

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministre de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique Université

Ahmed Draia – Adrar

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département des Sciences de la Matière



Mémoire de fin d'étude, en vue de l'obtention du diplôme de master en physique

Thème :

La violation de la symétrie CP dans la physique de haute énergie

Option : Physique Energétique

Préparé par:

- ZIOUANI Souad
- MOUSSAOUI Fatima

Devant le jury composé de :

Président :

Examineur :

Encadreur : Mr Ahmed DALILE M.A.A. Université d'Adrar

Année universitaire: 2019/2020

Résumé

La violation de la symétrie CP dans la physique de haute énergie

La notion de symétrie joue un rôle très important en physique. Des propriétés aussi fondamentales que la conservation de l'énergie et le moment cinétique sont des conséquences de symétries dites de l'espace-temps. Deux symétries très particulières nous intéressent dans ce mémoire. La parité P qui fait retourner les coordonnées de l'espace et la conjugaison de charge C qui transforme les particules en leur antiparticules. Ces deux symétries discrètes ne sont pas conservées, mais aussi leur combinaison CP . La violation de cette symétrie est une condition nécessaire pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers. La dernière confirmation de la violation de CP a eu lieu en 2001 dans le système des mésons B . La recherche des signes de physique au-delà du modèle standard est l'un des objectifs des usines à mésons B . Nous étudions dans ce mémoire le phénomène de violation de la symétrie CP et nous explorons les conséquences physiques impliqués.

Mots-clés: symétries discrètes, violation CP , physique des hautes énergies, modèle standard, asymétrie matière-antimatière.

Dédicace

Je dédie ce travail à mes très chers **Parents**, pour leur soutien et tous les efforts qu'ils m'ont donné le long de mon parcours et je

leurs souhaite bonne santé et longue vie.

A Mon cher mari et Mes chers frères

A Toute Ma Famille et la Famille Fellahi

A Mes très chers Amies : Fatiha et Sarah

A tous ceux qui ont sacrifié leur temps pour la science et à tous

ceux qui utilisent la science pour le bien et la prospérité de

l'humanité.

ZIOUANI Souad

Dédicace

Je dédie ce travail à mes Parents

MOUSSAOUI Fatima

Remerciements

Tout d'abord, merci pour le grand DIEU qui nous a donné la
volonté et le courage pour achever ce travail.

A travers ce modeste travail, nous tenons à remercier vivement
nos chers pères

Nous tenons à exprimer notre respectueuse gratitude à notre
encadreur Mr Ahmed Dalile, pour ses encouragements, et ces
conseils précieux et pour toutes les commodités et aisances qu'il
nous a apportée durant notre étude et réalisation de ce projet.

Tout nos remerciements et notre estime a tous les professeurs et
enseignants du département des sciences de la matière.

Sans omettre bien sûr de remercier profondément tous ceux qui
ont contribué de près ou de loin à la réalisation du présent travail.

Table des matières

Liste des figures	<i>viii</i>
Liste des tableaux	<i>ix</i>
Liste des abréviations	<i>x</i>
Introduction générale	1
Chapitre 1 : Les symétries en physique	5
1.1 Introduction	6
1.2 Définition de la symétrie	7
1.3 Importance des symétries	9
1.4 Classification des symétries	9
1.4.1 Les symétries continues	10
1.4.2 Les symétries discrètes	11
1.5 La physique des hautes énergies	11
1.5.1 Le Modèle Standard des particules élémentaires	12
1.5.2 La physique du LHC	13
1.5.3 Le Big Bang et l'antimatière	14
Chapitre 2 : Les symétries discrètes C,P et T	16
2.1 Introduction	17
2.2 Généralités sur les symétries discrètes	17
2.2.1 La parité P	17
2.2.2 La conjugaison de charge C	23
2.2.3 Le renversement du temps T	25
2.3 La symétrie CPT	28
2.3.1 Conséquences de la symétrie CPT	28
2.3.2 Preuves expérimentales	30
2.4 La symétrie CP	32

2.4.1 Historique et Formulation	32
2.4.2 Preuves expérimentales	35
Chapitre 3: La violation de la symétrie CP	38
3.1 Introduction	39
3.2 Pourquoi étudier la violation de la symétrie CP?	39
3.3 Les types de violation de CP	41
3.3.1 La violation de CP dans les désintégrations	41
3.3.2 La violation de CP dans le mélange	42
3.3.3 La violation de CP dans les interférences entre les désintégrations avec et sans mélange	42
3.4 Efforts expérimentaux	43
3.4.1 L'expérience Babar : la violation de CP en beauté	43
3.4.2 Le grand collisionneur des hadrons LHC	46
3.4.3 Le détecteur LHCb	47
3.5 Conséquences physiques et perspectives	49
Conclusion générale	51
Bibliographie	54

Liste des figures

N°	Intitulé	Page
1.1	Accélérateurs du CERN.	14
2.1	La transformation de parité	18
2.2	La symétrie CPT	28
2.3	Schéma d'un piège de Penning	31
2.4	La symétrie CP	32
3.1	Observation de la violation CP dépendante du temps	45
3.2	Les prédictions du MS sont en accord avec les expériences.	45
3.3	Le détecteur LHCb.	47

Liste des tableaux

N°	Intitulé	Page
1.1	Saveurs, charges électriques et masses des particules élémentaires.	13
2.1	Charges des particules élémentaires: Quarks	23
2.2	Charges des particules élémentaires: Leptons	24

Liste des abréviations

La symétrie P : la parité

La symétrie C : la conjugaison de charge

La symétrie T : l'inversion temporelle

LHC : Le grand collisionneur des hadrons

MS : Le Modèle Standard de la physique des particules

LHCb : Le grand collisionneur des hadrons beauté

Introduction générale

Lorsque l'on construit une théorie physique, on part généralement de principes que l'on considère vrais, que ce soit par intuition ou par expérience. Par exemple, lorsque Newton a formulé les équations classiques du mouvement, il se doutait qu'elles n'étaient pas affectées explicitement par l'heure du jour ou par la taille de sa plume. Beaucoup de principes ont une forme semblable : le système physique étudié ne peut pas dépendre d'un certain paramètre quantitatif. Cela permet d'établir ce qu'on appelle en physique des lois de conservation.

L'idée que les lois de physique doivent rester invariantes sous certaines transformations est ancienne. C'est au début du XX^e siècle que les principales étapes ont été franchies vers la compréhension de l'importance cruciale que jouent les symétries dans la construction des théories physique. Il est apparu que les transformations entre les descriptions différentes d'un système physique (par exemple un ensemble des particules) forment des ensembles mathématiques nommés groups.

La liaison entre la conservation d'une grandeur physique et l'invariance du système par rapport à un groupe de transformations est une idée cruciale de la physique moderne. Par exemple, au groupe des translations dans l'espace est associée l'invariance des équations de la physique par translation du référentiel. Cette invariance se traduit par la conservation de la quantité de mouvement du système considéré. De même, l'invariance des lois physiques par rapport au groupe des translations dans le temps se traduit par la conservation de l'énergie du système considéré.

Au siècle dernier, une nouvelle classe de symétries, celle des symétries internes liées à la conservation d'une charge (charge électrique, isospin, étrangeté), a été cruciale dans la construction des lagrangiens décrivant les interactions entre les particules.

Le Modèle Standard de la physique des particules est conçu pour rendre compte des interactions des particules élémentaires, telles que les physiciens les constatent dans les accélérateurs. L'un de ses principes essentiels de ce modèle est de respecter des symétries. On nomme ainsi des transformations mathématiques passant d'une description des particules à une autre et qui laissent invariante la forme des équations.

Lorsque les mesures confirment qu'une telle invariance est respectée, les physiciens disent que la symétrie est conservée. Sinon, ils la disent violée. Or la symétrie qui permet de passer d'un processus mettant en jeu des particules au processus analogue mettant en jeu leurs antiparticules se révèle violée et fût l'objet de ce travail.

Beaucoup de processus de physique connus présentent une symétrie parfaite, que ce soit du point de vue de la charge (particule/antiparticule) ou de la parité (droite/gauche), de sorte qu'il devient extrêmement difficile d'expliquer pourquoi l'univers n'obéit pas à ces symétries. En effet l'univers présente une asymétrie entre les quantités de matière et d'antimatière. Cette asymétrie peut théoriquement être expliquée par des interactions différentes pour les particules et pour les antiparticules, telle que la violation de la symétrie CP , c'est-à-dire de la combinaison de la symétrie de conjugaison de charge (C) et de la symétrie de parité (P).

La violation de CP a été observée depuis des décennies à basses et à hautes énergies, dans des processus impliquant les kaons ou les mésons B et D . Ce phénomène s'explique dans le cadre du modèle standard (MS) de

la physique des particules. Mais l'effet dans le MS est trop faible pour expliquer la violation CP dans l'évolution de l'univers. Donc il doit y avoir de nouvelles contributions à la violation CP , la nouvelle physique. La recherche de cette nouvelle physique est un des buts de toutes les expériences actuelles ou planifiées en physique des hautes énergies.

Dans ce mémoire de master nous allons étudier la violation de la symétrie CP et explorer les conséquences physiques qu'elle implique.

On commence dans le premier chapitre, par définir c'est quoi une symétrie et on donne une classification générale des symétries selon leurs propriétés.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des symétries discrètes, ce qui nous permet de comprendre la symétrie CP qui fait l'objective de ce travail.

Dans le troisième chapitre, nous explorons la violation de CP , de point de vue théorique puis expérimentalement. Beaucoup d'efforts expérimentaux sont encore requis pour faire une percée dans ce domaine. La collaboration LHCb a observé récemment (octobre 2020) la violation de CP dépendante du temps, un phénomène confirmé pour la première fois expérimentalement.

Chapitre 1

Les symétries en physique

1.1 Introduction

On définit une symétrie comme étant une transformation qui laisse invariante une loi de la physique. Dans les théories physiques modernes telles que la théorie des champs, cela se traduit par l'invariance du Lagrangien et des équations de mouvement associées sous un changement de variable. Le concept de symétrie est fondamental en physique et permet en particulier de simplifier une théorie.

La symétrie établit une stabilité des quantités physiques par le biais de transformations, par exemple, la stabilité de la vitesse de la lumière dans tous les cadres inactifs comme dicté par la relativité restreinte et également la rotation d'une sphère symétrie autour de son centre ou elle reste la même par toute rotation. Il existe de nombreux exemples de stabilité de la force et de l'énergie cinétique par la réflexion. [1]

Nous pouvons également comprendre la symétrie par congruence et non-changement, à titre d'exemple, la symétrie d'un triangle équilatéral autour d'un axe qui divise le triangle en deux parties identiques.

Emmy Noether avait stipulé dès 1918 qu'à toute famille continue de symétries d'un système physique est associée une loi de conservation pour ce système [2]. Par exemple, la conservation de l'énergie et de l'impulsion découle directement de l'invariance par translation du temps et de l'espace.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord définir le concept de symétrie en physique, puis on parle de l'importance des symétries étudiées dans ce travail.

1.2 Définition de la symétrie

Le concept de symétrie est intrinsèquement lié aux opérateurs de transformation S . Un tel opérateur change un état ψ du système en un autre état ψ' :

$$S\psi = \psi'$$

Notons que l'on utilise ici un point de vue actif, dans lequel les états du système subissent les transformations. Il existe aussi un point de vue passif, selon lequel ce sont les observables B qui sont transformées:

$$S^\dagger B S = B'$$

Cette formulation est équivalente, mais l'on utilisera la première par convention [10, 11]. Un état ψ_S est dit état propre de la transformation si l'opérateur ne le modifie que par un facteur η_S , égale à la valeur propre :

$$S\psi_S = \eta_S\psi_S.$$

Lorsqu'une symétrie est une inversion S_I , c'est-à-dire qu'elle n'a pour effet que d'inverser le signe d'une (ou de plusieurs) variable S , le carré de l'opérateur est égal à l'identité :

$$S_I^2 |s\rangle = S_I | -s\rangle = |s\rangle.$$

Cette propriété implique que le carré des valeurs propres si elles existent, doit être égale à 1, donc que les valeurs doivent être de ± 1 . On caractérise aussi les opérateurs par leur unitarité. Un opérateur est dit unitaire s'il préserve le produit scalaire :

$$\langle U\psi_1 | U\psi_2 \rangle = \langle \psi_1 | \psi_2 \rangle,$$

tandis qu'il est anti-unitaire s'il inverse sa composante imaginaire :

$$\langle A\psi_1 | A\psi_2 \rangle = \langle \psi_1 | \psi_2 \rangle^*.$$

Une transformation est une symétrie du système si le hamiltonien est invariant sous l'action de S :

$$[S, H] = 0.$$

Dans le cas de symétrie continu, le théorème de Noether montre qu'une certaine quantité doit être conservée [1, 10, 11, 14, 15]. Pour les symétries discrètes, ce n'est généralement pas le cas, mais les inversions unitaires admettent un tel résultat : la valeur propre η_N d'un système isolé est conservée. Notons cependant que la valeur propre d'un système s'obtient de façon multiplicative [12]:

$$S_I \otimes_n |\psi_n\rangle = \otimes_n \eta_n |\psi_n\rangle = \left(\prod_n \eta_n \right) \otimes_n |\psi_n\rangle = \eta_N \otimes_n |\psi_n\rangle.$$

Puisque l'opérateur inverse chacun des sous-espaces indépendants du système. De ce fait, la symétrie empêche tout couplage entre deux états de parité différente :

$$\langle \psi_a | e^{itH} | \psi_b \rangle = 0 \text{ si } \eta_a \neq \eta_b.$$

Autrement dit, un état propre de S , ne peut qu'évoluer en une combinaison linéaire d'états de même valeur propre. Cette propriété impose des contraintes importantes sur la possibilité d'interaction et constitue une importante méthode expérimentale de vérification d'une symétrie.

Les transformations de symétrie d'un système physique, peu importe sa nature ou son origine, forment toujours un groupe. La théorie des groupes est un puissant outil algébrique permettant d'analyser un système physique présentant des relations de symétrie. Cette théorie est très importante en physique et, particulièrement, en mécanique quantique [15].

1.3 Importance des symétries en physique

L'étude des symétries est un outil de base des théories physiques, où on formule ces symétries avec des relations mathématiques qui sont exploitée par suite pour résoudre et simplifier les problèmes physiques ainsi que leurs descriptions mathématiques [13, 14].

L'étude des symétries nous permet de :

- détermine de nombreuses propriétés d'un système donné.
- simplifie les calculs et la description mathématique.
- régit l'interaction d'un système avec la lumière.
- révèle des connexions entre des phénomènes disparates.

Il existe diverses sortes de symétries: locales (qui dépendent des coordonnées) ou globales, continues ou discrètes [13]. Le paragraphe suivant donne une idée générale sur leur classification.

1.4 Classification des symétries

Il existe une grande diversité de symétries en physique, qu'elles soient exactes ou approchées. Une classification peut être établie à partir de leurs propriétés. Une première distinction peut être faite à partir d'un critère d'ordre mathématique : symétrie continue/ symétrie discrète. En théorie quantique des champs, on peut aussi différencier les symétries selon un autre critère: symétrie interne et symétrie d'espace-temps (ou externe) [13].

On dira qu'une symétrie est discrète si l'ensemble des actions qu'elle réalise est fini. Pour une symétrie continue, les transformations peuvent être considérées comme une somme de transformations infinitésimales. Les symétries continues possèdent une particularité: elles font l'objet d'un théorème mathématique due à Emmy Noether [2]. Valide aussi bien en physique classique qu'en physique quantique, ce théorème fondamental

associe à toute invariance par une symétrie continue la conservation d'une quantité physique, que l'on appelle charge. Les lois de conservation qui en découlent sont capitales en physique.

1.4.1 Les symétries continues

Selon le théorème de Noether, si un système est invariant dans un groupe continu de transformations à n paramètres, on peut trouver n constantes du mouvement (c'est-à-dire n intégrales premières des équations d'évolution). Réciproquement toute loi de conservation est la conséquence d'une invariance dans un groupe continu de transformations (ayant ou non un caractère géométrique).

Ce résultat est général: il s'applique aux systèmes classiques ou quantiques, relativistes ou non relativistes. Les résultats de Hamel relatifs aux systèmes soumis à un potentiel sont en accord avec le théorème de Noether. Ainsi:

- Si le groupe de symétrie est le groupe des translations, continu à 3 paramètres, on peut trouver 3 constantes du mouvement, ce sont les 3 composantes de la quantité de mouvement.
- Si le groupe de symétrie est le groupe des rotations continu à 3 paramètres, on peut trouver 3 constantes du mouvement : les 3 composantes du moment cinétique.
- Si le groupe de symétrie est le groupe des translations dans le temps, continu à un paramètre, on peut trouver une constante du mouvement, c'est l'énergie.
- Si le groupe est le groupe de Galilée d'invariance de la mécanique newtonienne à 7 paramètres (il regroupe les invariances ci-dessus), on peut trouver 7 constantes du mouvement.

1.4.2 Les symétries discrètes

Certains groupe de transformations sont qualifiés de discrets, car ils comportent un nombre fini d'éléments : on parle alors de symétrie discrètes. Ces dernières sont particulièrement utiles en physique des particules, car elles ont pour conséquence la conservation de caractéristiques désignées sous le nom de nombres quantiques (par exemple la charge électrique ou le spin, moment cinétique intrinsèque des particules). Les nombres quantiques associés aux symétries discrètes ne peuvent prendre que certaines valeurs, entières ou fractionnaires.

Les symétries discrète qui nous intéressent dans ce travail sont les symétries C, P et T, notée ainsi pour rappeler les opérations concernées: la parité (P), la conjugaison de charge (C) et l'inversion temporelle (T).[13] On revient sur la définition de ces symétries dans le deuxième chapitre.

Dans l'étude des symétries discrètes, C, P et T, l'interaction entre théorie et expérience a toujours joué un rôle essentiel. Le caractère fondamental de ces symétries est donné par le théorème CPT [3] formulé par Lüders et Pauli dans les années 1950 : toute théorie locale de champ qui respecte l'invariance de Lorentz est automatiquement invariante par CPT [20].

1.5 La physique des hautes énergies

La physique des hautes énergies abordant un large spectre de domaines et d'applications : physique des particules , physique des astroparticules , modèle standard des interactions électrofaibles et ses extensions super-symétriques et autres, interactions fortes et chromodynamique quantique (théorie des cordes), ainsi que la cosmologie théorique et observationnelle.

Les outils expérimentaux humains pour ces études sont les accélérateurs de particules qui fonctionnent à des énergies très élevées en délivrant des intensités de faisceau très grandes, ainsi que d'imposants détecteurs ultra-sensibles. Ces appareils expérimentaux donnent accès aux lois de la physique à très courte distance. Le large hadron collider (LHC), lancé en Septembre 2008 au CERN, en est la réalisation la plus spectaculaire à ce jour. Par ailleurs, la description théorique passe par des théories mathématiques, caractérisées par leur simplicité intrinsèque et leur puissance prédictive, qui rendent compte des symétries des phénomènes physiques.

1.5.1 Le Modèle Standard des particules élémentaires

Actuellement, la meilleure description du monde subatomique est donnée par le Modèle Standard de la physique des particules. Développée à partir des années 1950, cette théorie décrit les interactions entre les particules élémentaires. Dans ce modèle on décrit les particules élémentaires et les interactions fondamentales, en donnant le lagrangien, puis nous définissons une matrice dite la matrice CKM qu'on utilise dans les calculs [22].

Les particules élémentaires sont essentiellement caractérisées par leur masse, leur charge et leur spin. En fonction de leur spin, elles obéissent à des statistiques différentes. Les particules de spin entiers, appelées bosons, sont les vecteurs des interactions. Les particules de spin demi-entier sont des fermions. Parmi les 12 fermions existants, on distingue 6 quarks et 6 leptons, tous observés expérimentalement. On peut les classer en 3 familles, de masses croissantes, comme le montre le tableau 1.1. Les éléments de la première famille, à savoir les quarks up, down ainsi que l'électron et le neutrino électronique constituent la matière ordinaire. Les autres éléments ne sont créés qu'à haute énergie, lors de processus

astrophysiques ou dans des collisionneurs. Toutes les particules élémentaires ont une antiparticule, ayant les mêmes propriétés telles la masse ou le temps de vie mais leurs nombres quantiques additifs sont opposés comme la charge électrique, le nombre baryonique. L'interaction entre une particule et son antiparticule provoque leur annihilation.

FERMIONS			constituants de la matière spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...		
Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
SAVEUR	masse GeV/c ²	Charge électriq.	SAVEUR	masse GeV/c ²	Charge électriq.
ν_e neutrino électron.	$<1 \times 10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e électron	0.000511	-1	d down	0.006	-1/3
ν_μ neutrino muon	<0.0002	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_τ neutrino tau	<0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.3	-1/3

Tab.1.1: Saveurs, charges électriques et masses des particules élémentaires.

1.5.2 La physique du LHC

Le LHC fait partie d'un réseau d'accélérateurs situé au CERN. Il est possible de le voir à la figure 1. Le but de sa construction est de confirmer des modèles théoriques, principalement de prouver l'existence des bosons de Higgs, ce qui a été achevé en 2012. Le LHC permet d'accélérer des faisceaux de particules jusqu'à 7 TeV et de les faire entrer en collision au cœur de quatre détecteurs, nommés ATLAS, ALICE, LHCb et CMS [18]. Pour atteindre une énergie suffisamment grande pour y parvenir, les particules, soient des protons et des ions lourds comme le plomb, doivent

d'abord passer par ce réseau constitué de nombreux accélérateurs et détecteurs à la fine pointe de la technologie.

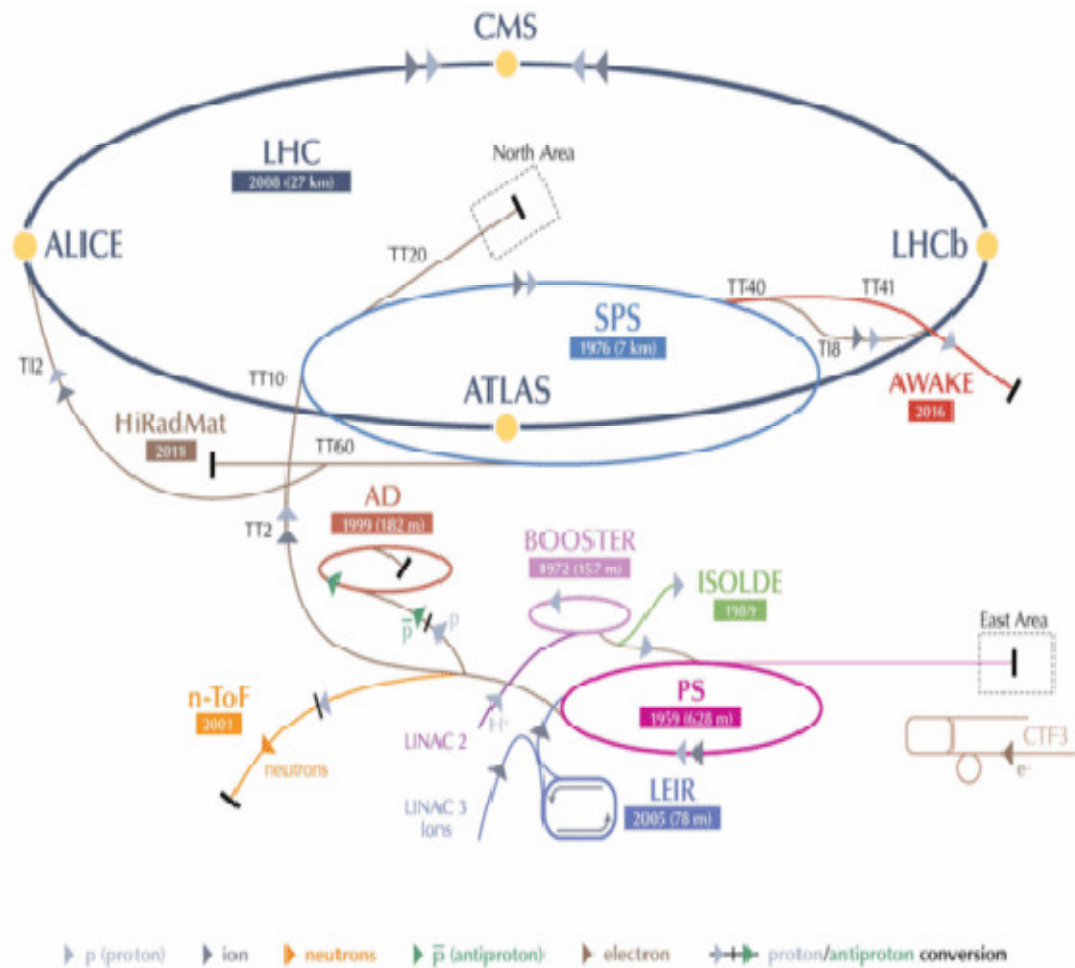


Fig. 1.1: Accélérateurs du CERN [1].

1.5.3 Le Big Bang et l'antimatière

Selon le modèle standard de la cosmologie, au début de l'univers le Big Bang a libéré énormément d'énergie, ce qui s'est converti en quantités égales de matière et d'antimatière. Ensuite l'univers s'est refroidi et les étoiles, les galaxies, etc. ont été formées. Cependant, ces choses sont constituées presque exclusivement de matière [6].

Le big bang devrait avoir créé autant d'antimatière que de matière dans l'Univers primordial. Pourtant aujourd'hui, tout ce que nous

percevons, depuis la plus petite forme de vie terrestre jusqu'aux objets stellaires les plus grand, est constitué presque intégralement de matière. Comparativement, il n'y a pas beaucoup d'antimatière à observée. Quelque chose a probablement fait pencher la balance. L'un des plus grands défis de la physique est de déterminer ce qui est arrivé à l'antimatière ou, en d'autres termes, d'explique l'asymétrie entre la matière et l'antimatière [6].

Les particules d'antimatière ont la même masse que leurs homologues de matière, mais des caractéristiques opposées, notamment la charge électrique. Ainsi, le positron, chargé positivement, est l'antiparticule de l'électron, chargé négativement. Les particules de matière et d'antimatière sont toujours produites par paire et, lorsqu'elles entrent en contact l'une avec l'autre, elles s'annihilent mutuellement, ne laissant derrière elles que de l'énergie pure.

Au cours des premières fractions de seconde qui ont suivi le big bang, l'univers dense et chaud était en effervescence : des paires particule-antiparticule ne cessaient d'apparaître et de disparaître. Si la matière et l'antimatière sont créées et détruites ensemble, l'univers ne devrait contenir que de l'énergie résiduelle.

La symétrie qui relie la matière et l'antimatière est CP (conjugaison de charge-parité). Lorsque l'univers se refroidit, les particules collisionnent entre elles, formant ainsi d'autres particules. Si la symétrie CP est brisée de sorte que les processus produisant la matière sont favorisés par rapport aux processus produisant l'antimatière, à la longue, l'antimatière disparaît.

L'univers étant dominé par la matière, l'observation de nouveaux processus faisant apparaître une asymétrie entre la matière et l'antimatière permet aux scientifiques de vérifier leurs théories et, le cas échéant, d'explorer de nouveaux territoires [6, 22].

Chapitre 2

Les symétries discrètes C, P et T

2.1 Introduction

On peut considérer deux classes de symétries: les symétries continues et les symétries discrètes, déterminées par les valeurs que peuvent prendre le paramètre. Pour ce travail, nous allons traiter de la deuxième classe, pour laquelle il ne peut y avoir que des valeurs discrètes. Plus précisément, nous allons étudier trois symétries très importantes en physique des particules, soient les symétries de parité P , de conjugaison de charge C et de renversement du temps T , ainsi que deux de leurs combinaisons qui sont d'un intérêt fondamental, les symétries CPT et CP [1].

Nous allons d'abord introduire les notions mathématiques nécessaires au traitement des symétries étudiées, puis nous allons présenter chacune des trois symétries de base P , C et T , leur importance en physique, leurs vérifications expérimentales. Par la suite, nous allons présenter la symétrie CPT , ses fondements théoriques, ses conséquences et ses vérifications expérimentales.

2.2 Généralités sur les symétries discrètes

Trois symétries sont essentielles pour notre étude. 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 nous abordons les symétries combinées CP et CPT .

2.2.1 La parité P

La parité P transforme le vecteur position \vec{x} en $-\vec{x}$. Elle peut être vue comme la composition d'une réflexion par rapport à un plan suivie d'une rotation de 180° par rapport à un axe perpendiculaire à ce plan. C'est la première transformation qui confère le caractère discret à la parité [3].

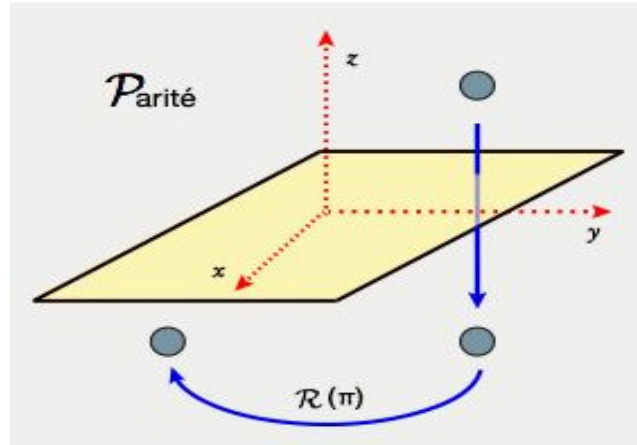


Fig. 2.1 : La transformation de parité.

La transformation de parité, donnée par l'opérateur unitaire P , a pour effet d'inverser les coordonnées spatiales [15]:

$$P\psi(t, \vec{x}) = \psi(t, -\vec{x}).$$

Notons qu'on parle souvent de symétrie gauche-droite, équivalente à la réflexion que l'on observe à travers un miroir et pour laquelle une seule dimension spatiale est inversée. Puisque la transformation P associée peut être obtenue par rotation par rapport à la première,

$$P_\pi = R_z(\pi)P = e^{-\frac{i}{\hbar}\pi J_z}P$$

cette symétrie est donc équivalente à la première, tant que l'on admet l'isotropie de l'espace. On peut généraliser en fonction du nombre de dimension inversées : si ce nombre est pair, le déterminant est de 1 et l'état peut être obtenu par rotation continu, tandis que s'il est impair, le déterminant est de -1 et on a une réelle inversion, les deux transformations présentées précédemment inversent respectivement trois et une dimension, donc elles appartiennent à la deuxième catégorie.

Comme l'opérateur P est une inversion, ses valeurs propres ne peuvent être que -1 ou 1 dans le premier cas, associé aux états impairs les vecteurs propres sont appelés *vecteurs polaires* et s'inversent (changent de signe) par l'application de P . Ils sont aussi qualifiés de normaux puisqu'ils sont

les plus connus et obéissent aux règles usuelles de réflexion. Dans le deuxième cas, on parle de *vecteur axial* (ou de pseudovecteurs) qui ne sont pas affectés par l'inversion [18].

En mécanique classique, ces vecteurs sont le plus souvent obtenus par le produit vectoriel de deux vecteurs polaires \vec{X} et \vec{Y} [5]:

$$P(\vec{X} \times \vec{Y}) = (-\vec{X}) \times (-\vec{Y}) = \vec{X} \times \vec{Y}$$

Les principaux exemples classiques de vecteurs axiaux sont le moment cinétique $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ et le champ magnétique \vec{B} . Cette propriété n'est pas limitée aux vecteurs, il existe par exemple des scalaires « normaux » (η_P) et des pseudoscalaires ($\eta_P = -1$). De façon générale, on trouve le type ou la parité d'un objet composé, que ce soit par produit simple, scalaire, vectoriel ou tensoriel, en multipliant les parités des différents constituants.

En physique des particules, la parité d'un système est déterminée par deux parités différentes : la parité intrinsèque et la parité orbitale. On peut comprendre ces deux types par analogie avec le moment cinétique \vec{J} , qui possède des composants intrinsèque (spin S) et orbitale (L). Par contre, le calcul de la parité se fait de façon totalement différente [5].

Chaque particule possède une parité intrinsèque, soit de +1 ou de -1. Cette valeur est cependant très difficile à déterminer, puisque les résultats théoriques et expérimentaux ne donnent habituellement d'information que sur la parité relative entre les particules impliquées [20]. Le photon est l'une des rares particules dont la parité absolue est connue, la compatibilité avec les équations de Maxwell exigeant qu'elle soit de -1. Pour ce qui est des autres particules, on sait que les fermions et leur antiparticule ont une parité relative de -1, tandis que la parité des bosons est la même que celle de leur antiparticule.

Par convention, on définit généralement la parité des quarks est des leptons comme étant de 1, ce qui donne une parité de -1 pour les antiquarks et les antileptons. Ces conventions ne sont pas nécessairement exactes, mais elles sont compatibles avec tous les résultats expérimentaux, ce que montre la faible signification physique de la parité absolue pour ces particules. On peut immédiatement en tirer la parité des hadrons et des mésons dans leur état fondamental (celui où les quarks et antiquarks n'ont pas de moment cinétique) à partir de leur composition en quarks et antiquarks. Par exemple, le proton et le neutron, qui sont composés de trois quarks, ont une parité de +1.

La parité des états existés peut être calculée de la même façon, mais l'on doit tenir compte de l'autre type de parité, la *parité orbitale*: une analyse des harmoniques sphériques montre que les orbitales $l = 2n$ sont paires, tandis que les autres, soient les orbitales $l = 2n + 1$, sont impaires [19]. La parité d'une orbitale est donc de $\eta_P = (-1)^l$. On peut alors obtenir la parité totale d'un système en multipliant toutes les parités intrinsèques avec toutes les parités orbitale :

$$\eta_P = \left(\prod_n \eta_n \right) \left(\prod_n (-1)^{l_k} \right)$$

Par exemple, pour un méson $u\bar{u}$ avec $l = 2$, la parité est de :

$$\eta_P = \eta_u \eta_{\bar{u}} (-1)^2 = -1.$$

La symétrie P est présente lorsqu'un système est invariant sous une inversion des coordonnées spatiales, autrement dit lorsqu'il ne distingue pas la gauche de la droite. Bien qu'elle ne soit pas exacte, cette symétrie a des implications importantes une physique. Elle est entre autre manifeste

dans la mécanique newtonienne, la mécanique relativiste et les équations Maxwell.

Au niveau microscopique, une des premières preuves ayant été découverte concerne la spectroscopie atomique [18]. En 1924, Otto Laporte a observé qu'il existait deux types de niveaux d'énergie et que les transitions n'étaient possibles qu'entre les niveaux de type opposés, bien qu'il n'en ait pas compris la signification. On sait aujourd'hui que ces types sont associés aux deux parités. La transition s'accompagne de l'émission ou de l'absorption d'un photon de parité -1 , ce qui exige que la parité de l'atome change de signe par conservation de η_P . Les transitions ne peuvent donc s'effectuer qu'entre des niveaux pairs ($l = 0 \bmod 2$) et impairs ($l = 1 \bmod 2$).

L'interaction faible est la seule interaction fondamentale pour laquelle une brisure de la symétrie P a été observée. Elle la brise d'ailleurs de façon maximale, c'est-à-dire que le couplage entre les états de parité opposée est aussi important que celui entre les états de même parité (au contraire des certaines autres briseurs pour lesquelles le couplage est plus faible de plusieurs ordres de grandeur).

Historiquement, la brisure a été remarquée pour la première fois de façon formelle en 1957 par Lee et Yang, à partir de l'étude des particules τ_+ et θ_+ [13]. Les observations expérimentales montraient que ces deux particules avaient la même masse et les mêmes nombres quantiques, ce qui semblait indiquer qu'elles étaient les mêmes. Cependant, l'étude de leurs désintégrations montrait qu'elles avaient des parités différentes. D'un côté, le τ_+ peut se décomposer par réaction :

$$\tau_+ \longrightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-.$$

En supposant que le moment cinétique total est de L , la conservation de la parité et du moment cinétique exige :

$$(-1)^L \eta_{\tau_+} = (-1)^L \eta_{\pi_+} \eta_{\pi_+} \eta_{\pi_-} , \quad \eta_{\tau_+} = \eta_{\pi_+}.$$

Où on a utilisé le fait que les pions sont des bosons, donc $\eta_{\pi_+} \eta_{\pi_-} = +1$. D'un autre coté, le θ_+ peut se désintégrer par la réaction :

$$\theta_+ \rightarrow \pi^+ \pi^0.$$

Or, la parité du pion neutre π^0 avait été déterminée en 1954, sa valeur étant de -1. Cette propriété exige :

$$(-1)^L \eta_{\theta_+} = (-1)^L \eta_{\pi_+} \eta_{\pi_0} , \quad \eta_{\theta_+} = -\eta_{\pi_+}.$$

En supposant que la parité est conservée, on doit donc avoir $\eta_{\tau_+} = -\eta_{\theta_+}$. Les physiciens se sont alors retrouvés devant un problème majeur : ils doivent expliquer le fait que les deux particules τ_+ et θ_+ soient en toute point identique, sauf en ce qui concerne la parité.

Après une analyse détaillée, Lee Yang ont donné l'explication à ce problème : les deux particules sont en fait la même, que l'on identifie aujourd'hui au kaon K^+ , mais la parité n'est pas conservée. Plusieurs autres phénomènes ont par la suite confirmé l'hypothèse, dans la désintégration β ($p \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$) dans les noyaux atomique polarisés.

En ce que concerne les interactions fortes, la symétrie a été testée jusqu'à une précision de l'ordre 10^{-7} . L'expérience ne peut pratiquement pas servir de vérification à une précision supérieure, puis que l'effet des interactions faibles cesse d'être négligeable. En électrodynamique quantique, la symétrie P a aussi été testée des différentes façons et à chaque fois elle a été vérifiée dans les limites de l'incertitude expérimentale, jusqu'à une précision de 10^{-9} [12].

2.2.2 La conjugaison de charge C

La conjugaison de charge C transforme une particule en son antiparticule. Cela implique un inversement du signe du nombre baryonique et des charges quantiques : charge électrique, étrangeté (strange), charme (charm), beauté (beauty), sommet (top).

Avant de décrire la symétrie C , il convient de définir convenablement le concept de charge. En physique des particules, il n'y a pas que la charge électrique. Les particules élémentaires sont caractérisés par d'autres nombres quantiques, aussi appelés charges au sens élargi. Ces nombres sont le reflet de symétries internes et leur grande importance vient du fait qu'ils sont généralement conservés au cours des interactions. Outre la charge électrique Q , les quarks possèdent un nombre baryonique B , ainsi que quatre nombres quantiques associés aux quatre quarks exotiques soient S, C, \bar{B} , et T . Ces quatre derniers nombres ne sont cependant pas des symétries exactes, puisque les lois de conservation associées sont brisées par les interactions faibles.

On doit aussi considérer trois nombres leptoniques L_e, L_μ et L_τ , associés aux trois générations de leptons. Les charges des quarks et leptons sont données respectivement dans les tableaux 2.1 et 2.2 [20].

Quark	Q	B	S	C	\bar{B}	T
u	$2/3$	$1/3$	0	0	0	0
d	$-1/3$	$1/3$	0	0	0	0
s	$2/3$	$1/3$	-1	0	0	0
c	$-1/3$	$1/3$	0	1	0	0
b	$2/3$	$1/3$	0	0	-1	0
t	$-1/3$	$1/3$	0	0	0	1

Tab. 2.1: Charge des particules élémentaires: Quarks ($L_e = L_\mu = L_\tau = 0$)

On peut aussi en déduire les charges de leurs antiparticules, sachant qu'elles sont exactement les mêmes, mais de signe inversé. En ce qui concerne les particules d'interaction, toutes les charges du photon γ sont nulles. La situation est assez semblable pour les gluons g qui ne possèdent qu'une charge colorée et les bosons faibles Z_0 et W qui possèdent des charges faibles et électriques (sauf le Z_0).

Lepton	Q	L_e	L_μ	L_τ
e	-1	1	0	0
μ	-1	0	1	0
τ	-1	0	0	1
ν_e	0	1	0	0
ν_μ	0	0	1	0
ν_τ	0	0	0	1

Tab. 2.2: Charge des particules élémentaires: Leptons ($B = S = C = \tilde{B} = T=0$)

La transformation de conjugaison de charge est donnée par l'opérateur unitaire C . Son effet net est d'inverser toutes les charges d'une particule a , plus précisément de la transformer en son antiparticule \bar{a} :

$$Ca = \bar{a}$$

La plupart des particules ne sont pas des états propres de C , puisque cela exigerait qu'elles soient leur propre antiparticule. Cette condition n'est réalisée que pour les particules complètement neutres, c'est-à-dire celles dont tous les nombres quantiques sont nuls. Les principaux exemples de ces états sont les photons et les paires particules-antiparticules, dont les mésons $q\bar{q}$. Ce sont les seules particules auxquelles on peut associer une valeur propre η_C , appelée parité de charge, mais cette valeur a une signification physique limitée. Pour les photons, les équations de Maxwell

imposent une parité C négative, puisque les principaux vecteurs du champ électromagnétique, en particulier le potentiel \vec{A} , sont polaires.

La symétrie de charge est étroitement liée à celle de parité P , surtout en ce qui concerne sa brisure [12, 18]. Cette propriété provient de la symétrie CP , qui sera l'objet d'une section ultérieure. Il n'est donc pas étonnant que la symétrie C soit brisée de façon maximale dans les interactions faibles et que cette brisure ait été découverte à partir des mêmes phénomènes que celle de P . En effet, la brisure a été observée dans la désintégration β du proton et celle du kaon K^+ peu de temps après la découverte de la brisure de P . L'effet a aussi été abondamment observé dans la désintégration des muons. En fait, dans tous les cas où l'on observe une brisure de l'une ou l'autre de ces deux symétries, on suppose que l'autre est aussi violée (mais pas toujours avec la même amplitude, en raison de la brisure de CP), avec de nombreux résultats expérimentaux à l'appui. On doit cependant noter que ce résultat n'est qu'une observation et n'a pas de base théorique solide [17].

En ce qui concerne les interactions électromagnétiques et fortes, la symétrie a été testée de différentes façons et s'est toujours avérée respectée, mais les expériences atteignent un niveau de précision beaucoup plus faible que les vérifications de P , de l'ordre de 1%.

2.2.3 Le renversement du temps T

Le renversement du temps T renverse le sens du temps, t en $-t$, et permute les états initiaux et finaux:

$$T\psi(t, \vec{x}) = \psi(-t, \vec{x}).$$

Cette transformation ne doit pas être perçue comme une inversion de l'axe du temps impliquant simplement un retour en arrière, mais plutôt comme une inversion du mouvement, qui suit la même trajectoire, dans la direction

opposée. Contrairement à P et à C , l'opérateur T n'est pas unitaire [3]; il est en fait anti-unitaire. On peut d'ailleurs le remarquer dans la relation de commutation $[X, P]$, sachant que $TP = -P$:

$$[TX, TP] = [X, -P] = -i\hbar = [X, P]^\dagger.$$

L'anti-unitarité de cet opérateur mène à certaines complications, c'est pourquoi il est utile de définir un opérateur avec lequel il est plus facile de travailler. Pour ce faire, on utilise l'opérateur U_T anti-linéaire de conjugaison hermétique K , dont l'action est :

$$K\psi = \psi^\dagger.$$

On peut alors former U_T en combinant T et K :

$$U_T \equiv KT.$$

On a alors un opérateur unitaire :

$$\langle U_T\psi_1 | U_T\psi_2 \rangle = \langle KT\psi_1 | KT\psi_2 \rangle = \langle \psi_1 | \psi_2 \rangle^{\dagger\dagger} = \langle \psi_1 | \psi_2 \rangle.$$

T n'étant pas une observable en raison de son anti-unitarité, il n'y a pas de quantité physique mesurable associée à cet opérateur. On ne peut donc pas trouver d'état propre de T . De tels états existent cependant pour U_T :

$$U_T\psi(t, \vec{x}) = \eta_T\psi(t, \vec{x}).$$

L'effet correspondant de T est :

$$T\psi(t, \vec{x}) = \eta_T\psi^\dagger(t, \vec{x}).$$

L'absence de vecteurs propres de l'opérateur T a des conséquences importantes, particulièrement en ce qui concerne η_T [3]. En effet, ce nombre n'est pas nécessairement conservé sous une symétrie T , puisque les conditions de l'équation de conservation ne sont pas satisfaites. η_T a

cependant une certaine signification, puisqu'il permet de préciser l'effet de T par la relation précédente.

L'absence de loi de conservation réduit fortement les contraintes imposées par une telle symétrie, qui n'interdit pas explicitement de réaction. On peut cependant tirer certaines conséquences importantes de l'invariance des équations du mouvement sous renversement du temps, c'est-à-dire de la réversibilité.

En particulier, si une réaction $A \rightarrow B$ est permise, la réaction $B \rightarrow A$ doit non seulement être permise, mais elle ne peut pas être favorisée ou défavorisée par rapport à l'autre. Autrement dit, pour tout processus $\psi_A(t) \rightarrow \psi_B(t)$ ayant une certaine probabilité de se réaliser, le processus inverse $\psi_B(-t) \rightarrow \psi_A(-t)$ doit avoir exactement la même probabilité de se produire. Cette propriété est d'ailleurs la plus utilisée comme outil pour la vérification expérimentale de la symétrie. On doit cependant noter que la comparaison doit se faire entre les états initiaux $\psi_A(t)$ et $\psi_B(-t)$ et non des états quelconques. Un processus peut sembler désavantagé par l'improbabilité d'obtenir sa condition initiale exigée, mais cela n'est pas la signature d'une brisure de symétrie. Bien que cette propriété fournisse une méthode expérimentale pour vérifier la symétrie, elle est très difficile à appliquer et les tests de T sont très peu nombreux [19].

La symétrie T semble respectée dans les interactions fortes et électromagnétiques, bien que les vérifications expérimentales soient rares. En ce qui concerne les interactions faibles, les chercheurs ont longtemps pensé qu'elles pouvaient briser T , mais ils n'avaient aucune preuve expérimentale à l'appui. Ce n'est qu'en 1998, que la brisure a été observée pour la première fois. Une expérience effectuée au CERN a alors montré une brisure de T dans les kaons neutres à partir de l'étude de leurs transitions virtuelles [19]. Bien que les expériences soient peu nombreuses,

le théorème CPT , sur lequel nous reviendrons à la prochaine section, combiné aux observations expérimentales concernant les autres symétries, implique que T devrait être respecté dans les interactions fortes et électromagnétiques, mais légèrement brisé dans les interactions faibles.

2.3 La symétrie CPT

La combinaison des 3 opérateurs donne la symétrie CPT . Cette symétrie laisse tout système invariant. L'invariance de cette symétrie est une des propriétés fondamentales de la théorie quantique des champs, entraînant l'égalité des masses et des temps de vie d'une particule et de son antiparticule [4, 5, 6]. L'invariance de la symétrie CPT a été testée par diverses expériences et jusqu'à présent jamais mise en défaut.

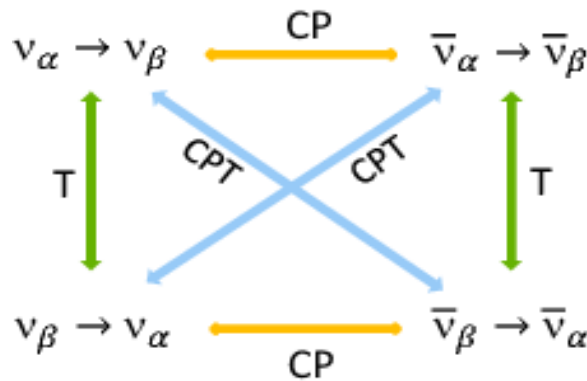


Fig. 2.2 : La symétrie CPT

2.3.1 Conséquences de la symétrie CPT

Les conséquences du théorème CPT sont nombreuses et ont des implications importantes en physique. La première concerne les brisures de C , P et T , qui ne peuvent pas être indépendantes. En effet, une brisure de l'une d'entre elles doit nécessairement être compensée par la brisure d'au moins une des deux autres de sorte que CPT soit préservé [3]. C'est ce qui explique entre autres le fait que toutes les brisures de CP observées soient associées à celles de T [17]. Bien que la brisure de n'importe quelle paire de

symétrie soit permise en théorie, on doit noter que la seule paire ayant été observée est la brisure simultanée de C et P , aucune expérience n'ayant montré la brisure isolée de l'une des deux autres paires possible.

Une autre conséquence majeure concerne les propriétés fondamentales des particules. Premièrement, les antiparticules doivent avoir des charges exactement opposées à celles de leurs particules associées. Cette propriété est déjà assuré lorsque l'on admet que la charge est conservée et que les paires particule-antiparticule peuvent être créées à partir d'un état non chargé ou annihilées en un tel état, mais la symétrie CPT constitue une justification plus robuste. Les particules et leurs antiparticules doivent aussi avoir la même masse, ce que l'on peut prouver assez facilement. Considérons par exemple une particule a libre et au repos, c'est-à-dire que toute son énergie provient de sa masse ($E(a) = m(a)$):

$$H\psi_a(t, \vec{x}) = m(a)\psi_a(t, \vec{x}).$$

On compare avec le processus transformé par (CPT) :

$$\begin{aligned} (CPT)H\psi_a(t, \vec{x}) &= (CPT)m(a)\psi_a(t, \vec{x}), \\ (H(CPT) + [(CPT), H])\psi_a(t, \vec{x}) &= m(a)(CPT)\psi_a(t, \vec{x}). \\ H\psi_{\bar{a}}(-t, -\vec{x}) + [(CPT), H]\psi_a(t, \vec{x}) &= m(a)\psi_{\bar{a}}(-t, -\vec{x}). \end{aligned}$$

Si CPT est une symétrie valide, on a nécessairement $[(CPT), H] = 0$. On sait aussi que le processus conjugué est aussi au repos et libre, donc on peut utiliser l'équivalence $E(\bar{a}) = m(\bar{a})$:

$$m(\bar{a})\psi_{\bar{a}}(-t, -\vec{x}) = m(a)\psi_{\bar{a}}(-t, -\vec{x}).$$

On peut alors simplifier pour obtenir l'égalité annoncée: $m(\bar{a}) = m(a)$. Une troisième relation imposée entre les particules et leurs antiparticules

concerne leur durée de vie : elle doit être la même. Cette propriété a été prouvée par Lüders et Zumino en 1957 et n'est valide que lorsqu'on considère toutes les désintégrations possibles [20]. En effet, elle ne dit rien sur les désintégrations partielles, dont l'égalité de probabilité exigerait la validité de C .

3.2.2 Preuves expérimentales

Selon l'épistémologie moderne, une théorie devient acceptable scientifiquement seulement si elle peut être formulée de manière à permettre la déduction logique d'énoncés capables de la falsifier. Ces énoncés constituent des tests et c'est par le biais de ceux-ci qu'une théorie peut s'ériger une crédibilité importante.

Dans le cas de la théorie CPT , quelques tests peuvent être construits sur la base des énoncés de la section précédente, dont l'équivalence de masse entre particules et antiparticules. Des tests ont été menés particulièrement dans le cas du kaon neutre (pour la différence de masse entre K^0 et \bar{K}^0) et une borne supérieure de brisure de la symétrie CPT est de l'ordre de 10^{-19} , relativement à la masse du kaon [21].

D'autres tests peuvent ainsi permettre de comparer d'autres propriétés physiques des particules et de leur antiparticule. Ici, nous discuterons d'avantage de l'un d'eux, qui peut être conduit à l'aide d'un appareil nommé piège de Penning.

Ce montage permet d'emprisonner une particule chargée, grâce à une enceinte produisant un champ électrique quadripolaire et un champ magnétique intense uniforme \mathbf{B} , orienté selon l'axe de la symétrie cylindrique du montage. Une tension V_0 est maintenue entre la paroi

latérale annulaire et les extrémités, qui ont la forme d'une hyperbole de révolution.

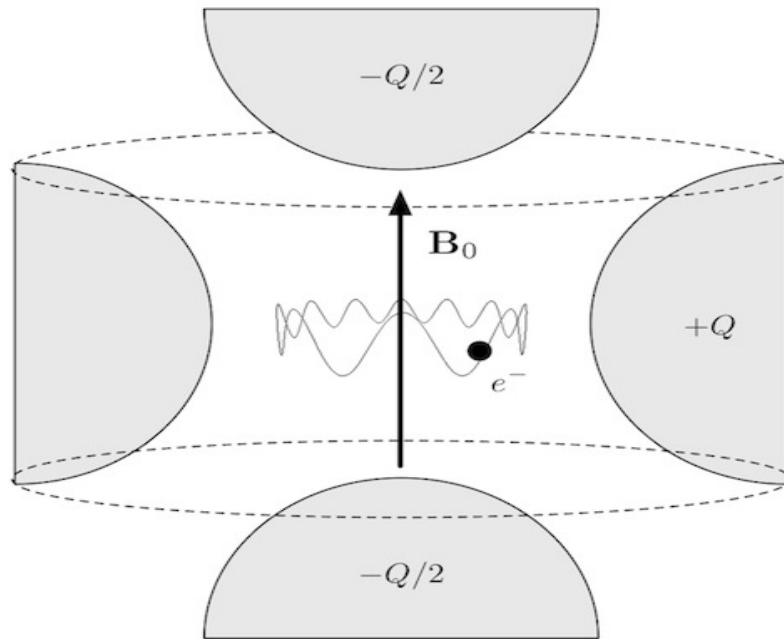


Fig.2.3 : Schéma d'un piège de Penning

En l'absence du potentiel électrique, une particule chargée aurait une fréquence cyclotron dans l'enceinte égale à :

$$\omega_c^{(0)} = \frac{|Q\mathbf{B}_0|}{m},$$

mais l'application de ce potentiel électrique modifie légèrement la fréquence du cyclotron :

$$\omega_c = \omega_c^{(0)} - \frac{|QV_0|}{md^2\omega_c} = \frac{|Q\mathbf{B}_0|}{m} - \frac{|QV_0|}{md^2\omega_c}.$$

Sachant qu'il est possible de mesurer avec une bonne précision la fréquence de cyclotron d'une particule dans l'enceinte (ω_c), on sait qu'il est possible, à l'aide de la relation précédente d'obtenir des valeurs expérimentales pour le rapport Q/m pour différentes particules. Cette mesure est en effet pertinente puisqu'elle constitue, de la même manière que l'équivalence des masses du couple kaon/antikaon neutre, un test de la symétrie *CPT*. Ainsi,

l'expérience a été conduite avec un électron et un positron par Van Dyck en 1987 et les résultats affichaient un écart relatif de 4×10^{-7} , ce qui constitue en soi une confirmation relativement bonne de la validité de la symétrie CPT [18, 20].

2.4 La symétrie CP

2.4.1 Historique et Formulation

Avant les années 50, la symétrie sous inversion des coordonnées était admise comme étant une loi fondamentale. Il paraissait absolument normal qu'un événement donné demeure valide sous une inversion gauche/droite, par exemple. Or, lorsque l'on en vint à étudier de manière systématique les symétries qui caractérisent les différents types d'interactions, on eut droit à quelques surprises.

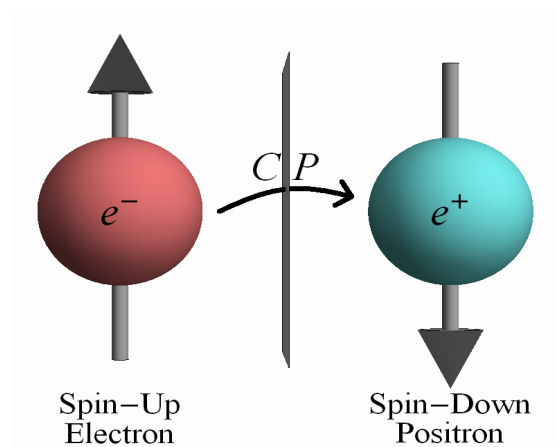
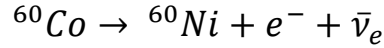


Fig. 2.4 : La symétrie CP

En 1956, Lee et Yang ont mis en évidence le fait qu'aucun test jusqu'alors ne permettait d'assurer que la symétrie sous renversement des coordonnées (symétrie P) était respectée lors d'interactions faibles [17]. Entre autres, ils soulevèrent le fait que la désintégration du kaon en deux ou trois pions, i.e. dont les produits diffèrent quant à leur parité, brisait cette symétrie. Afin d'appuyer leur proposition d'une brisure de la symétrie P , ils proposèrent

une vérification expérimentale, conduite par C.S. Wu plus tard cette année-là. Dans cette expérience, on alignait le spin d'une certaine quantité d'atomes de ^{60}Co afin qu'ils soient tous orientés dans la même direction. On observait ensuite la désintégration β de ces atomes [19]:



On étudia la direction d'émission de ces électrons et au lieu d'observer une propagation symétrique par rapport à l'orientation du spin des atomes de cobalt, Wu observa que les électrons étaient préférentiellement dirigés dans le sens opposé au spin, ce qui représente une importante asymétrie paritaire, mais avant de discuter plus longuement de ces résultats et de leur implication, il est important de comprendre ce que sont la chiralité et l'hélicité.

L'hélicité d'une particule est la projection de son pseudovecteur de spin sur son vecteur d'impulsion. Le signe de cette projection détermine si l'hélicité est droite (positive) ou gauche (négative). La chiralité détermine si la particule se transforme via une représentation gauche ou droite du groupe de Poincaré et, dans le cas de particules sans masse, sa chiralité est commune au signe de son hélicité. Il y a distinction à faire puisque dans le cas d'une particule massive, aussi petite soit la masse, on peut toujours se positionner dans un référentiel où la direction relative de son impulsion est inversé et où son hélicité change de signe. Dans le cas de neutrinos libres, la propagation est décrite par un mélange de neutrinos d'hélicités gauche et droite. Par contre, puisque la particule se trouve presque toujours dans un état ultra relativiste, sa composante d'hélicité droite est presque indiscernable et on a historiquement cru que le neutrino était toujours d'hélicité gauche et que son antiparticule était d'hélicité droite.

L'asymétrie que représentent les résultats de l'expérience demeure toutefois au centre de la controverse qui ébranla la physique des particules avec l'expérience conduite par Wu en 1956. La conservation du spin imposait une contrainte quant à la direction du spin total et cette dernière, combinée à la quasi exclusivité de l'hélicité gauche du neutrino, imposait une direction de propagation unique pour les neutrinos et les électrons. Sous une certaine réflexion miroir (une des transformations paritaires), l'hélicité est inversée et la direction de propagation est conservée. L'absence d'observations de cette équivalent paritaire démontre clairement une brisure de symétrie P .

Ainsi, avec l'expérience de Lee et Yang en 1956, on a constaté que les interactions faibles brisent la symétrie P de manière maximale [18]. Afin de contrer la déroute qui allait s'en suivre, on remarqua que la structure particulière des espaces de Hilbert admet la possibilité que la symétrie géométrique d'un système quantique donné puisse être préservée sous la forme d'une combinaison de deux symétries (P et une autre symétrie) à condition que les violations de P concordent avec celles de l'autre. La violation de la symétrie C étant clairement documentée dans le cas des interactions faibles, c'est la combinaison CP qui fut proposée comme celle qui allait restaurer l'ordre en physique.

La symétrie CP est associée à l'opérateur de transformation engendré par la combinaison des opérateurs C et P , soit la conjugaison de charge (généralisée) et un opérateur de transformation paritaire (inversion de l'espace ou transformation miroir) :

$$(CP) = CP.$$

La conservation des lois physiques sous l'action combinée de ces deux opérateurs est appelée symétrie CP et constitue un point en physique autour duquel se sont tracées les grandes lignes de la théorie quantique des champs et se situent encore quelques uns des plus grands défis de la physique moderne. Formellement, l'opérateur agit ainsi :

$$(CP)\psi_a(t, \vec{x}) = \psi_{\bar{a}}(t, -\vec{x})$$

Par exemple, dans le cas du kaon neutre, que nous étudierons plus en détails dans les prochaines sections, l'opérateur CP agit de la manière suivante :

$$(CP)|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad , \quad (CP)|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle.$$

Le fait que la particule K soit pseudoscalaire sous l'opération (CP) est précisément ce qui en a fait le centre de la majorité des recherches concernant les symétries CP et CPT.

2.4.2 Preuves expérimentales

Les observations expérimentales qui ont permis de formuler correctement la symétrie CP en physique des particules sont historiquement attribuées à l'étude du kaon neutre [20]. Cette particule et son antiparticule ne constituent pas des états propres de la transformation CP. Ils peuvent toutefois être représentés comme des compositions linéaires de deux états propres de l'opérateur CP. Ces derniers sont traditionnellement nommés Court $|K_S^0\rangle$ et Long $|K_L^0\rangle$ en référence à leur demi-vie divergente :

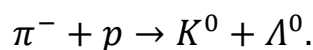
$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] \quad , \quad (CP)|K_S^0\rangle = +|K_S^0\rangle \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \quad , \quad (CP)|K_L^0\rangle = -|K_L^0\rangle \end{aligned}$$

Assumant la conservation de la parité CP pour toute interaction, on peut aisément expliquer le fait que l'un des états propres des équations précédentes ait une demi-vie plus courte que l'autre. En effet, la désintégration de loin la plus probable du kaon neutre court est celle en un couple de pions, soit $2\pi^0$ ou $\pi^+\pi^-$. Les deux possibilités de réactions impliquent un produit de parité CP de $+1$, auquel l'état long ne correspond pas [12]. Par contre, la désintégration pionique du kaon long peut se produire pour un trio de pions, mais l'espace des phases disponible pour cette décroissance est beaucoup plus petit que celui pour la décroissance en un couple de pions, d'où la probabilité beaucoup plus forte pour la première. Les résultats expérimentaux sont à l'appui [20]:

$$t_{1/2}(K_S^0) = 0.86 \times 10^{-10} \text{ s} \quad , \quad t_{1/2}(K_L^0) = 5.3 \times 10^{-8} \text{ s}$$

L'usage de ces états propres, lors de la modélisation de phénomènes physiques basés sur la décroissance particulière du kaon neutre, est pertinent dans le sens où ils sont associés à une quantité que l'on veut (pour l'instant) conservée, la parité CP . En effet, cette représentation d'une superposition d'états propres en particules physiques s'est avéré très utile dans des cas où aucune autre symétrie ne semblait être conservée. Elle a ainsi permis, à une certaine époque, de comprendre le phénomène controversé des oscillations kaoniques. Ironiquement, ce même phénomène conduisit plus tard à l'observation de la brisure de CP .

Typiquement, lors d'une expérience d'oscillation kaonique [21], une certaine quantité de kaons neutres est initialement produite par la réaction :



Ainsi, on peut décomposer le faisceau de kaons en états propres de l'opérateur (CP) :

$$|K^0\rangle(t = 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} [|K_L\rangle + |K_S\rangle].$$

Or, comme il a été montré précédemment, les deux états propres kaoniques n'ont pas la même durée de vie moyenne et après une certaine distance de propagation, le faisceau devient entièrement composé de kaons lents et du même coup composé de kaons et d'antikaons à amplitudes égales. Dans le cas où ces deux dernières particules ne réagissent pas de la même manière avec le milieu, une des deux décroîtra plus rapidement que l'autre et l'on se retrouvera ultimement encore dans une situation de composition à amplitude égale des états propres de (CP). C'est ce que l'on appelle la régénération kaonique.

Un phénomène d'oscillation plus fondamental concerne la masse des états propres kaonique [12]. Si $m_{L(S)}$ et $G_{L(S)}$ désignent la masse et la demi-vie du kaon de longue (courte) durée, on peut écrire la composition du faisceau kaonique au temps t :

$$K^0 \rightarrow \pi^{\mp} e^{\pm} \nu_e \quad , \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^{\pm} e^{\mp} \nu_e.$$

Ainsi, on peut montrer qu'une différence entre les masses des deux états propres entraîne un phénomène d'oscillation dans la population de kaons neutres K^0 , dont la fréquence est :

$$\omega = \frac{\Delta m}{2\pi}.$$

Chapitre 3

La violation de la symétrie CP

3.1 Introduction

La symétrie CP indique que les lois de la physique devraient être les mêmes si une particule est échangée avec son antiparticule tandis que ses coordonnées spatiales sont inversées. Cette violation est une propriété de certaines réactions entre particules élémentaires, ou processus à l'échelle nucléaire.

L'étude de la violation de CP demeure l'une des composantes fondamentales de la physique des particules. Cette violation est l'une des trois conditions nécessaires à la prépondérance de la matière par rapport à l'anti-matière dans l'univers, ainsi que l'avait énoncé Sakharov en 1967 [7]. Une bonne compréhension de ce phénomène nous aiderait ainsi à mieux comprendre la formation de l'univers. De plus, la violation de CP est prédite dans le cadre du Modèle Standard. Elle a été observée¹ pour la première fois en 1964 dans le système des mésons K [8].

3.2 Pourquoi étudier la violation de la symétrie CP ?

L'étude de la violation de CP joue un rôle important dans les tentatives de la cosmologie pour expliquer la dominance de la matière sur l'antimatière dans l'univers, et dans l'étude des interactions faibles en physique des particules.

Notre compréhension de l'évolution de l'univers postule l'existence d'une époque caractérisée par une très haute température, où la matière et l'antimatière coexistaient dans des proportions égales. Aujourd'hui, après l'annihilation des baryons avec les antibaryons, seul un milliardième des baryons subsiste encore. Expliquer cette asymétrie extraordinairement faible reste une des énigmes majeures de la physique des particules et de la

¹ James Cronin et Val Fitch ont reçu le prix Nobel de physique en 1980 pour leur découverte de la violation de CP dans les désintégrations des kaons neutres.

cosmologie. Un article fondateur de Andrei Sakharov paru en 1967 [1], énonçait trois conditions nécessaires pour expliquer cette asymétrie: la violation du nombre baryonique, la violation de C et CP et l'évolution de l'univers travers un état de non-équilibre thermodynamique [3].

Dans le cadre du module standard de la physique des particules, la violation de CP trouve son origine dans la brisure de la symétrie électrofaible par le champ de Higgs. Si les particules acquièrent leur masse par interaction avec ce champ, le mécanisme de brisure implique aussi des mélanges entre les différentes familles de quarks exprimés par les coefficients complexes de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [15]. Pour les trois familles de quarks, le modèle standard prédit que la violation de CP nécessite la présence d'une phase dans la matrice CKM. Cette matrice étant unitaire, ses éléments satisfont de nombreuses relations, dont la plus significative peut être représentée dans le plan complexe à l'aide d'un triangle dit *triangle d'unitarité*. Les mesures précises des paramètres de ce triangle font un des objectifs majeurs de la physique des particules expérimentale.

La violation de CP observé jusqu'à présent, n'est toutefois pas assez forte pour être à l'origine de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers [12]. Cela suggère l'existence de phénomènes de violation CP de façon bien plus significative que ceux que nous observons aujourd'hui. Il y a donc complémentarité entre les mesures de précision de la violation de CP et la physique à très haute énergie qui veut mettre en évidence de nouveaux phénomènes. Cela est d'autant plus vrai que les phénomènes de violation de CP sont très sensibles à toute nouvelle particule par leur contribution virtuelle à certains processus [13].

3.3 Les types de violation de CP

D'un point de vue phénoménologique, il est possible de mettre en évidence trois formes de violation de CP [4] Afin de les expliciter, nous considérons le processus physique pour lequel ces trois formes sont possibles : $K^0 - \bar{K}^0$. C'est dans ce système de particules que les violations de C , P , CP et T ont été mises en évidence expérimentalement pour la première fois.

3.3.1 La violation de CP dans les désintégrations

La violation CP est dite directe lorsque l'amplitude de désintégration d'une particule vers un état final est différente de l'amplitude de désintégration du CP conjugué. Pour quantifier la violation CP directe entre une particule B se désintégrant en l'état final f et pour son conjugué $CP(B)$ en \bar{f} , on mesure l'asymétrie suivante [3]:

$$A_{directe\ CP} = \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow f)}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow f)} = \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 - |A_f|^2}{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2 + |A_f|^2}$$

Il y a violation de symétrie CP de manière directe si cette asymétrie est non nulle. Cela se traduit par :

$$|A_f| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}|$$

Pour les mésons chargés, cette violation directe est l'unique manière de briser la symétrie CP . Pour les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, les taux de désintégrations sont dominées par le terme λ^2 . Par conséquent, la violation CP directe est fortement supprimée dans ce canal.

3.3.2 La violation de CP dans le mélange

Il y a violation CP dans le mélange lorsque les probabilités de désintégrations d'une particule en son antiparticule ne sont pas égales. On peut alors écrire l'asymétrie correspondante en utilisant les équations [3]:

$$\begin{aligned}
 A_{\text{indirecte CP}} &= \frac{\Gamma(B \rightarrow \bar{B}) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow B)}{\Gamma(B \rightarrow \bar{B}) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow B)} \\
 &= \frac{\left|\frac{p}{q}\right|^2 |\bar{g}(t)|^2 - \left|\frac{q}{p}\right|^2 |\bar{g}(t)|^2}{\left|\frac{p}{q}\right|^2 |\bar{g}(t)|^2 + \left|\frac{q}{p}\right|^2 |\bar{g}(t)|^2} \\
 &= \frac{1 - \left|\frac{q}{p}\right|^4}{1 + \left|\frac{q}{p}\right|^4}
 \end{aligned}$$

Il y a violation CP indirecte si $A_{\text{indirecte CP}} \neq 0$ soit : $|q/p| \neq 1$.

Pour les mésons B_s^0 , le Modèle Standard prédit $|q/p| = 1 + O(10^{-3})$ [3]. La violation CP indirecte est donc faible dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Le paramètre q/p ne sera pas mesuré individuellement dans ces désintégrations. Cependant, cette mesure est possible dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons B_s^0 .

3.3.3 La violation de CP dans les interférences entre les désintégrations avec et sans mélange

Les interférences entre la désintégration d'un méson après oscillation $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow f$ et la désintégration directe de ce méson $B \rightarrow f$ peuvent violer la symétrie CP. Cela se produit indépendamment de la conservation de la symétrie CP dans le mélange ou dans les désintégrations. L'état final doit être commun aux mésons B et \bar{B} donc : $f = \bar{f}$. En utilisant les équations de l'asymétrie on aura [3]:

$$\begin{aligned}
A_{interferences\ CP} &= \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow f)}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow f)} \\
&= \frac{-(1 - |\lambda_f|^2) \cos(\Delta m t) + 2 \operatorname{Im}(\lambda_f) \sin(\Delta m t)}{1 + |\lambda_f|^2 \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right) - 2 \operatorname{Re}(\lambda_f) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right)}
\end{aligned}$$

Ainsi dans le cas où il n'y a ni violation de symétrie CP directe, ni indirecte donc $|\lambda_f| = 1$. Il peut y avoir violation de CP dans les interférences si $\operatorname{Im}(\lambda_f) \neq 0$. Cette symétrie est la seule dépendante du temps. Du fait du même état final $J/\psi\phi$ pour les mésons B_s^0 et \bar{B}_s^0 , cette violation est possible pour la désintégration $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, comme nous le constatons dans la section suivante.

3.4 Efforts expérimentaux

3.4.1 L'expérience Babar : la violation de CP en beauté

Le principal but de l'expérience BABAR située à SLAC est d'étudier de façon systématique et complète la violation de CP dans le système des mésons B, en particulier par la mesure des angles α , β et γ et des côtés du triangle d'unitarité [8].

Démarrée en 1999, l'expérience à très vit atteint sa luminosité nominale, pour largement la dépasser le nombre de désintégrations 150 millions enregistrées par Babar a la fin 2003, est dix fois supérieur a celui disponible précédemment.

En 2001, la collaboration Babar mettait en évidence la violation de CP dans le mode $Be - J/Ke$ en mesurant le paramètre $\sin(2B)$ lié au triangle d'unitarité [8]. C'était la première observation de phénomènes violant CP en dehors des désintégrations des kaons et une belle confirmation des prédictions du modèle standard. En 2002, la précision fut

considérablement améliorée avec $\sin(2\beta) = 0,74 \pm 0,07$. Nous allons revenir sur les derniers résultats expérimentaux rapportés par LHCb en Octobre 2020 [23].

Empiriquement, pour évaluer la violation de CP on étudie les processus suivants [1]:

- $|A(B \rightarrow f)|^2 \neq |A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})|^2 \Rightarrow$ violation CP. Pour ceci, il faut qu'il y ait au moins 2 contributions aux amplitudes, avec une phase relative faible.
- \exists un mélange $B^0 - \bar{B}^0 \Rightarrow$ une particule "née" comme B deviendra dans le temps une combinaison de B^0 et \bar{B}^0 : $B^0(t)$.

Le $B^0(t)$ se désintègre comme B^0 ou \bar{B}^0 . Si on considère un état final auquel B^0 et \bar{B}^0 peuvent se désintégrer, le processus $B^0(t) \rightarrow f$ a deux voies: $B^0 \rightarrow f$ ou $\bar{B}^0 \rightarrow f$. On peut avoir interférence entre ces deux amplitudes, par suite on peut mesurer tous les angles du triangle unitaire dans des désintégrations des mésons B . De plus, on peut utiliser différents états finaux f :

- $\alpha: B_d^0(t) \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, \rho\rho, \text{etc.}$
- $\beta: B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_s, \phi K_s, \text{etc.}$
- $\gamma: B \rightarrow D, K, \text{etc.}$

2001: Première observation de la violation CP en dehors du système des mésons K : *Belle* et *BaBar* mesurent $\sin(2\beta)$ dans $B_d^0(t) \rightarrow J/\psi K_s$.

2020: (le 16 Octobre) Première observation de la violation dépendante du temps de CP dans la désintégration des mésons B_s^0 [23].

Dernières valeurs expérimentales des angles:

$$\alpha = (85.4_{-3.9}^{+4.0})^\circ, \beta = (21.38_{-0.77}^{+0.79})^\circ, \gamma = (68.7_{-5.1}^{+5.2})^\circ$$

Notons que: $\alpha + \beta + \gamma \simeq 180$.

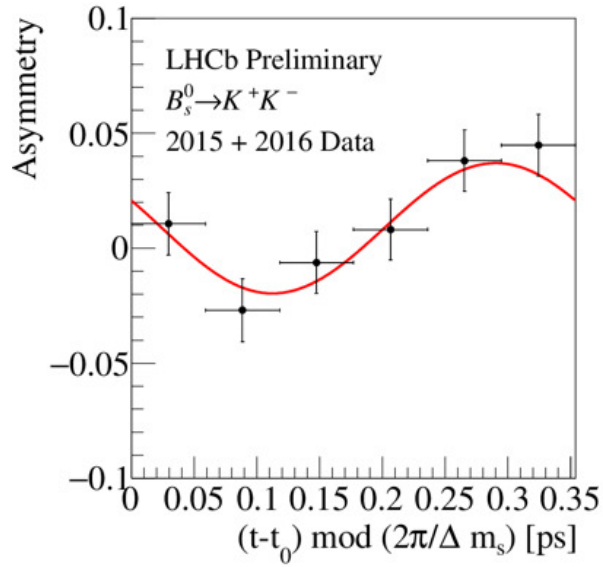


Fig. 3.1: Première observation de la violation dépendante du temps de CP [23]

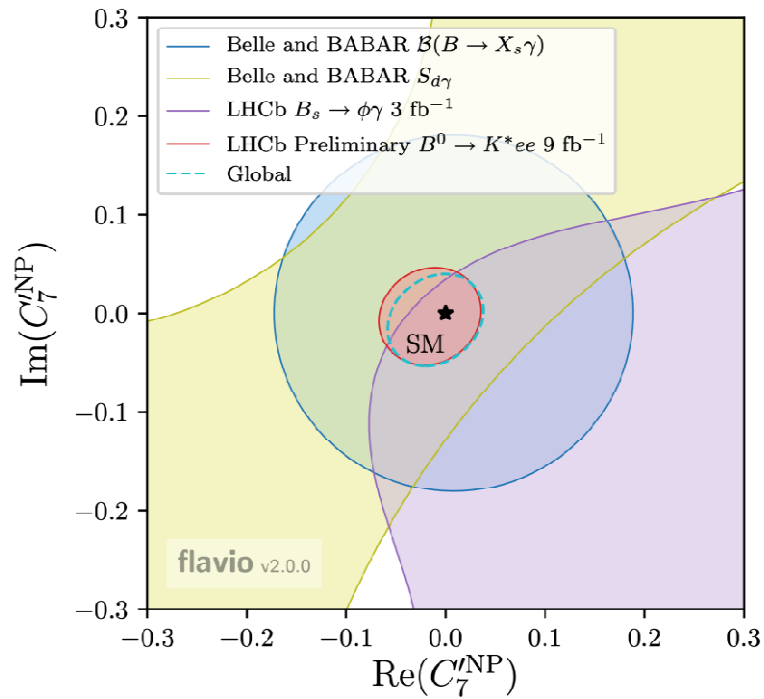


Fig. 3.2: Les prédictions du MS sont en accord avec les expériences [23].

La violation CP a maintenant été mesurée dans plusieurs désintégrations des mésons B, cependant, aucun désaccord avec les prédictions du modèle standard n'a été observé, voir la figure 3.2.

3.4.2 Le grand collisionneur des hadrons LHC

Le LHC ou grand collisionneur des hadrons est un anneau de 27km de circonférence, situé environ 100 m sous terre, sur le site du CERN à Genève.

Le LHC est constitué d'aimants supraconducteurs permettant à deux faisceaux de protons de circuler en sens inverse et de se croiser en 4 points. Il comporte 1232 aimants dipolaires supraconducteurs créant un champ magnétique de 8.3 Tesla, afin de courber la trajectoire des faisceaux. Ceux-ci sont focalisés par 392 aimants quadripolaires. L'accélération est assurée par 8 cavités radio-fréquence. La température de fonctionnement du LHC est de 1.9 K. Le LHC réalise des collisions proton-proton mais aussi des collisions entre ions plomb en 4 points, où sont installées les 4 grandes expériences: LHCb, ATLAS, CMS et ALICE [7].

Les détecteurs ATLAS [00] et CMS respectivement pour A Toroidal Lhc Apparatu S et Compact Muon Solenoid, sont des expériences généralistes. Leurs programmes de physique sont axés sur les recherches liées au boson de Higgs, des mesures relatives au quark top ainsi que la recherche de Nouvelle Physique [7].

Le détecteur ALICE, A Large Ion Collider Experiment, est dédié à l'étude de la physique des ions lourds et du plasma quarks gluons. Les collisions d'ions plomb sont essentielles à cette expérience. [7]

3.4.3 Le détecteur LHCb

L'expérience LHCb étudie la violation CP ainsi que les désintégrations rares dans le secteur de la beauté et du charme afin de mettre en évidence de la Nouvelle Physique dans des processus en boucle comme dans la mesure de la phase φ_s .

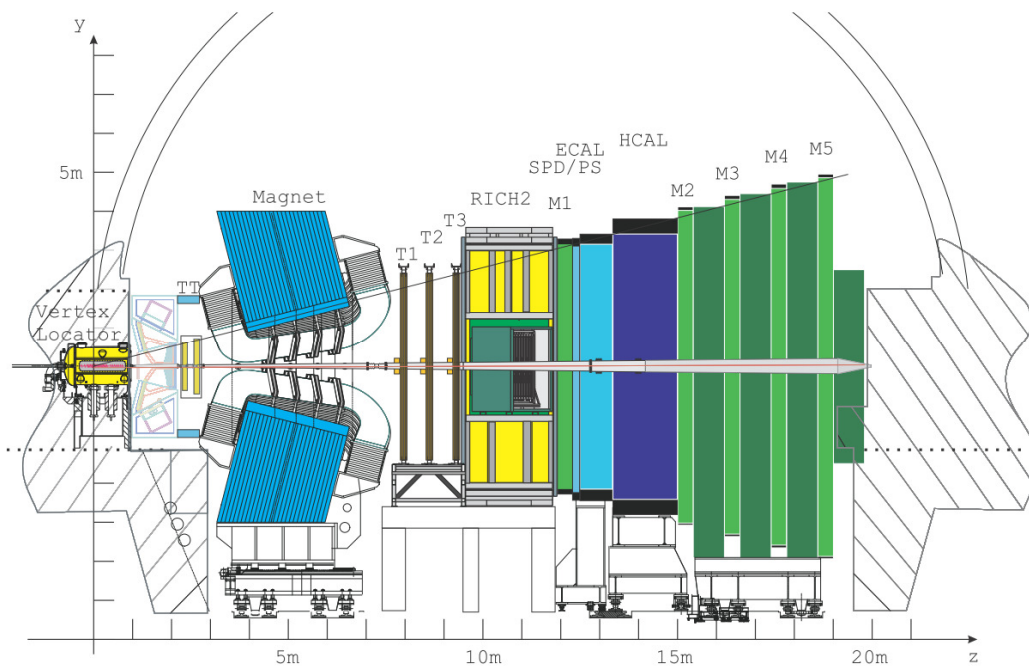


Fig. 3.3: Le détecteur LHCb [1].

Le LHCb a été conçu pour exploiter l'importante quantité des hadrons B produits par le grand collisionneur des hadrons. Sa géométrie ainsi que ses sous-détecteurs sont conçus afin de reconstruire au mieux ces désintégrations. Un schéma de LHCb est représenté sur la figure 3.2.

Dans la suite de cette section, nous décrivons quelques développements importants pour l'étude de la violation de CP dans LHCb [7].

2011/2012: les expériences CDF [TeVatron] et LHCb ont mesuré les asymétries directes violant CP de $D^0 \rightarrow K^+K^-$ et $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec

$$A_{dir\ CP}(f) \propto B(D^0 \rightarrow f) - B(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f}),$$

ainsi que leur différence. On définit

$$\Delta A_{dir\ CP} \equiv A_{dir\ CP}(K^+K^-) - A_{dir\ CP}(\pi^+\pi^-).$$

Mettant toutes les mesures ensemble, on trouve :

$$\Delta A_{dir\ CP} = (-0.67 \pm 0.18)\%,$$

ce qui est non-nul à 3.6σ . Une estimée naïve de $\Delta A_{dir\ CP}$ dans le MS est $O(10^{-4})$. La valeur mesurée est donc un ordre de grandeur plus grande. Cependant le LHCb a mis à jour sa mesure plus tard. Il trouve maintenant $\Delta A_{dir\ CP} = (-0.15 \pm 0.16)\%$, ce qui n'est plus en désaccord avec le MS [1].

2012: L'expérience LHCb au LHC a mesuré la phase du mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ dénoté par β_s , dans $B_s^0(t) \rightarrow J/\psi\phi$:

$$\beta_s = (-0.06 \pm 5.77 (stat) \pm 1.54 (syst))^\circ.$$

Ceci est consistant avec le MS, qui prédit $\beta_s \simeq 0$, mais les erreurs sont assez grandes qu'on ne peut pas exclure la nouvelle physique.

2013: les mesures de β_s par LHCb [1]:

$$\beta_s(B_s^0(t) \rightarrow J/\psi\phi) = (-2.0 \pm 2.6 (stat) \pm 0.3 (syst))^\circ,$$

$$\beta_s(B_s^0(t) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-) = (-0.3 \pm 2.0 (stat) \pm 0.3 (syst))^\circ.$$

2020: en 16 octobre la collaboration LHCb a publié un article donnant les dernières mises à jour de la mesure de l'angle γ lié à la matrice CKM:

$$\gamma = (68.7_{-5.1}^{+5.2})^\circ$$

Notons que dans ce même article la violation de CP dépendante du temps à été confirmé expérimentalement pour la première fois [23].

3.5 Conséquences physiques et perspectives

La violation de symétrie CP est au cœur de l'une des explications les plus probables à l'asymétrie baryonique. En effet, dans le modèle standard, les antiparticules sont une composante naturelle de la physique de l'univers et sont tout à fait équivalentes aux particules. Toutefois, la quasi-totalité des particules que l'on observe dans notre univers local ne sont pas des antiparticules. Ce problème est fondamental et suscite l'attention d'une communauté importante de physiciens et d'astrophysiciens à travers la planète. Hormis la possibilité que l'univers soit simplement hétérogène quant à la composition relative particules/antiparticules, une explication possible est basée sur la violation de symétrie CP que l'on observe indirectement dans le cas du passage du kaon neutre vers l'antikaon neutre. Rappelons-nous que cette violation surgissait du fait que les probabilités de passage d'un état à l'autre n'étaient pas égales. Il a été proposé que ce résultat soit transposé dans un scénario possible de la baryogénèse, où une différence de probabilité infime existe entre le passage d'une particule vers son antiparticule et l'inverse, entraînant une quantité initiale très légèrement débalancée en faveur des particules. Ce déséquilibre aurait par la suite engendré une cascade d'annihilations pour ultimement se stabiliser autour d'un état ressemblant à l'univers actuel en termes de composition baryonique. Par contre, cette hypothèse implique que l'on doit modifier le modèle standard afin de refléter ces asymétries particules/antiparticules.

La raison pour laquelle cette violation ne s'étend pas aux interactions fortes et son observation est limitée à un sous-ensemble très restreint de particules (les mésons neutres K , B et D , pseudoscalaires sous l'opération (CP) demeure une question ouverte en physique et anime beaucoup de ses chercheurs les plus prolifiques. En effet, en plus de pouvoir expliquer la violation de symétrie dans la formulation standard des interactions faibles,

la théorie de la chromodynamique quantique prévoit également une probabilité non nulle de violation de symétrie dans le régime des interactions fortes. Or, ceci n'a pas été observé jusqu'à maintenant et ce fait constitue un problème toujours non résolu en physique.

Quelques théories récentes ont le mérite de pouvoir expliquer ce phénomène, dans une certaine mesure. Entre autres, la théorie de Peccei-Quinn le fait à l'aide de l'introduction de nouvelles particules scalaires, appelées axions [10, 11]. Cette particule supposée stable, neutre et de très faible masse pourrait intervenir entre autres dans la solution au problème de la brisure de symétrie CP par interactions fortes, ainsi que dans celui de la constitution de la matière noire. Une démarche plus radicale, comportant l'introduction d'une nouvelle dimension temporelle, a été aussi proposée.

Du côté expérimental, la collaboration BaBar a considérablement augmenté son lot de données, de quoi tester le modèle standard avec une précision inégalée, et aussi infirmer ou confirmer certaines des anomalies observées. La collaboration BaBar ainsi que l'expérience concurrente Belle à KEK (en Japon) étudient en outre la possibilité d'une super-usine à de B de très haute intensité pour la prochaine décennie. Les expériences du LHC apporteront aussi leur contribution, notamment LHCb mais aussi Atlas et CMS. L'étude de la violation de CP et de la matrice des mélanges dans le domaine des neutrinos représente une autre voie à explorer.

Dans les prochaines années, plusieurs d'enveloppements sont prévus dans ce domaine.

Conclusion générale

Pour conclure, les symétries discrètes jouent un rôle central dans les théories modernes de la physique des hautes énergies, puisqu'elles nous permettent d'établir des quantités et des états que l'on prévoit conservés et nous permettent d'ériger une structure des interactions en leur imposant des contraintes solides et compréhensibles. L'importance des symétries combinées est d'autant plus évidente qu'elles révèlent des relations entre les différentes propriétés d'un système. Par exemple, une brisure de la symétrie *CP* implique que la conjugaison de charge combinée avec la transformation paritaire n'est pas suffisante pour caractériser l'invariance géométrique d'un système, le renversement du temps doit y être ajouté.

Bien que ce ne soit pas une symétrie valide, la symétrie *CP* comporte des conséquences importantes sur la physique moderne, dont le fait qu'elle puisse constituer une explication possible de l'asymétrie baryonique de l'univers. La symétrie *CPT*, quant à elle, est plus fondamentale. Elle est intimement liée à l'invariance de Lorentz d'un système et reflète ainsi son universalité. Dans ce contexte, il peut être utile, pour mieux décrire l'aspect central des symétries discrètes, de formuler ces propriétés dans un formalisme issu de la théorie quantique des champs, lequel rend explicite chaque relation de symétrie au sein même de la définition des champs des particules élémentaires.

Même si le Big Bang a produit des quantités égales de matière et d'antimatière, actuellement nous n'observons que très peu d'antimatière dans l'univers. Lors de l'évolution de l'univers, il a dû y avoir de la violation *CP* favorisant la production de matière par rapport à l'antimatière.

La question de l'origine de cette violation CP est un des problèmes les plus fondamentaux en physique.

La violation CP a été mesurée à basses énergies dans des processus impliquant les K , B_d^0 ou B^\pm . Toutes les mesures sont consistantes avec les prédictions du Modèle Standard. Mais le MS ne peut pas expliquer la violation CP tôt dans la vie de l'univers; il doit y avoir de la physique violant CP au-delà du MS.

Il y a plusieurs possibilités où chercher cette nouvelle physique – dans des processus impliquant les B_s^0 , les mésons D , le quark t et/ou les neutrinos. Ceci est un des buts de plusieurs expériences en physique des particules, actuelles et futures.

Bibliographie

- [1] É. Conté, Recherche de la violation des symétries CP et T dans les réactions $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda^0 +$ un méson vecteur, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal – Clermont Ferrand II, 2007. Lien: [<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00261494>].
- [2] E. Noether, Invariant variation problems, Nachr. Ges.Wiss. Göttingen Math-physik (1918), pages 235–257.
- [3] M. Legendre, Etude de la violation de la symétrie CP dans les désintégrations $B^0 \rightarrow D^* \pi$ partiellement reconstruites avec le détecteur BABAR, Thèse de Doctorat, Université Denis Diderot, 2005. Lien: [<https://cds.cern.ch/record/965828/files/ce-002631950.pdf>]
- [4] L. Estève, Etude de la violation de symétrie CP à l'aide du canal de désintégration $B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$ dans l'expérience BABAR, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Lien: [<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00444148>].
- [5] J. Sivardière, *Symétrie et propriétés physiques*, EDP Sciences, 2004.
- [6] T. Ekelöf, Pourquoi poursuivons-nous de la recherche en physique des hautes énergies?, Notes de Cours au Collège de France. Lien: [www.college-de-france.fr/media/gabriele-veneziano]
- [7] B. Mansoulie, Le LHC, grand collisionneur des hadrons, Reflets phys. N°14 (2009) 5-9, Expérience Atlas. Lien: [<https://doi.org/10.1051/refdp/2009012>].
- [8] M. Zito, Etude de la violation de la symétrie CP dans l'expérience BaBar, Mémoire d'Habilitation, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI). Lien: [irfu.cea.fr/Phoceafile/Archives/dapnia-04-165]

- [9] É. Mauric , Mesure de la violation de CP dans les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ auprès du détecteur LHCb, Thèse de Doctorat, Aix-Marseille Université, 2012. Lien: [<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00742181>].
- [10] L. Marleau, *Introduction à la physique des particules*, 2009, U. Laval, p 276.
- [11] B. Martin & P. Shaw, *Particle Physics*, Wiley, 2008, p 460.
- [12] M. Sozzi, *Discrete symmetries and CP violation*, Oxford U. Press, 2008, p 550.
- [13] W. M. Gibson & B.R. Pollard, *Symmetry principles in elementary particle physics*, Cambridge U. Press, 1976, p 378.
- [14] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*, Wiley, 1987, p 392.
- [15] F. Halzen & A. D. Martin, *Quarks and leptons: Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, 1984, p 396.
- [16] O. Laporte, The structure of iron spectrum, *Zeit. Physik* **23**, 135.
- [17] T.D. Lee & C.N. Yang, Question of parity conservation in weak interactions, *Phys. Rev.* **104**, 254.
- [18] C.S. Wu et al, Experimental test of parity conservation in beta decay, *Phys. Rev.* **105**, 1413.
- [19] T.D. Lee & R. Oehme & C.N. Yang, Remarks on possible non-invariance under time reversal and charge conjugation, *Phys. Rev.* **106**, 340.
- [20] O. Greenberg, CPT violation implies violation of Lorentz invariance, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 231602.
- [21] A. Angelopoulos et al, First direct observation of time-reversal non-invariance in the neutral-kaon system, *Phys. Lett. B.* **444**, 43.

[22] J. Schwinger, The theory of quantized fields, Phys. Rev. D. **82**, 914.

[23] LHCb collaboration, Measurement of the CKM angle γ in $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ and $B^\pm \rightarrow D\pi^\pm$ decays with $D \rightarrow K_s^0 h^+ h^-$, arXiv:2010.08483v1[hep-ex] 16 Oct 2020.