .

Résumé :

Pour mieux comprendre le phénomène de violation de CP, de long calculs dans le cadre du modèle standard surtout pour les mélanges ($K^0 - \bar{K}^0$) et ($B^0 - \bar{B}^0$) ont été réalisés, une étude comparative entre les calculs théoriques et les résultats expérimentaux a été menée à son terme, c'est vrai le modèle standard est un bon candidat pour expliquer ce phénomène mais une extension au modèle standard serait peut-être encore meilleure.

Abstract :

To understand CP violation better, long calculations were realized in the case of standard model for the mixing systems ($K^0 - \bar{K}^0$) and ($B^0 - \bar{B}^0$) a comparison study realized between theoretical calculations and experimental Results was make at last, it is true the standard model is a good candidate to explain this phenomenon but an extension to the standard model perhaps still better .