



P, C, T nombre baryonique et nombres leptoniques

P. Depommier

► To cite this version:

P. Depommier. P, C, T nombre baryonique et nombres leptoniques. École thématique. Ecole Joliot Curie "Symétries et physique nucléaire", Maubuisson, (France), du 15-19 septembre 1986: 5ème session, 1986. cel-00644022

HAL Id: cel-00644022

<https://cel.hal.science/cel-00644022>

Submitted on 23 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

P, C, T, NOMBRE BARYONIQUE ET NOMBRES LEPTONIQUES

P. DEPOMMIER

Université de Montréal

Bibliographie générale

- 1 "Mécanique quantique", A. Messiah, Dunod, Paris, 1964. Chapitre XV (Invariance et théorèmes de conservation, renversement du temps); chapitre XX (L'équation de Dirac).
- 2 "Les interactions faibles: une introduction", J. Leite Lopes, cours donné à l'École d'été de Physique des Particules Élémentaires, Gif-sur-Yvette, septembre 1974, IN2P3.
- 3 "Physique Subatomique: Noyaux et Particules", L. Valentin, Hermann.
- 4 "Nuclei and Particles", E. Segré, W.A. Benjamin, New York, 1964.
- 5 "Quarks and Leptons", F. Halzen and A.D. Martin, Wiley and Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore.
- 6 "Gauge Theory of Elementary Particle Physics", Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, Clarendon Press, Oxford, 1984.
- 7 "Weak Interactions and Modern Particle Theory", H. Georgi, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., Advanced Book Program, Menlo Park, California.
- 8 "Introduction to High Energy Physics", D.H. Perkins, Third Edition, Addison-Wesley Publishing Company, 1986.
- 9 "Elementary Particles", I.S. Hughes, Second Edition, Cambridge University Press, Cambridge.
- 10 "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", K. Siegbahn, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. Chapitre XXIV, C.S. Wu et al., "The Experimental Determination of the β -Interaction)".
- 11 "Beta Decay", C.S. Wu and S.A. Moskowsky, Interscience Publishers, Wiley and Sons, New York, London, Sidney, 1966.
- 12 "The Theory of Beta Radioactivity", E.J. Konopinski, Clarendon Press, Oxford, 1966.
- 13 "Weak Interactions and Nuclear Beta Decay", H. Schopper, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1966.
- 14 "Intersections Between Particle and Nuclear Physics (Steamboat Springs, 1984)", AIP Conference Proceedings Number 123, Edited by R.E. Mischke, American Institute of Physics, 1984.
- 15 "Weak Interactions in Nuclei", P.G. Bizzeti, Rivista del Nuovo Cimento, 6 1 1983.

1 Introduction

1.1 Présentation du cours: esprit, méthodes, limites.

Nous allons passer quatre heures ensemble, ce qui est très peu pour un sujet aussi vaste que les symétries P (parité), C (conjugaison particule-antiparticule), T (renversement du temps), B (nombre baryonique), L (nombre leptonique) et L_i ($i = 1,3$) (nombres leptoniques partiels). C'est probablement suffisant pour vous donner l'envie d'en savoir davantage sur le sujet. À cet effet, vous trouverez une abondante bibliographie facilement accessible. Et, qui sait, peut-être quelques uns d'entre vous souhaiteront se joindre à une expérience en vue de faire avancer nos connaissances dans le domaine!

Je n'aurai pas le temps d'établir des formules et de démontrer des théorèmes. J'essaierai plutôt de vous faire saisir la physique qui est contenue dans ces formules et ces théorèmes. Je ne pourrai pas non plus entrer dans les détails des expériences. Je me limiterai à décrire les principes qui sont à la base des méthodes expérimentales. Encore ici, la bibliographie vous invitera à faire le reste du chemin.

Je décrirai brièvement plusieurs expériences historiques, mais j'insisterai plus particulièrement sur quelques développements récents.

Pour mettre ensemble les différents sujets et faire apparaître des liens entre eux il faudra que je me situe dans un contexte théorique. J'ai choisi de me placer dans le cadre du *modèle standard*, qui englobe la *chromodynamique quantique* et la *théorie électrofaible* de Glashow, Salam et Weinberg. Ce modèle décrit assez correctement l'ensemble des phénomènes observés en physique atomique, en physique nucléaire et en physique des particules. J'expliquerai cependant pourquoi l'on est conduit, par des arguments théoriques, à aller au-delà du modèle standard, et je donnerai quelques exemples, en insistant sur les conséquences expérimentales. Je laisserai délibérément de côté la gravitation, considérant que ce sujet déborde des limites raisonnables du cours.

Ce cours va nous conduire au-delà des frontières de la physique nucléaire. En effet, le domaine des symétries ne respecte pas les distinctions traditionnelles entre disciplines. De plus, dans la science contemporaine, la physique atomique, la physique nucléaire, la physique des particules et même l'astrophysique sont extrêmement dépendantes les unes des autres. On pourrait aussi ajouter la physique du solide à cette liste, puisque certains concepts théoriques utilisés en physique des particules s'y retrouvent aussi (un exemple est la brisure spontanée de

symétrie). On ne peut plus se permettre d'ignorer ce qui se passe dans des domaines voisins. Et si, pour des raisons d'efficacité, une certaine spécialisation est nécessaire, il faut cependant avoir l'esprit ouvert si l'on veut vraiment comprendre ce que l'on fait.

Un mot encore en ce qui concerne la bibliographie. Comme il s'agit d'un cours et non d'un article de synthèse je ne me suis pas senti obligé de citer tous les articles originaux. J'ai plutôt essayé de fournir du matériel facilement assimilable. De toute façon, les articles que je cite contiennent toutes les références nécessaires.

1.2 L'importance des principes de symétrie, des lois de conservation et des règles de sélection associées.

Il est probablement inutile d'insister lourdement sur l'importance des questions de symétrie dans la physique. Vous avez déjà entendu parler de la relation qui existe entre principes de symétrie et lois de conservation (par exemple invariance par translation et conservation de l'impulsion, invariance par rotation et conservation du moment angulaire) et vous savez que la solution d'un problème de physique est grandement facilitée par la connaissance des constantes de mouvement. Il est important de savoir ce qui est conservé en physique (rigoureusement ou approximativement). Et si une violation de symétrie est observée, il est important de comprendre son origine (par exemple, comprendre la prépondérance de la matière sur l'antimatière dans notre univers). D'autre part, les lois de conservation dictent des règles de sélection qui font que certains processus ne se produisent pas, ou sont fortement inhibés. En physique atomique et en physique nucléaire on connaît l'importance des règles de sélection sur les transitions électromagnétiques, qui sont vérifiées à un très haut degré de précision. Depuis le début du siècle nous avons assisté à une intervention grandissante de la théorie des groupes en physique. Aujourd'hui, les groupes jouent un rôle de premier plan dans la poursuite de l'unification des diverses interactions de la nature.

La physique nucléaire a joué un rôle important dans le développement de nos connaissances sur les interactions fondamentales et sur les principes de symétrie. Par exemple, la radioactivité β nucléaire a largement contribué à l'établissement de la théorie V-A des interactions faibles. C'est parce que le noyau atomique nous fournit une grande variété de transitions, avec un grand choix de nombres quantiques différents. Pour des raisons pratiques, certains processus fondamentaux, comme l'instabilité du nucléon, doivent être étudiés dans des noyaux. D'autres, comme la double désintégration β , ne se produisent que dans des noyaux. Tous ces phénomènes demandent, pour leur interprétation, une bonne compréhension de la structure nucléaire.

2 Définitions et généralités

2.1 Les opérations P (parité), C (conjugaison particule-antiparticule) et T (renversement du temps)¹.

2.1.1 La parité.

L'opération *parité* consiste à renverser les signes des trois coordonnées d'espace, sans modifier le sens du temps :

$$x' = -x \quad y' = -y \quad z' = -z \quad t' = t$$

Deux points de vue peuvent être considérés : on renverse les axes de coordonnées sans toucher au système physique, ou l'on opère la symétrie sur le système sans toucher aux axes. Il est évident que ces deux points de vue, bien que différents, sont physiquement équivalents. D'autre part, une symétrie par rapport à un point (par exemple l'origine O des axes de coordonnées) peut être considérée comme le produit d'une symétrie par rapport à un plan (par exemple xOy) et d'une rotation de 180° (autour de Oz). Si l'on postule l'invariance par rotation, une rotation a un caractère trivial et l'on peut aussi définir la parité comme une symétrie par rapport à un plan. Le système physique est alors transformé par parité en son image par rapport à un miroir. Ce point de vue sera fréquemment utilisé par la suite.

Certains objets ne sont pas superposables à leur image dans un miroir (par exemple une main droite et une main gauche). On introduit la notion de *chiralité* pour quantifier le caractère *droit* ou *gauche*. Cette grandeur a pour valeurs propres +1 et -1, l'association de ces deux valeurs avec la droite et la gauche étant purement conventionnelle (Fig. 1). La chiralité est importante en chimie, puisque certaines molécules ne sont pas invariantes sous l'opération parité. Leur cristallisation donne lieu à des structures asymétriques. On sait que Louis Pasteur a été le premier à effectuer une séparation entre cristaux *droits* et *gauches*. Ces deux espèces de cristaux, mis en solution, ont une action différente sur la lumière polarisée, les uns faisant tourner le plan de polarisation vers la droite, les autres vers la gauche. Nous aurons l'occasion de voir que cette technique de rotation du plan de polarisation est encore utilisée actuellement en physique des particules.

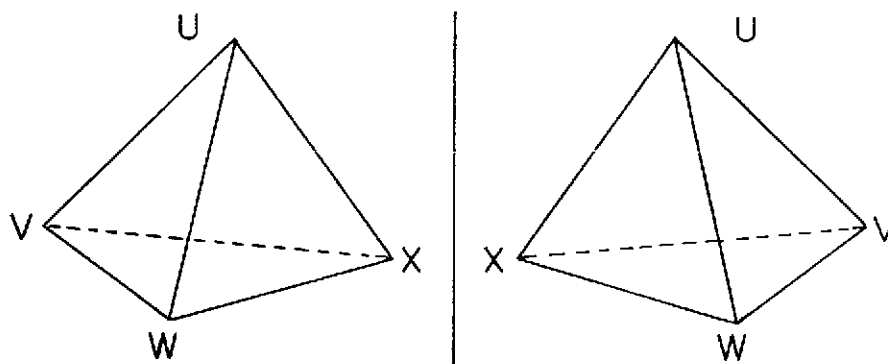


Figure 1: Un tétraèdre droit a pour image dans un miroir un tétraèdre gauche, qui ne lui est pas superposable. Les chiralités de ces deux objets sont de signes opposés.

Il convient ici de noter la transformation des différentes grandeurs physiques sous l'opération parité. Dans la symétrie par rapport à un point, on a les transformations suivantes pour la position, le temps, la vitesse, la quantité de mouvement, l'énergie :

$$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r} \quad t \rightarrow t \quad \mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v} \quad \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p} \quad E \rightarrow E$$

Les moments angulaires (orbital, spin, total) se comportent de la façon suivante :

$$\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L} \quad \mathbf{S} \rightarrow \mathbf{S} \quad \mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}$$

En considérant que la charge électrique est un scalaire on obtient pour le champ électromagnétique :

$$\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E} \quad \mathbf{H} \rightarrow \mathbf{H}$$

On voit donc que le champ électrique et le champ magnétique se comportent de façon différente (Fig. 2).

A partir des divers vecteurs, on peut former des *scalaires* (invariants sous l'opération parité), et des *pseudoscalaires* (qui changent de signe sous l'opération parité). Particulièrement importants pour la suite sont les pseudoscalaires :

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{p} \quad \mathbf{S} \cdot \mathbf{p} \quad \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}$$

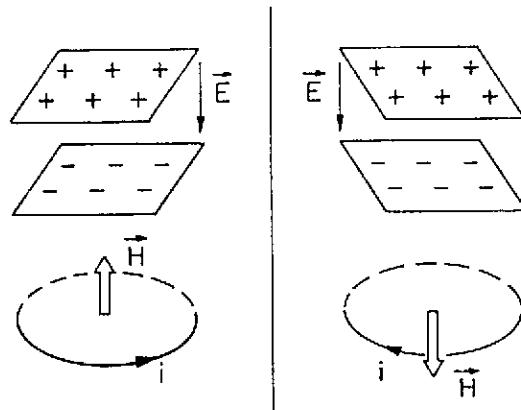


Figure 2: Le champ électrique et le champ magnétique ont des comportements différents sous l'opération parité, définie ici comme la symétrie par rapport à un plan. Le champ électrique est un vecteur polaire et le champ magnétique un vecteur axial.

En mécanique quantique, on apprend qu'à un moment orbital l est associée une parité $(-)^l$. En physique des particules, on introduit aussi la notion de *parité intrinsèque*. Il s'agit d'un attribut (+1 ou -1) attaché à toute particule. La définition de la parité intrinsèque comporte un certain arbitraire. On choisit conventionnellement une parité positive pour le proton. Il est impossible de déterminer expérimentalement la parité relative neutron-proton, étant donné que le seul processus qui permettrait de le faire (la désintégration β) ne conserve pas la parité. Il en est de même pour l'hypéron Λ^0 . Mais dès que l'on considère les baryons (nucléons, hyperons, etc...) comme composites et formés de quarks, la parité intrinsèque doit être la même pour tous les membres d'un même multiplet (par exemple l'octet de baryons de SU(3)). Il est parfois possible de déterminer expérimentalement un rapport de parités intrinsèques. C'est le cas des hyperons Σ^0 et Λ^0 car le Σ^0 se désintègre vers le Λ^0 par interaction électromagnétique (qui conserve la parité):

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma \quad \text{et} \quad \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 e^+ e^-$$

La multipolarité (électrique ou magnétique) est mesurable expérimentalement à partir de la distribution angulaire des paires e^+e^- . Le résultat expérimental est que ces deux particules, Λ^0 et Σ^0 , ont la même parité, en accord avec la prédiction de SU(3). Quant à la parité intrinsèque du pion, elle peut être définie sans ambiguïté, et elle est négative. Cela découle de l'existence de la réaction de capture des pions négatifs par le deutérium:

$$\pi^- D \rightarrow n n$$

avec une grande section efficace pour des pions au repos. Les pions sont capturés dans l'état S ($l = 0$). Le pion ayant un spin 0, le moment angulaire total est $J = 1$. Dans l'état final il y a deux fermions identiques et leur fonction d'onde est antisymétrique. La fonction d'isospin est symétrique ($T = 1$). Il faut donc que $L+S$ soit pair et que $|L - S| \leq 1 \leq L + S$, ce qui donne $L = S = 1$. La parité finale est donc négative, indépendamment de la parité intrinsèque du neutron. Comme il s'agit d'une interaction forte, qui conserve la parité, on arrive à la conclusion que la parité du pion (relativement au deuton) est négative. Comme le pion positif est l'antiparticule du pion négatif, sa parité doit aussi être négative. Quant à la parité intrinsèque du pion neutre, elle peut être déterminée expérimentalement par des mesures de polarisation sur ses deux photons de désintégration. On peut montrer que, si l'on détecte les deux photons en coïncidence dans des polarimètres, on observera des polarisations linéaires parallèles si la parité du π^0 est positive, et des polarisations linéaires perpendiculaires si la parité est négative. L'expérience tranche en faveur d'une parité négative. Le méson π (dans ses trois états de charge, ou encore d'isospin) est donc une particule *pseudoscalaire*. Il en est de même des mésons K (K^+ , K^0), de leurs antiparticules (K^- , $\bar{K}^0$) et du méson η , qui appartiennent tous au même octet de SU(3). Les mésons ρ (triplet d'isospin), les K^* et leurs antiparticules, les mésons ω et ϕ , qui appartiennent à un nonet de SU(3), sont des mésons *pseudovectoriels* (de spin 1 et de parité négative).

Exercice: Démontrer que si les deux photons de désintégration du π^0 sont polarisés linéairement dans des directions perpendiculaires la parité intrinsèque du π^0 est négative.

Exercice: Pendant très longtemps, la réaction d'échange de charge

$$\pi^- d \rightarrow \pi^0 n n$$

avec des pions négatifs au repos, n'avait pas été observée, à cause de sa faible section efficace. Montrer que cette réaction est en effet fortement interdite, ce qui est le cas si le π^- et le π^0 ont la même parité et si la capture se fait dans l'état S.

2.1.2 La conjugaison particule-antiparticule.

Lorsque Dirac établit son équation d'onde relativiste pour l'électron, il mit en évidence l'existence de solutions à énergie positive et à énergie négative. Il a fallu un certain temps, et la découverte du positron, avant de donner une interprétation correcte à ces deux types de solutions. On introduisit alors l'opération *conjugaison de charge*, qui transforme un électron en un positron. Partant d'un spineur ψ qui décrit un électron:

$$[\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu) + m]\psi = 0$$

on peut construire un spineur $C\psi^*$ qui représente un positron (soumis au même champ électromagnétique):

$$[\gamma^\mu(\partial_\mu + ieA_\mu) + m]C\psi^* = 0$$

où C est une matrice 4×4 .

Plus tard, on a été amené à considérer d'autres attributs pour les particules: l'étrangeté, le charme, la beauté, le nombre baryonique, les nombres leptoniques, etc... L'opération de conjugaison particule-antiparticule consiste à changer le signe de toutes ces "charges".

Un état peut-il être un état propre de l'opérateur C ? Evidemment, une particule qui est un état propre de C est sa propre antiparticule. Une telle particule doit être dépourvue de toute "charge", et en particulier elle doit être électriquement neutre. Un coup d'oeil à la table des propriétés des particules nous montre que plusieurs mésons neutres sont des états propres de C . Par exemple, le méson π^0 est un état propre de C avec la valeur propre $+1$. Sa désintégration en deux photons est permise, car le photon a une valeur propre de C égale à -1 . Par contre, la désintégration du π^0 en trois photons (plus généralement en un nombre impair de photons) est interdite par la conservation de C . On a essayé d'observer la désintégration du π^0 en trois photons, sans succès. On a pu établir une limite supérieure² sur le rapport d'embranchement de la désintégration $\pi^0 \rightarrow 3 \gamma$ ($\leq 3.8 \times 10^{-7}$).

Certains systèmes de particules peuvent aussi être des états propres de C . C'est le cas du positronium³, un état lié d'un électron et d'un positron. On sait qu'il existe deux formes de positronium (ortho et para) qui se distinguent par leur mode de désintégration (en trois ou deux photons). Ces deux variétés correspondent à des valeurs propres différentes (-1 et $+1$) de C .

En général, les fermions possèdent une ou plusieurs "charges" (électrique, baryonique, leptonique, etc...) et ne peuvent donc pas être des états propres de C . Le neutrino occupe cependant une position particulière. Ce pourrait être une particule *absolument neutre* (aucune charge de quelque type que ce soit). Majorana⁴ fut le premier à envisager cette possibilité.

Nous verrons que, encore aujourd'hui, cette idée est encore bien vivante, elle a en fait retrouvé une nouvelle jeunesse avec l'avènement des théories de jauge unificatrices.

2.1.3 Le renversement du temps.

Classiquement, cette opération consiste à renverser le sens du temps ($t \rightarrow -t$). Les équations de la mécanique classique sont invariantes sous une telle opération. Par exemple, la trajectoire d'une planète peut-être décrite aussi bien dans un sens que dans l'autre, c'est une question de conditions initiales.

Exercice: Montrer que les équations de Maxwell sont invariantes sous les opérations P et T.

En mécanique quantique, le renversement du temps est associé à une transformation *antunitaire*, ce qui lui donne un caractère spécial⁵. En particulier, on ne peut pas associer à l'invariance par renversement du temps une grandeur conservée comme c'est le cas pour les autres invariances (par exemple la parité). L'invariance par renversement du temps a quand même des conséquences expérimentalement vérifiables, comme nous le verrons.

Il faut noter ici que les systèmes macroscopiques sont soumis à une évolution irréversible dans le temps. C'est parce que les systèmes complexes évoluent toujours vers des états de plus grande probabilité. Mais ceci ne met pas en cause l'invariance par renversement du temps des phénomènes microscopiques sous-jacents.

Les différentes grandeurs physiques se transforment dans le renversement du temps de la manière suivante:

$$r \rightarrow r \quad t \rightarrow -t \quad v \rightarrow -v \quad p \rightarrow -p \quad E \rightarrow E \quad L \rightarrow -L \quad S \rightarrow -S \quad J \rightarrow -J$$

et les grandeurs électromagnétiques:

$$E \rightarrow E \quad H \rightarrow -H$$

On peut former des quantités dites "paires" ou "impaires" dans l'opération T suivant qu'elles sont invariantes ou changent de signe. Des quantités "impaires" importantes pour la suite sont:

$$(p_1 \times p_2) \cdot p_3 \quad (J \times p_1) \cdot p_2 \quad E \cdot H$$

2.2 Le théorème PCT.

Les opérations P, C et T sont reliées entre elles par un important théorème : moyennant des hypothèses très générales comme l'invariance de Lorentz et le caractère local, une théorie quantique des champs est invariante sous le produit (dans un ordre quelconque) des trois opérations P, C et T. Pour une discussion des conditions précises de validité du théorème PCT, voir Streater and Wightman⁶. L'invariance PCT est l'un des piliers de la physique actuelle, et il serait extrêmement déplaisant de devoir la remettre en question. On fait un acte de foi, car les vérifications expérimentales de l'invariance PCT sont loin d'être aussi précises que les meilleurs résultats expérimentaux connus. Il y a plusieurs conséquences expérimentales aisément vérifiables : l'égalité des masses, vies moyennes et moments électromagnétiques des particules et de leurs antiparticules. Il suffit de consulter les tables⁷ pour se convaincre du degré de précision atteint. On voit aussi qu'il serait intéressant de pouvoir comparer les masses du proton et de l'antiproton. Des expériences ont été proposées à LEAR (Low Energy Antiproton Ring) au CERN⁸ pour comparer les masses inertielles du proton et de l'antiproton et aussi pour mesurer la masse gravitationnelle de l'antiproton.

En ce qui concerne l'électron et le positron les vérifications sont assez précises, par exemple pour les masses :

$$\frac{|m^+ - m^-|}{m^-} = (0 \pm 1.3) \times 10^{-7}$$

mais surtout en ce qui concerne l'anomalie du moment magnétique⁹ $a = (g - 2)/2$:

$$a_e^{\text{exp}} = 1\,159\,652\,200\,(40) \times 10^{-12}$$

$$a_e^{\text{th}} = 1\,159\,652\,222\,(50) \times 10^{-12}$$

ce qui donne¹⁰ :

$$\frac{g_{e^+} - g_{e^-}}{g_{e^-}} = (22 \pm 64) \times 10^{-12}$$

Exercice : En utilisant les tables, comparer les masses et les vies moyennes des particules et de leurs antiparticules.

2.3 Le nombre baryonique et les nombres leptoniques (nombre leptonique total, nombres leptoniques partiels). Leur raison d'être.

2.3.1 Le nombre baryonique.

Le nombre baryonique a été introduit pour "expliquer" le fait que notre univers existe. Si le proton pouvait se désintégrer (par exemple en positron et photon), ou si les atomes d'hydrogène pouvaient s'annihiler, nous ne serions pas là pour en discuter. Pour interdire la désintégration du proton (ou plus généralement des baryons), on définit un nombre baryonique de la manière suivante :

$$B = +1 \text{ pour un baryon} \quad B = -1 \text{ pour un antibaryon} \quad B = 0 \text{ pour toute autre particule}$$

et on postule une règle de conservation *additive* pour le nombre baryonique total d'un système de particules. Ceci n'est pas une véritable "explication", tout au plus une règle commode pour interdire des processus qui ne sont pas observés.

Dans un langage plus moderne on définit le nombre baryonique à partir des quarks :

$$B = 1/3 \text{ pour un quark} \quad B = -1/3 \text{ pour un antiquark} \quad B = 0 \text{ pour toute autre particule}$$

et les nombres baryoniques des hadrons (formés à partir des quarks et des antiquarks) s'obtiennent par additivité.

2.3.2 Les nombres leptoniques.

Dans le cas des leptons, la situation est plus arbitraire, à cause des neutrinos. La distinction entre neutrino et antineutrino est encore une question ouverte, sur laquelle nous reviendrons. On peut toutefois introduire un nombre leptonique de la manière suivante :

$$L = +1 \text{ pour un lepton} \quad L = -1 \text{ pour un antilepton} \quad L = 0 \text{ pour toute autre particule}$$

et postuler une règle de conservation *additive* pour le nombre leptonique total d'un système de particules. Ainsi une désintégration β nucléaire sera représentée par :

$$(n) \rightarrow (p) e^- \bar{\nu}_e$$

où (n) et (p) peuvent être libres ou appartenir à des noyaux. La particule neutre émise est, par

définition, un antineutrino. On verra que ce point de vue peut être remis en question.

Avec la découverte du muon, on a ouvert une deuxième famille de leptons. Puis on a montré que le neutrino associé au muon est différent du neutrino associé à l'électron. Ceci a conduit à définir deux nombres leptoniques différents, un "électronique" et un "muonique". Et avec la découverte du lepton τ nous avons maintenant trois nombres leptoniques L_e , L_μ et L_τ , qui correspondent aux trois saveurs leptoniques. On constate expérimentalement que ces trois nombres leptoniques sont conservés à un très haut degré de précision. Mais il y a de fortes raisons théoriques pour que cette conservation ne soit pas absolue. Avec l'hypothèse de conservation, les neutrinos qui participent aux interactions faibles possèdent une saveur bien déterminée. Par exemple, dans les désintégrations du pion chargé :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \qquad \pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$$

ou la capture de leptons par les noyaux :

$$e^- (p) \rightarrow \nu_e (n) \qquad \mu^- (p) \rightarrow \nu_\mu (n)$$

ou encore les réactions induites par neutrinos :

$$\nu_\mu (n) \rightarrow \mu^- p \qquad \nu_e (n) \rightarrow e^- p$$

ou par antineutrinos :

$$\overline{\nu}_\mu (p) \rightarrow \mu^+ n \qquad \overline{\nu}_e (p) \rightarrow e^+ n.$$

3 L'évolution historique

3.1 Les anciennes croyances.

Avant 1956, on ne se posait pas trop de questions. Les invariances P, C et T étaient acceptées sans discussion, comme des hypothèses tout à fait naturelles. Lorsque Weyl montra que, pour une particule de masse nulle, l'équation de Dirac se décomposait en deux équations à deux composantes associées à des chiralités droite et gauche, Pauli¹¹ indiqua que chacune de ces équations présentait l'inconvénient de violer la parité. Des expérimentateurs observèrent une polarisation longitudinale des électrons de désintégration β . Il reste encore un doute sur la réalité de l'effet observé¹², mais de toute façon leur découverte fut accueillie avec tant de scepticisme qu'ils se découragèrent rapidement. Il semble que les invariances C et T ne furent jamais mises en cause. Quant à la loi de conservation du nombre baryonique, elle découlait tout naturellement de la stabilité de la matière. Un raisonnement très simple, présenté par Maurice Goldhaber, permettait de fixer une limite inférieure pour la vie moyenne du proton. Il est facile de calculer le nombre de protons contenus dans notre corps, puis la dose de rayonnement ionisant délivrée à nos tissus depuis notre naissance. La probabilité d'incidence de cancer est également calculable¹³. Considérant la durée de la vie humaine, on peut établir une limite inférieure de l'ordre de 10^{16} ans pour la vie moyenne du proton. Très vite, des expériences de laboratoire repoussèrent la limite à 10^{23} années, ce qui est beaucoup plus long que l'âge de l'univers. Alors, pourquoi se soucier d'une éventuelle violation de la conservation des baryons? En ce qui concerne la conservation des leptons, la situation était encore plus arbitraire. On discute encore aujourd'hui sur la vraie nature du neutrino et sur la distinction entre neutrino et antineutrino. La croyance en la conservation du nombre leptonique reposait essentiellement sur la non-observation de la double désintégration β sans émission de neutrinos, un processus du second ordre dans les interactions faibles par lequel deux neutrons sont transformés en deux protons dans un noyau :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) e^- e^- \quad (\Delta L = 2)$$

et l'on attribuait l'interdiction de ce processus à la conservation du nombre leptonique. On ne comprenait pas non plus la non-existence de la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, mais il semble que l'idée de plusieurs saveurs leptoniques n'avait pas encore fait son chemin.

3.2 La violation de P et de C dans les interactions faibles.

En 1956, on assistait au dénouement de l'énigme θ - τ , deux particules connues actuellement sous le nom de mésons K. On avait établi que ces deux particules avaient la même masse et la même vie moyenne, mais qu'elles se désintégraient suivant des modes différents (2π et 3π respectivement). On était bien tenté de conclure que l'on était en présence d'une seule et même particule avec plusieurs modes possibles de désintégration, mais on butait alors sur un problème sérieux¹⁴. Compte tenu du fait que le pion est un méson pseudoscalaire (parité intrinsèque négative), une analyse des moments orbitaux et de la parité conduisait à attribuer au θ une parité positive et au τ une parité négative. On était donc bien en présence de deux particules différentes, mais alors, pourquoi avaient elles la même masse et la même vie moyenne? L'argument suppose évidemment la conservation de la parité dans la désintégration (une interaction faible). Ce problème occupa les théoriciens pendant un bon bout de temps. Finalement, Lee et Yang firent remarquer qu'il n'existait aucune preuve expérimentale de la conservation de la parité dans les interactions faibles, et que l'abandon de la conservation de la parité pourrait résoudre l'énigme θ - τ . Mieux, ils proposèrent des expériences, qui démontrèrent très rapidement que la parité et la conjugaison particule-antiparticule étaient violées au maximum, mais que le produit PC était une bonne symétrie. Les expériences se multiplièrent et conduisirent à une meilleure compréhension des interactions faibles. La théorie V-A de Feynman et Gell-Mann¹⁵ fut confirmée par l'expérience¹⁶. Dans une telle théorie, tous les fermions qui participent aux interactions faibles interviennent dans les courants chargés par leur composante de chiralité gauche (et les antifermions par leur composante de chiralité droite).

3.3 La violation de PC dans le secteur des kaons.

Alors que tout semblait bien aller (théorie V-A confirmée, invariance PC), un effet plus subtil fut découvert en 1964, encore dans le secteur des kaons. La conservation de PC exige que les mésons K neutres interviennent dans les interactions faibles par les combinaisons :

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$$

car ce sont les états propres de PC (valeurs propres +1 et -1 respectivement). En postulant l'invariance PC, on démontre que le K_1^0 peut se désintégrer en deux pions, et que le K_2^0 ne doit pas se désintégrer en deux pions, mais plutôt en trois pions. Deux particules avec de tels modes de désintégration sont observées et ont reçu les noms de K_S (short) et K_L (long), à cause de leurs vies moyennes très différentes. Une expérience, pour laquelle Fitch et Cronin ont obtenu, longtemps après, le prix Nobel, montra que le mode $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ existait avec un rapport

d'embranchement de quelques %. Aujourd'hui, après tant d'années, on n'a pas tellement avancé dans la compréhension de la violation de PC, malgré l'abondance des travaux théoriques et expérimentaux sur la question. La difficulté du problème tient au fait que la violation de PC n'a été observée que dans le système des mésons K, et que le nombre d'expériences possibles est limité (il s'agit d'ailleurs d'expériences très difficiles)¹⁷.

Si l'on invoque le théorème PCT, une violation de PC a pour conséquence une violation de T. Cette violation de T pourrait être observable dans d'autres domaines de la physique, en particulier en physique nucléaire, où elle a des conséquences vérifiables (relation entre sections efficaces pour des réactions réciproques, théorème polarisation-asymétrie), et en physique des particules. Il n'existe pas, actuellement, de résultat expérimental convaincant en faveur d'une violation de T.

3.4 La conservation des baryons et des leptons.

Pendant tous ces développements, on observait un intérêt limité en ce qui concerne la conservation du nombre baryonique. Peut-être n'y avait-il pas assez de motivation théorique. Notons cependant une contribution importante de Sakharov¹⁸. Un fait expérimental est la prépondérance de la matière sur l'antimatière dans l'univers, et aussi la valeur énorme du rapport du nombre de photons au nombre de baryons (10^9). L'explication proposée par Sakharov nécessite une violation de PC, une violation de la conservation des baryons et des hypothèses supplémentaires sur l'évolution de l'univers (phase où l'équilibre thermodynamique n'est pas réalisé). Mais, entre temps, des expériences permettaient de faire reculer les limites inférieures de la vie moyenne du proton par plusieurs ordres de grandeur.

La conservation des leptons était remise en question. En effet, dans la théorie V-A, l'absence de la double désintégration β peut s'expliquer par une interdiction d'hélicité. Le neutrino virtuel émis lors de la première transition est droit et il ne peut donc pas induire une seconde transition puisqu'il faudrait un neutrino gauche. Il est donc encore possible que le neutrino soit identique à son antiparticule (neutrino de Majorana). On commença à réaliser que la double désintégration β pourrait se produire si le neutrino avait une masse non nulle, ou encore si les interactions faibles n'étaient pas exactement de la forme V-A. Il apparaissait donc que la double désintégration β ouvrait une fenêtre sur deux questions importantes: la masse du neutrino et l'existence de courants faibles droits, de la forme V+A. Mais il n'existait pas encore une forte motivation pour attaquer ces problèmes.

3.5 Les différentes espèces de neutrinos et la conservation des nombres leptoniques partiels.

L'absence de la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ commençait à intriguer sérieusement les théoriciens, à un moment où il était fortement question d'un boson intermédiaire transmettant l'interaction faible. Même si les calculs étaient ambigus, faute de disposer d'une théorie renormalisable des interactions faibles, un sérieux problème apparaissait. Avec des paramètres de coupure raisonnables, les calculs prévoyaient une valeur de l'ordre de 10^{-4} pour le rapport d'embranchement :

$$R(\mu \rightarrow e \gamma) = \frac{\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma}{\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu}$$

alors que la limite supérieure expérimentale avait été abaissée à 10^{-7} . Cette désintégration peut se produire si le neutrino virtuel émis au vertex muonique peut être réabsorbé au vertex électronique, ce qui suppose qu'il n'y a pas de différence de nature entre un neutrino "électronique" et un neutrino "muonique". Par contre, si l'on suppose que ces deux neutrinos sont caractérisés par des nombres leptoniques différents, et que ces nombres leptoniques sont conservés, la désintégration en question est interdite. C'est l'hypothèse des deux neutrinos, qui fait appel à une vérification expérimentale. Les neutrinos produits à partir des accélérateurs sont pratiquement tous des neutrinos muoniques, car ils proviennent de la désintégration des pions. En effet, la théorie V-A fournit une prédiction précise et sans ambiguïté pour le rapport d'embranchement :

$$R_{e\mu} = \frac{\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu} = 1.23 \times 10^{-4}$$

la raison étant que la cinématique force le lepton chargé dans un état d'hélicité anormal pour la théorie V-A. L'émission du positron n'est pas rigoureusement interdite parce que la vitesse de cette particule est légèrement inférieure à c . Le muon, lui, est beaucoup plus lent, et l'interdiction d'hélicité ne s'applique pas. On peut donc disposer de faisceaux de neutrinos ou d'antineutrinos muoniques, suivant que l'on part de pions positifs ou négatifs. En envoyant ces particules sur de la matière on doit observer les réactions :

$$\nu_\mu (n) \rightarrow \mu^- p \quad \bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ p$$

mais pas les réactions :

$$\nu_\mu (n) \rightarrow e^- p \quad \bar{\nu}_\mu p \rightarrow e^+ n$$

si les deux neutrinos sont bien de nature différente. Or il est facile, dans un détecteur, de distinguer un électron (ou positron) d'un muon. Un muon ne donne pratiquement pas de

rayonnement de freinage, et perd son énergie essentiellement par ionisation. Sa trace est presque rectiligne, étant affectée seulement par la diffusion multiple. Par opposition, un électron (ou positron) rayonne un photon de freinage, qui donne ensuite une paire électron-positron, et ainsi de suite, le résultat étant une gerbe électromagnétique facilement identifiable. Le résultat de l'expérience, positif, confirma que le muon était accompagné de son neutrino, différent du neutrino qui accompagne l'électron. Ce qui mit en veilleuse le problème de la désintégration $\mu \rightarrow e \gamma$, pour laquelle, de toute façon, il n'était pas possible de faire mieux expérimentalement avec les accélérateurs et détecteurs de l'époque¹⁹.

3.6 L'avènement des théories de jauge et les remises en question.

Avec l'avènement des théories de jauge on assiste à une remise en question de toutes les idées reçues et l'on dispose d'un outil mathématique permettant de faire des prédictions précises et non ambiguës pour tous les processus électromagnétiques ou faibles. La première étape fut le *modèle standard*, qui fera, plus loin, l'objet d'une discussion détaillée. Ce modèle, dans sa version minimale, préserve encore, par construction, la plus grande partie des résultats traditionnels: violation maximale de P et de C, possibilité d'une légère violation de PC, conservation des nombres leptoniques et du nombre baryonique. Ce modèle explique correctement tous les phénomènes observés et il n'y a aucune raison contraignante de le rejeter pour des raisons expérimentales. Cependant, il est loin d'être satisfaisant sur le plan théorique, et d'énormes efforts sont déployés en vue de le généraliser. Les directions possibles sont nombreuses, et de nouveaux résultats expérimentaux (à toutes les énergies) seront nécessaires pour guider ces efforts. Dans toutes les extensions et généralisations du modèle standard, il y a remise en question des idées traditionnelles. À peu près inévitablement, on prédit des écarts à la théorie V-A (apparition de courants droits), une violation de la conservation du nombre baryonique et des nombres leptoniques, à de très faibles niveaux cependant. Mais, pour la première fois, on entrevoit des possibilités d'unification des interactions fortes, électromagnétiques et faibles, et même gravitationnelles. La cosmologie rejoint la physique, et l'on s'aventure à décrire les tout premiers instants de l'univers. Dans cette perspective, les questions de symétrie sont appelées à jouer un rôle important.

4 Un cadre théorique comme guide

4.1 Le modèle standard.

Nous allons commencer par le modèle de jauge le plus simple, celui qui est connu sous le nom de *modèle standard* ²⁰. Il englobe la chromodynamique quantique, une théorie de jauge exacte construite sur le groupe SU(3) de la couleur, et la théorie électrofaible de Glashow, Salam et Weinberg, théorie de jauge brisée construite sur le groupe SU(2) X U(1).

Les particules de matière sont des fermions de spin 1/2, qui appartiennent à deux catégories bien distinctes, les quarks et les leptons. La chromodynamique quantique (CDQ) décrit les interactions fortes entre quarks et la théorie électrofaible décrit les interactions électromagnétiques et faibles des quarks et des leptons. Toutes ces interactions sont transmises par des particules qui sont des bosons.

4.1.1 La chromodynamique quantique²¹.

Le groupe SU(3) de la couleur admet comme représentation fondamentale la représentation 3, qui contient trois quarks de couleurs différentes, soit "bleu", "rouge" et "vert". Il est entendu que ce choix de couleurs est purement conventionnel. L'analogie avec les couleurs optiques est utile, mais elle a ses limitations. La représentation 3* contient les antiquarks. La représentation 8 contient les *gluons*, qui sont les véhicules de l'interaction forte entre quarks. Ces gluons sont de masse nulle, et donc la CDQ est une théorie de jauge exacte. Ils n'ont ni charge électrique, ni charge faible, mais sont colorés. Il faut introduire ici la règle du confinement, qui exige que les seules particules physiquement isolables sont celles qui sont des singulets de la couleur, autrement dit qui appartiennent à la représentation 1 de SU(3)_c. Les façons les plus simples d'obtenir la représentation 1 sont:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 + 8 + 8 + 1$$

$$3 \otimes 3^* = 8 + 1$$

correspondant respectivement aux baryons (formés de trois quarks) et aux mésons (formés d'un quark et d'un antiquark). On peut expliquer qualitativement la règle du confinement par le comportement de la quantité α_s , l'analogue de la "constante" de structure fine de l'électrodynamique quantique (EDQ). Les gluons sont colorés et ont donc entre eux une interaction

directe, contrairement aux photons qui sont neutres et qui n'interagissent pas directement. On peut montrer que le nuage de gluons qui entoure un quark a un effet de signe opposé au nuage de paires quark-antiquark, et que cet effet est prépondérant. Il en résulte que la force entre quarks augmente avec la distance. À très courte distance, l'interaction entre deux quarks est très faible (liberté asymptotique), mais à longue distance elle augmente indéfiniment. Si l'on essaie d'ioniser un proton en tirant un quark vers l'extérieur on finira par dépenser suffisamment d'énergie pour créer une paire quark-antiquark et on se retrouvera avec un baryon et un méson. Plus précisément, la variation de α_s est donnée par :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(q^2/\Lambda^2)}$$

où q est le moment de transfert (inversement proportionnel à la distance), Λ une constante caractéristique de la CDQ (de l'ordre de 100 à 200 MeV) et n_f le nombre de familles de quarks.

4.1.2 La théorie électrofaible de Glashow, Salam et Weinberg²².

Les interactions électrofaibles sont décrites par une théorie de jauge construite sur le groupe $SU(2) \times U(1)$, mais, comme les bosons qui transmettent les interactions faibles sont massifs, il faut faire appel à un mécanisme qui donne de la masse à ces bosons, le mécanisme de Higgs. On introduit un doublet de champs scalaires complexes, ou doublet de Higgs (4 degrés de liberté). Trois de ces degrés de liberté sont absorbés par trois bosons de jauge (initialement de masse nulle), qui deviennent massifs, et il reste un boson physique, lui aussi massif, qui devra être mis en évidence expérimentalement. On a affaire à une brisure spontanée de symétrie, dont l'énergie caractéristique est de l'ordre de quelques centaines de GeV. À des énergies plus basses, la symétrie du modèle standard, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, se trouve réduite à $SU(3) \times U(1)_{em}$, correspondant à la CDQ et l'EDQ, avec 8 gluons et un photon, tous de masse nulle.

Ayant choisi un groupe de jauge pour la partie électrofaible du modèle standard, il faut définir le contenu en particules et la structure en multiplets. Ces définitions sont choisies afin de retrouver la physique observée, soit la forme V-A pour les courants faibles chargés (avec comme conséquence la violation maximale de P et de C). On ne devra donc pas s'attendre à ce que le modèle standard "explique" la violation maximale de P et de C puisque celle-ci a été mise à la main. Au départ, le modèle standard contient une dissymétrie fondamentale : les composantes gauches des leptons et des quarks appartiennent à des doublets de $SU(2)$, alors que les composantes droites appartiennent à des singulets. De plus, la composante droite du neutrino est absente. Le groupe $SU(2)$ est associé à l'*isospin faible* (ne pas confondre avec l'isospin des interactions fortes). En plus, on introduit l'*hypercharge faible* (ne pas confondre

avec l'hypercharge des interactions fortes), qui satisfait à la relation de Gell-Mann et Nishijima:

$$Q = I_z + \frac{Y}{2}$$

où Q est la charge électrique, I_z la composante z de l'isospin faible et Y l'hypercharge faible. D'où le tableau:

particule	I	I_z	Y	Q
$(\nu_e)_L$	$1/2$	$+1/2$	-1	0
$(e^-)_L$	$1/2$	$-1/2$	-1	-1
$(e^-)_R$	0	0	-2	-1
u_L	$1/2$	$+1/2$	$+1/3$	$+2/3$
d_L	$1/2$	$-1/2$	$+1/3$	$-1/3$
u_R	0	0	$+4/3$	$+2/3$
d_R	0	0	$-2/3$	$-1/3$

On a utilisé les lettres L (left) et R (right) pour désigner les composantes gauche et droite respectivement. On note que, pour l'instant, on ne considère qu'une seule famille de quarks et de leptons.

Les interactions électrofaibles sont transmises par quatre bosons de jauge, correspondant aux quatre générateurs infinitésimaux, trois pour SU(2) (le triplet W_1, W_2, W_3) et un pour U(1) (le singulet W_0). Mais les bosons physiques sont des combinaisons linéaires de ces derniers. Les bosons qui transmettent l'interaction faible, et qui ont acquis une masse par le mécanisme de Higgs, sont:

$$\begin{aligned} W^+ &= W_1 + iW_2 \\ Z^0 &= W_3 \cos\theta_W + W_0 \sin\theta_W \\ W^- &= W_1 - iW_2 \end{aligned}$$

Le boson qui transmet l'interaction électromagnétique est le photon, dont la masse est restée nulle :

$$Y = -W_3 \sin\theta_W + W_0 \cos\theta_W$$

Il faut noter, dans le secteur des bosons neutres, un mélange qui est caractérisé par l'angle de Weinberg θ_W . Cet angle est relié aux constantes de jauge g (pour SU(2)) et g' (pour U(1)) par la relation :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$$

On utilise fréquemment la quantité $x = \sin^2\theta_W$ car c'est ce que l'on mesure expérimentalement. Le paramètre x n'est pas donné par la théorie et doit être déterminé par l'expérience. Ceci résulte du fait que la théorie électrofaible ne réalise pas une véritable unification des interactions faibles et électromagnétiques, car elle est décrite par un produit de deux groupes de jauge. Les constantes g et g' sont des paramètres de la théorie. Il est plus courant d'utiliser comme paramètres la charge de l'électron e et l'angle de Weinberg :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin^2\theta_W = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2}$$

Pour des énergies nettement inférieures aux masses des bosons W et Z l'interaction faible prend la forme habituelle (courant $\times$ courant), mais en plus des courants chargés J_μ^+ et J_μ^- de la théorie V-A on prédit l'existence d'un courant neutre J_μ^0 :

$$H^W = G_F (J_\mu^+ J_\mu^- + J_\mu^- J_\mu^+ + \rho J_\mu^0 J_\mu^0)$$

Les courants faibles ont pour expression :

$$J_\mu^+ = \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e + \bar{u} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) d$$

$$J_\mu^- = \bar{e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_e + \bar{d} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u$$

$$J_\mu^0 = \bar{\nu}_e \gamma_\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \nu_e + \bar{e} \gamma_\mu \left[-\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) + 2 \sin^2\theta_W \right] e \\ + \bar{u} \gamma_\mu \left[\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) - \frac{4}{3} \sin^2\theta_W \right] u + \bar{d} \gamma_\mu \left[-\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) + \frac{2}{3} \sin^2\theta_W \right] d$$

et le courant électromagnétique :

$$J_{\mu}^{EM} = -\bar{e} \gamma_{\mu} e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_{\mu} u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_{\mu} d$$

La constante de Fermi G_F est donnée par :

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2} M_W^2} = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} M_W^2 \sin^2 \theta_W}$$

Elle est déterminée expérimentalement par la mesure de la vie moyenne du muon. On la présente habituellement sous la forme :

$$G_F = \frac{10^{-5}}{M_p^2}$$

où M_p est la masse du proton, et $\hbar = c = 1$. Le paramètre ρ est donné par la relation :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

Dans la version minimale du modèle standard (avec un seul doublet de Higgs) on a $\rho = 1$, ce qui est vérifié expérimentalement avec une très bonne précision (de l'ordre de 1%).

4.2 Trois générations de quarks et de leptons.

Il faut maintenant introduire les différentes familles de quarks et de leptons. Cette idée s'est imposée à la suite de découvertes expérimentales, mais aussi sous la pression des théoriciens. Le muon et le quark étrange nous ont été apportés par l'expérience. Mais le neutrino muonique et le quark charmé ont été inventés pour dénouer des crises dans la théorie. C'est ainsi qu'a été complétée la deuxième famille de quarks et de leptons. Puis vint le lepton τ , découvert expérimentalement. Nous n'avons que des preuves indirectes de l'existence de son neutrino associé, mais ces preuves sont très convaincantes. Puis le quark b fit son entrée, sans que cela fut une surprise. Tout le monde est bien convaincu que le quark t existe et qu'il va être découvert, si ce n'est déjà fait. Et évidemment on s'interroge sur le nombre de familles qui existent dans la nature.

Ces trois familles de quarks et de leptons doivent être incorporées au modèle standard. L'idée de base est que les trois familles doivent être traitées sur le même pied (hypothèse d'universalité), avec une réserve cependant : les états de quarks qui interviennent dans les interactions faibles ne coïncident pas avec les états propres de la masse (ou encore les états qui interviennent dans les interactions fortes). Déjà, dans les années soixante, Cabibbo avait

montré (en exploitant le modèle des quarks et la symétrie SU(3)) que le proton est couplé par l'interaction faible à une combinaison linéaire du neutron et du Λ^0 . Dans le langage moderne des quarks on écrit :

$$\bar{u} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) (d \cos\theta_c + s \sin\theta_c)$$

où θ_c est l'angle de Cabibbo, mesuré expérimentalement ($\theta \approx 0.23$). Plus tard, pour expliquer l'absence des courants faibles neutres avec changement d'étrangeté, Glashow, Iliopoulos et Maiani introduisaient un mécanisme de suppression fondé sur l'existence du quark charmé, couplé par interaction faible à une autre combinaison du neutron et du Λ^0 (orthogonale à la précédente):

$$\bar{c} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) (-d \sin\theta_c + s \cos\theta_c)$$

En langage matriciel cela s'exprime par une rotation effectuée sur le couple (d,s):

$$\begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} \end{pmatrix} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \begin{bmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \end{bmatrix}$$

La matrice de transformation des états de quarks est ici orthogonale (réelle). En fait, on pense d'abord à une matrice unitaire. Mais les états des quarks sont définis avec des phases arbitraires, et le choix de ces phases peut être fait de manière à rendre la matrice orthogonale. Ainsi, avec deux familles de quarks, les couplages sont purement réels et dépendent d'un seul paramètre arbitraire, l'angle de Cabibbo.

4.2.1 La matrice de Kobayashi et Maskawa (K-M) pour les quarks.

Mais nous savons qu'il existe vraisemblablement trois familles de quarks, même si l'existence du quark t n'a pas encore été établie avec certitude. La matrice 2 x 2 de Cabibbo-Glashow-Iliopoulos-Maiani doit donc être remplacée par une matrice 3 x 3, qui est désignée sous le nom de matrice de Kobayashi-Maskawa. On peut évaluer facilement le nombre de paramètres nécessaires dans le cas d'un nombre quelconque de familles, soit n. Une matrice unitaire n x n dépend de n² paramètres. Elle relie entre eux 2n états entre lesquels il y a 2n-1 phases relatives. Après soustraction de ces phases sans signification physique il reste (n-1)² paramètres, dont évidemment n(n-1)/2 rotations. Les autres paramètres sont les phases dont on ne peut pas se débarrasser: (n-1)(n-2)/2. On a donc les résultats suivants:

$n = 2$	1 angle de rotation	0 phase
$n = 3$	3 angles de rotation	1 phase
$n = 4$	6 angles de rotation	3 phases

etc...

Il y a plusieurs façons de paramétriser la matrice de K-M. Nous adopterons la paramétrisation suivante²³:

$$[K-M] = \begin{bmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 - s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{bmatrix}$$

avec les notations:

$$c_i = \cos\theta_i \quad s_i = \sin\theta_i \quad i = 1, 2, 3$$

Exercice: Montrer que la matrice de K-M s'obtient en faisant le produit de quatre matrices

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & -s_2 \\ 0 & s_2 & c_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & s_3 \\ 0 & -s_3 & c_3 \end{bmatrix}$$

et indiquer la signification de ces matrices.

La phase δ peut être tenue responsable de la violation de CP, car elle introduit des couplages complexes. Les valeurs absolues des éléments de matrice sont assez bien mesurées ou pourvues de limites supérieures. On sait que les éléments diagonaux sont proches de l'unité, mais qu'il existe quand même une assez bonne communication entre les deux premières familles. La troisième famille est assez fortement découplée.

4.2.2 Existe-t-il une matrice de K-M leptonique?

Une question se pose avec acuité. Existe-il, dans le secteur des leptons, une matrice de K-M? Etant donné que l'on n'a observé, jusqu'ici, aucune communication entre les familles de leptons, cette matrice serait diagonale. En fait, avec des neutrinos de masse nulle, c'est bien ce à quoi l'on s'attend. Si les neutrinos ν_e , ν_μ et ν_τ sont dégénérés en masse (cette condition est suffisante et elle est évidemment réalisée si les neutrinos sont de masse nulle), on peut choisir arbitrairement les états propres de la masse et les faire coïncider avec les états qui interviennent dans les interactions faibles. Nous sommes donc amenés tout naturellement au problème de la masse des neutrinos.

4.3 Masse de Dirac, masse de Majorana²⁴.

Il y a plusieurs façons de construire des termes de masse pour les fermions. Le terme de Dirac est obtenu en couplant une composante droite et une composante gauche:

$$\mathcal{L} = m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) = m_D \bar{\psi} \psi$$

Une autre possibilité consiste à coupler une composante de chiralité déterminée à sa conjuguée (au sens de la transformation C). On peut ainsi introduire deux masses de Majorana:

$$\mathcal{L}_{11} = m_1 \bar{X}_1 X_1$$

$$\mathcal{L}_{12} = m_2 \bar{X}_2 X_2$$

avec les définitions:

$$X_1 = \psi_R + (\psi_R)^c \quad X_2 = \psi_L + (\psi_L)^c$$

Les champs X sont dits "de Majorana". Ils correspondent à des fermions qui sont identiques à leurs antiparticules. Evidemment, cela ne peut s'appliquer qu'à des particules "absolument neutres". Les termes de masse de Majorana, appliqués à l'électron, violeraient la conservation de la charge électrique et ne peuvent donc pas exister. Dans le cas du neutrino la question reste ouverte: particule de Dirac ou de Majorana? On avait cru pouvoir répondre à cette question suite à la non-observation de la double désintégration β sans émission de neutrinos, mais la théorie V-A interdit ce processus pour une question d'hélicité. Si le neutrino est une particule absolument neutre, il peut avoir à la fois des termes de masse de Dirac et de Majorana. On doit donc considérer une matrice de masse qui sur la base des états X aura la forme:

$$\begin{bmatrix} m_1 & m_D \\ m_D & m_2 \end{bmatrix}$$

On peut ensuite généraliser en présence de plusieurs neutrinos.

Cette propriété, qui est particulière aux neutrinos, permettra peut-être d'expliquer un mystère: pourquoi les masses des neutrinos sont-elles si petites? En effet, dès que l'on donne une masse de Dirac à un neutrino, il semble normal que cette masse soit comparable à celles des particules de la même famille. L'électron a une masse de 0.5 MeV et les quarks u et d ont des masses de quelques MeV. Il faut donc admettre que la masse de Dirac du neutrino ν_e est de l'ordre du MeV. Dans certaines extensions du modèle standard, et en particulier dans plusieurs théories de grande unification, on introduit un neutrino droit dont la masse M , très élevée, serait de l'ordre de l'énergie caractéristique de la brisure de symétrie du groupe d'unification (ou toute autre brisure de symétrie). Par exemple, avec une masse M de l'ordre de 10^{15} GeV, la matrice de masse pourrait avoir la forme²⁵:

$$\begin{bmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{bmatrix}$$

La diagonalisation de cette matrice fournit deux masses, l'une très petite et l'autre très grande (après application de l'opérateur γ^5 pour récupérer une valeur positive):

$$\mu_1 = \frac{m_D^2}{M} \qquad \mu_2 \approx M$$

Ceci explique pourquoi il est important de cerner davantage la vraie nature du neutrino car cette particule possède la clé de plusieurs questions fondamentales.

Le modèle standard ne contient pas de neutrino droit, donc on ne peut pas construire un terme de masse de Dirac. Et avec un seul doublet de Higgs on ne peut pas construire une interaction qui donnerait une masse de Majorana au neutrino. Le neutrino reste donc sans masse et il n'y a aucune communication possible entre les différentes familles de leptons. Les nombres leptoniques total et partiels sont donc conservés dans le modèle standard.

Les expériences qui ont trouvé une masse non nulle pour le neutrino sont contestées et demandent certainement une confirmation. Les autres expériences placent des limites supérieures (avec un niveau de confiance de 95%):

ν_e	Zurich	< 18 eV	spectre β du tritium
ν_μ	Tokyo	< 31 eV	spectre β du tritium
ν_e	Los Alamos	< 27 eV	spectre β du tritium
ν_μ	SIN	< 270 keV	désintégration $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$
ν_τ	ARGUS	< 56 MeV	désintégration $\tau \rightarrow 3\pi \nu_\tau$

4.4 La confrontation du modèle standard avec l'expérience.

En conclusion, les courants faibles et électromagnétiques s'écrivent, pour les trois familles de quarks et de leptons:

$$J_\mu^+ = (\bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\tau) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \begin{bmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{bmatrix} + (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \begin{bmatrix} K-M \\ \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \end{bmatrix}$$

$$J_\mu^- = (\bar{e} \bar{\mu} \bar{\tau}) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} + (\bar{d} \bar{s} \bar{b}) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \begin{bmatrix} K-M \\ \begin{bmatrix} u \\ c \\ t \end{bmatrix} \end{bmatrix}$$

$$J_\mu^0 = (\bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\tau) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} + (\bar{e} \bar{\mu} \bar{\tau}) \gamma_\mu \left[-\frac{1}{2}(1 + \gamma_5) + 2 \sin^2 \theta_W \right] \begin{bmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{bmatrix}$$

$$+ (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu \left[\frac{1}{2}(1 + \gamma_5) - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right] \begin{bmatrix} u \\ c \\ t \end{bmatrix} + (\bar{d} \bar{s} \bar{b}) \gamma_\mu \left[-\frac{1}{2}(1 + \gamma_5) + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right] \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}$$

$$J_\mu^{EM} = - (\bar{e} \bar{\mu} \bar{\tau}) \gamma_\mu \begin{bmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{bmatrix} + \frac{2}{3} (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu \begin{bmatrix} u \\ c \\ t \end{bmatrix} - \frac{1}{3} (\bar{d} \bar{s} \bar{b}) \gamma_\mu \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}$$

Le modèle standard est capable de faire un grand nombre de prédictions, dans différents domaines de la physique, en fonction des paramètres α , G_F , ρ . Toute la phénoménologie des courants chargés fait intervenir les termes:

$$(\bar{e} \nu_e) \quad (\bar{\mu} \nu_\mu) \quad (\bar{\tau} \nu_\tau) \quad (\bar{d} u) \quad (\bar{d} c) \quad (\bar{d} t) \quad (\bar{s} u) \quad (\bar{s} c) \quad (\bar{s} t) \quad (\bar{b} u) \quad (\bar{b} c) \quad (\bar{b} t)$$

et celle des courants neutres :

$$(\bar{\nu}_e \nu_e) \quad (\bar{\nu}_\mu \nu_\mu) \quad (\bar{\nu}_\tau \nu_\tau) \quad (\bar{e} e) \quad (\bar{\mu} \mu) \quad (\bar{\tau} \tau) \quad (\bar{u} u) \quad (\bar{c} c) \quad (\bar{t} t) \quad (\bar{d} d) \quad (\bar{s} s) \quad (\bar{b} b)$$

(on a omis les opérateurs de Dirac pour simplifier). Il suffit de considérer tous les produits possibles (un terme par l'hermitique conjugué d'un autre). Donnons quelques exemples :

$(\bar{\nu}_e e) (\bar{e} \nu_e)$	diffusion ν_e -e par courant chargé.
$(\bar{\nu}_e \nu_e) (\bar{e} e)$	diffusion ν_e -e par courant neutre.
$(\bar{\nu}_e e) (\bar{\mu} \nu_\mu)$	désintégration du muon.
$(\bar{\nu}_\mu \mu) (\bar{\tau} \nu_\tau)$	désintégration du tauon.
$(\bar{\nu}_e e) (\bar{d} u)$	désintégration β .
$(\bar{\nu}_\mu \mu) (\bar{d} u)$	capture des muons par les noyaux.
$(\bar{d} u) (\bar{u} d)$	interaction faible nucléon-nucléon (courant chargé).
$(\bar{u} u) (\bar{d} d)$	interaction faible nucléon-nucléon (courant neutre).
$(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu) (\bar{e} e)$	diffusion ν_μ -e.
$(\bar{e} e) (\bar{e} e)$	interaction faible e^-e^- et e^+e^- .
$(\bar{e} e) (\bar{u} u)$	diffusion des électrons par les nucléons et les noyaux; physique atomique.

etc...

Il faut noter que tous les processus par courants neutres font intervenir simultanément les interactions faibles et électromagnétiques, ainsi que leur interférence (sauf pour les processus impliquant des neutrinos).

Il faut maintenant se poser la question de la validité du modèle standard. En ce qui concerne la théorie électrofaible de G-S-W, on dispose maintenant d'une énorme quantité de données expérimentales, à des énergies allant des eV aux GeV. Une chose remarquable est le bon accord entre les valeurs de l'angle de Weinberg obtenues dans des expériences très différentes (physique atomique, physique des neutrinos, diffusion des électrons par les noyaux, etc...). Le modèle standard a bien résisté jusqu'ici à toutes les tentatives de le prendre en défaut. Alors, pourquoi chercher autre chose ?

4.5 La nécessité d'aller au-delà du modèle standard : grande unification, symétrie droite-gauche, etc...

Malgré ses succès spectaculaires dans l'explication des données expérimentales, le modèle standard n'est pas pleinement satisfaisant, car il laisse sans réponses un grand nombre de

questions fondamentales. Ce n'est pas une véritable théorie unifiée: il y a trois constantes de couplage, une pour la CDQ et deux pour la théorie électrofaible. D'ailleurs, le nombre de paramètres arbitraires dans la théorie (une bonne vingtaine) est considérable: trois constantes de couplage, trois masses leptoniques, six masses de quarks, trois angles et une phase pour la matrice K-M, la constante caractéristique Λ de la CDQ, la masse du boson de Higgs, etc... La théorie ne donne aucune explication pour la violation de la parité, pour la répétition des familles de quarks et leptons et leurs relations. Sans compter le mécanisme de Higgs qui paraît bien arbitraire. Enfin, la gravitation n'est pas incluse, et probablement il sera impossible de faire une véritable théorie unifiée sans elle. Pour toutes ces raisons il faut aller au-delà du modèle standard, et plusieurs avenues sont ouvertes. L'une d'elles est celle de la *grande unification*. Cette dernière consiste à voir le groupe de symétrie du modèle standard, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, comme un sous-groupe d'un groupe G qui engloberait toutes les interactions connues (laissant provisoirement de côté la gravitation). Ce groupe nous serait en partie caché, aux énergies disponibles de nos jours, et ne se manifesterait dans ce domaine que par le sous-groupe du modèle standard. L'idée de la grande unification consiste à affirmer qu'au-delà d'une certaine énergie, très élevée (par exemple 10^{15} GeV), la symétrie de l'univers est celle imposée par le groupe G . Les interactions faibles, électromagnétiques et fortes sont alors décrites par la même constante de couplage. La théorie de jauge est intacte et tous les bosons qui transmettent les interactions sont de masse nulle. À des énergies plus basses apparaissent des brisures spontanées de symétrie, qui rendent certains bosons massifs et qui différencient les divers types d'interaction. Pour le groupe G il y a plusieurs candidats: $SU(5)$, $SO(10)$, $E(6)$, etc... Une prédiction spectaculaire de ces théories unificatrices est l'instabilité du nucléon (avec comme cas particulier la désintégration du proton), sur laquelle nous reviendrons.

Dans cette démarche, le modèle standard apparaît comme une approximation valable à basse énergie. Mais on s'attend tout de même à observer certains écarts, très petits il est vrai, mais accessibles à l'expérience pourvu que celle-ci soit suffisamment précise. La brisure de G peut se faire en plusieurs étapes, et en particulier engendrer des modèles avec symétrie droite-gauche du type $SU(3) \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ pour lesquels la violation de la parité apparaît comme un phénomène de basse énergie.

Malgré leur beauté, les théories de jauge unificatrices souffrent de plusieurs maladies comme le problème de la *hiérarchie*. Par exemple, dans le cas de $SU(5)$, on a deux brisures de symétrie qui se produisent à des énergies extrêmement différentes (100 GeV et 10^{15} GeV). Ceci cause quelques problèmes comme celui la stabilisation de la masse du boson de Higgs, qui devrait normalement être de l'ordre de quelques centaines de GeV, mais qui a tendance à monter vers l'énergie de grande unification. Pour stabiliser la masse du boson de Higgs, il faut opérer

sur les paramètres du modèle un réglage fin, à une précision de l'ordre de 10^{-13} , ce qui n'est pas naturel. De plus, ces théories sont limitées aux symétries de type interne, et sont donc impropres à incorporer la gravitation. Et aussi, elles font intervenir trois secteurs disjoints de particules : celles associées aux interactions, bosons vectoriels (photons, gluons, $W^\pm$ et Z^0) ; les fermions (quarks et leptons) ; et les bosons scalaires de Higgs, qui pour l'instant sont encore hypothétiques. Pour toutes ces raisons, les théoriciens ont cherché plus loin, et entre autres choses ils en sont arrivés à la *supersymétrie*²⁶. Dans les modèles supersymétriques, les bosons et les fermions sont reliés entre eux par les transformations d'un groupe. Il s'établit donc des relations entre les trois secteurs décrits plus haut. Le problème de la hiérarchie est largement atténué. Les symétries d'espace-temps sont associées aux symétries internes. Enfin, un pas de plus a été franchi en renonçant à décrire une particule par un point dans l'espace-temps. Les particules deviennent des objets à une dimension (cordes). D'où la grande faveur des modèles de *supercordes* chez les théoriciens. Cette avenue est très prometteuse, les plus optimistes se risquant à promettre "a theory of everything". Pour l'expérimentateur, il y a du travail en perspective car tous ces nouveaux modèles prédisent une abondance de particules dont seulement quelques unes sont à la portée des accélérateurs actuels. Si ces théories ne valent rien il faudra beaucoup de temps et beaucoup d'efforts pour le prouver.

Dans une autre méthode d'approche, on suppose que les quarks et leptons sont composites²⁷ et formés d'éléments communs (les préons). Les interactions faibles pourraient être, par rapport aux interactions entre préons, des interactions résiduelles au même titre que les interactions nucléon-nucléon par rapport à la CDQ. De telles théories ont l'ambition de relier ensemble les différentes familles de quarks et de leptons et d'expliquer le spectre de masse, les angles de mélange, etc... Dans presque toutes ces extensions et généralisations du modèle standard on prédit des violations des lois de conservation des nombres baryonique et leptoniques, à des niveaux très faibles cependant. On prévoit aussi des écarts à la théorie V-A (donc par rapport à la violation maximale de la parité dans les courants faibles chargés). Chaque théorie a ses prédictions spécifiques. Pour avancer, les théoriciens ont besoin d'une grande quantité de matériel expérimental. Le défi est de taille !

4.6 Les défis posés aux physiciens.

Comment obtenir les données expérimentales qui seront nécessaires ? C'est d'abord en allant vers des énergies plus élevées. La course aux hautes énergies a déjà commencé. Dans le domaine de la physique e^+e^- , le SLC (Stanford Linear Collider) va bientôt entrer en service (50 GeV sur 50 GeV) suivi de peu par le LEP (au CERN) avec la même énergie. La seconde phase du LEP doublera cette énergie. Le projet HERA (High Energy Ring Accelerator, à Hamburg) est déjà

bien avancé, avec un faisceau de protons de 800 MeV en collision avec un faisceau d'électrons de 30 GeV. À plus long terme, on envisage le SSC (Superconducting Super-Collider) avec des faisceaux de protons de 20 TeV sur 20 TeV, puis le LHC (Large Hadron Collider, au CERN). Non seulement il faut des énergies élevées, mais il faut aussi des luminosités élevées. On voit que les accélérateurs à cible fixe font place aux collisionneurs. Mais déjà on ressent les limitations technologiques et il ne sera pas possible d'augmenter encore l'énergie si de nouvelles techniques d'accélération ne deviennent disponibles. Enfin, les accélérateurs ne pourront jamais atteindre les énergies fantastiques (10^{15} GeV et plus) auxquelles se produisent certaines brisures de symétrie. C'est pourquoi un programme complémentaire sera consacré à l'étude précise de nombreux phénomènes de basse énergie. Des accélérateurs plus modestes, comme les usines à pions, à kaons, à "charme" et à "beauté", auront un rôle important à jouer. Ici ce n'est pas tellement l'énergie qui compte, mais plutôt l'intensité et les qualités de faisceau, de même que les performances des détecteurs associés. Les désintégrations rares des mésons étranges, charmés, etc... permettront de mesurer avec grande précision les éléments de matrice de K-M et explorerons des domaines de masses très élevées. La physique "sans accélérateurs" deviendra de plus en plus importante, en particulier dans les laboratoires souterrains : recherche de l'instabilité du nucléon, double désintégration β , physique du neutrino, etc... Les sources intenses de neutrons, en particulier les neutrons froids et ultrafroids des réacteurs, et les neutrinos produits par les sources de spallation ou par les réacteurs seront extrêmement utiles. En physique atomique, des expériences de haute précision continueront à apporter des informations intéressantes. Enfin, il se peut que le neutrino ne nous livre pas facilement ses secrets (en particulier si sa masse n'est pas accessible à des expériences de laboratoire) et que seule l'étude des neutrinos solaires puisse répondre aux questions fondamentales. On voit que l'effort à accomplir est immense et que la période qui s'ouvre aux étudiants et étudiantes promet d'être active et passionnante.

5 La violation de la parité²⁸

5.1 Ses manifestations expérimentales.

Quelles sont les manifestations expérimentales de la violation de la parité? Elles sont de deux sortes: apparition d'observables pseudoscalaires (asymétries, polarisations) et violation de règles de sélection.

5.1.1 Asymétries.

Si les lois de la physique sont invariantes dans la parité, toutes les grandeurs physiques du type "pseudoscalaire" doivent être rigoureusement nulles. Rien ne distingue la droite de la gauche. Il est impossible de dire si un phénomène physique se déroule directement devant nous ou par réflexion à travers un miroir. Par contre, si la parité est violée, on pourra distinguer entre ces deux possibilités. On peut s'en convaincre en examinant la célèbre expérience de C.S. Wu²⁹, qui mit en évidence la violation de la parité dans la désintégration β du ^{60}Co orienté.

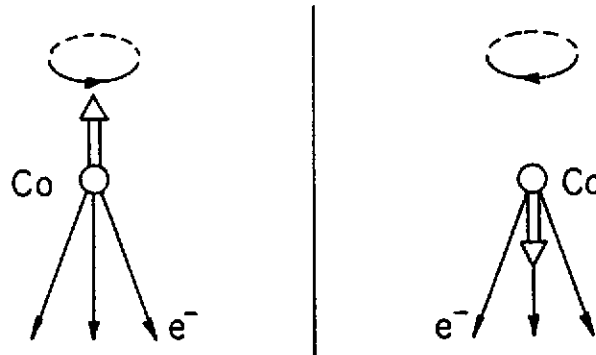


Figure 3: L'asymétrie d'émission des électrons par rapport au vecteur polarisation nucléaire est différente quand elle est vue dans un miroir. L'existence d'une telle asymétrie prouve que l'invariance P est violée dans la désintégration β . L'expérience montre que c'est la situation représentée à gauche qui est réalisée dans la nature.

Considérons le pseudoscalaire $\langle J_N \rangle \cdot p_e$, où $\langle J_N \rangle$ représente le vecteur polarisation associé à l'orientation des noyaux et p_e l'impulsion de l'électron de désintégration. Supposons que la

physique soit telle que les électrons partent préférentiellement dans la direction opposée au vecteur polarisation, ce qui donne une valeur négative à la quantité considérée plus haut. Vue dans un miroir, la physique sera différente, la quantité pseudoscalaire ayant changé de signe, les électrons seront émis préférentiellement dans la direction du vecteur polarisation nucléaire (Fig. 3).

La conservation de la parité refuse toute asymétrie de ce type. La distribution angulaire des électrons pourra être anisotrope, mais elle devra être symétrique par rapport à un plan perpendiculaire au vecteur polarisation. Si l'on a choisi la verticale comme direction de la polarisation il ne devra pas y avoir d'asymétrie de distribution angulaire entre le haut et le bas. Inversement, si la parité est violée, il pourra y avoir une telle asymétrie. Ainsi, la détection d'une asymétrie de ce type est un signal non ambigu de violation de parité.

5.1.2 Polarisation.

Une autre manifestation est l'existence d'une polarisation longitudinale pour les fermions, par exemple pour les électrons ou positrons émis dans la radioactivité β . Avec la direction de la polarisation et la quantité de mouvement de l'électron on forme un pseudoscalaire (appelé aussi hélicité). Si la physique veut que l'électron soit émis avec une hélicité gauche, la physique vue dans un miroir sera différente, l'électron ayant alors une hélicité droite (Fig. 4). La violation de la parité refuse donc toute polarisation longitudinale. Inversement, l'observation d'une telle polarisation est un signal de violation de parité.

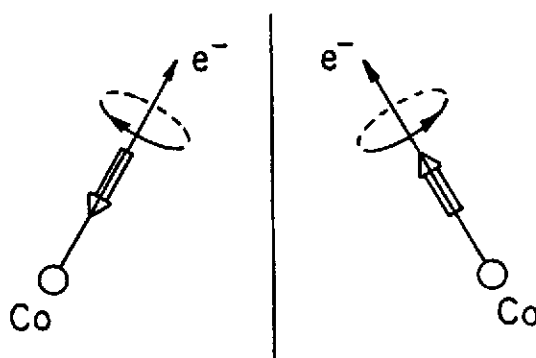


Figure 4: La polarisation longitudinale des électrons est différente quand elle est vue dans un miroir. L'existence d'une telle polarisation prouve que l'invariance P est violée.

5.1.3 Règles de sélection.

Certaines transitions sont interdites par la conservation de la parité. Considérons par exemple une transition α entre un état nucléaire initial de parité *non-naturelle* $(-)^{J+1}$ et un état final 0^+ . La particule α étant de spin nul, le moment orbital qu'elle emporte est $l = J$. Mais alors le changement de parité lors de la transition doit être $(-)^l = (-)^J$. La transition est donc interdite: un niveau de parité non-naturelle ne peut pas se désintégrer par transition α vers un niveau 0^+ . Cette règle est vérifiée expérimentalement avec grande précision, ce qui est une conséquence de l'invariance par parité des interactions fortes. Nous devons revenir sur ce point par la suite.

5.2 Les effets dans les courants faibles chargés.

Examinons maintenant les manifestations de la violation de la parité dans les interactions faibles avec courants chargés, en nous limitant aux interactions lepton-lepton et lepton-quark.

5.2.1 Interactions lepton-lepton (désintégration du muon).

5.2.1.1 L'asymétrie des positrons dans la désintégration du muon positif polarisé.

Une des premières expériences sur la violation de la parité fut effectuée sur la désintégration du muon. Ce dernier est obtenu dans la désintégration du pion:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$$

La présence du projecteur $1 + \gamma^5$ impose au neutrino une hélicité gauche (elle est totale si le neutrino a une masse nulle) et la conservation de l'impulsion et du moment angulaire force le muon dans un état d'hélicité gauche également. Ce n'est pas l'hélicité préférée par la théorie V-A, mais comme le muon est très lent (énergie cinétique 4 MeV dans le système du centre de masse), elle n'est pas interdite. Nous avons donc un muon polarisé, et cette polarisation se conserve pratiquement lorsque le muon est amené au repos (Fig. 5). Dès lors, la situation est semblable à celle de la désintégration du ^{60}Co . L'asymétrie (après intégration sur l'énergie) prédite par le modèle standard est (voir appendice B):

$$\overline{W}(\theta) = \overline{W}(\theta = \frac{\pi}{2}) (1 - \frac{1}{3} \cos\theta)$$

Suite à une expérience effectuée très rapidement, cette prédiction fut confirmée.

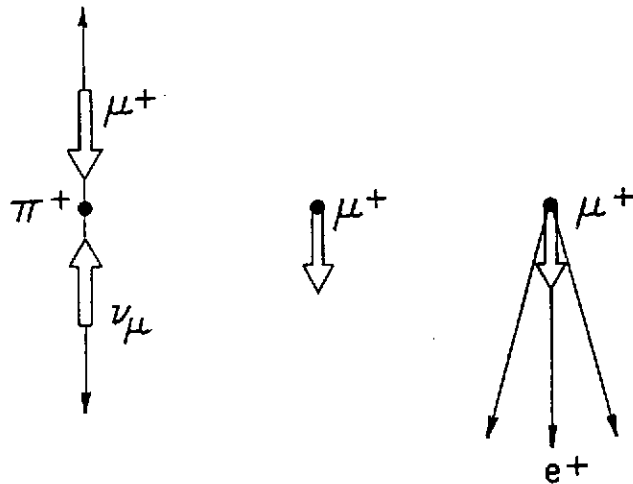


Figure 5: Les lois de conservation cinématiques imposent au muon positif une hélicité gauche. Au repos, les muons sont encore polarisés. Les positrons de désintégration sont émis de façon asymétrique par rapport à la direction de polarisation du muon. C'est une preuve de la violation de la parité.

5.2.2 Interaction lepton-quark (désintégration β).

Historiquement, c'est en désintégration β que la violation de la parité fut observée pour la première fois. Le modèle standard nous fournit le terme :

$$[\bar{u} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) d] [\bar{e} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu_e]$$

où le projecteur $1 + \gamma^5$ entraîne une violation maximale de la parité.

5.2.2.1 L'asymétrie des électrons dans la désintégration β de noyaux polarisés.

Dans l'expérience de C.S. Wu et al., on s'intéresse à la distribution angulaire des électrons par rapport à la direction de polarisation nucléaire. La source utilisée est du ^{60}Co . La prédiction théorique est de la forme :

$$W(\theta) = A_0 \left(1 + \frac{v_e}{c} \langle J \rangle \cos\theta \right)$$

et ce que l'on mesure expérimentalement est l'asymétrie :

$$\frac{W(0) - W(\pi)}{W(0) + W(\pi)} = \frac{v_e}{c} \langle J \rangle$$

où v_e est la vitesse de l'électron, $\langle J \rangle$ le taux de polarisation et θ l'angle entre la direction de polarisation et l'impulsion de l'électron. Les noyaux sont polarisés à basse température et dans un champ magnétique par l'intermédiaire de leur cortège électronique. La polarisation est contrôlée au moyen de l'anisotropie des rayons γ du ^{60}Ni . Pour passer de $\theta = 0$ à $\theta = \pi$ on renverse simplement le sens du champ magnétique (donc aussi le sens de la polarisation des noyaux), sans changer la géométrie. Le résultat est spectaculaire³⁰: on observe une forte asymétrie, qui accompagne la polarisation nucléaire. La valeur de l'asymétrie trouvée (même si l'expérience n'est pas très précise) suggère que la violation de la parité est maximale et que l'invariance C est aussi violée de façon maximale. Le résultat est en accord avec l'invariance T, donc aussi avec l'invariance PC.

5.2.2.2 La corrélation entre électron et photon circulairement polarisé.

Au lieu de considérer le pseudoscalaire $\langle J_i \rangle \cdot p_e$, faisant intervenir la polarisation dans l'état initial, on peut envisager de mesurer la polarisation dans l'état final, ce qui est possible si ce dernier se désexcite par rayonnement γ . Si l'on sélectionne la direction de l'électron β , on sélectionne du même coup un sous-ensemble de noyaux finals polarisés, et les γ de désexcitation correspondants sont polarisés circulairement. C'est la méthode dite de la *corrélation β -polarisation circulaire γ* . Cette méthode a l'avantage de ne pas nécessiter l'utilisation des techniques d'orientation nucléaire, mais le prix à payer est la mesure de la polarisation circulaire γ en coïncidence avec les β . Comment mesure-t-on la polarisation circulaire des rayons γ ? La méthode la plus commode repose sur l'effet Compton. La section efficace Compton dépend des polarisations de l'électron et du photon. On utilisera donc la diffusion Compton des photons sur de la matière aimantée. Plusieurs possibilités s'offrent, dont les mérites relatifs dépendent de l'énergie du photon. On trouvera une discussion détaillée dans Siegbahn³¹.

La méthode dite "par transmission" consiste à détecter les rayons γ qui n'ont pas été diffusés (plus ceux qui ont été diffusés à petit angle, mais on peut en tenir compte). Le faisceau de γ traverse un bloc de fer (ou autre matériau magnétique) dont l'aimantation est renversée périodiquement. L'énergie initiale est peu dégradée et on conserve le bénéfice d'une bonne séparation entre des γ d'énergies voisines (Fig. 6).

Dans la méthode dite "par diffusion vers l'avant" les γ sont diffusés par la surface intérieure d'un cylindre aimanté. Un écran de plomb empêche les rayons γ de parvenir directement au détecteur (Fig. 7). Les rayons γ diffusés ont une énergie inférieure à l'énergie initiale, ce qui détériore le pouvoir séparateur du spectromètre.

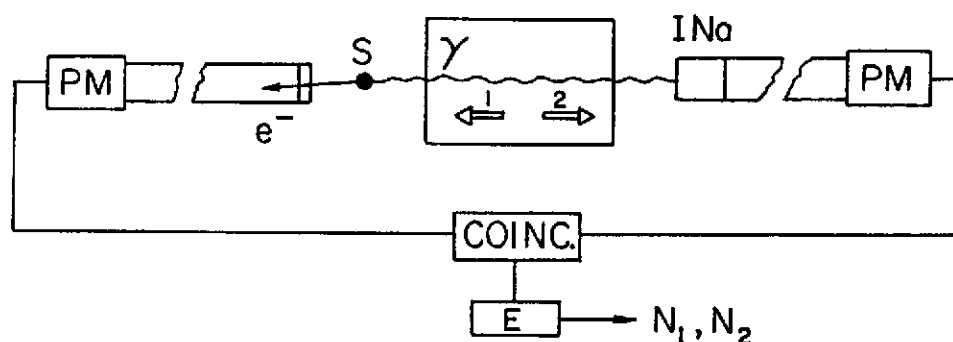


Figure 6: La polarisation circulaire des photons est analysée au moyen d'un polarimètre Compton "par transmission". Pour les deux directions (1 et 2) du champ magnétique on détermine les nombres de coïncidences β - γ , N_1 et N_2 .

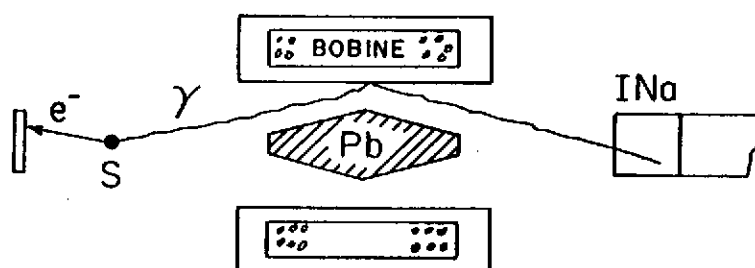


Figure 7: Principe du polarimètre Compton "par diffusion vers l'avant".

Il existe aussi une variante "par rétrodiffusion", qui est plus avantageuse pour les photons de basse énergie (de l'ordre de quelques centaines de keV). Dans tous les cas, on renverse périodiquement la direction d'aimantation du fer (1 et 2) et on enregistre les nombres de coïncidences N_1 et N_2 correspondants. Le rapport :

$$\eta = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = f A_c(E) P_c$$

est une mesure de la violation de la parité. Le paramètre f représente la fraction du nombre d'électrons orientés (environ 7% pour le fer), $A_0(E)$ est le pouvoir d'analyse, qui se calcule à partir de la théorie de l'effet Compton (il dépend de l'énergie du photon), et P_c est la polarisation circulaire du photon.

5.2.2.3 La polarisation longitudinale des électrons et positrons de désintégration β .

La polarisation longitudinale des électrons (ou positrons) fut aussi abondamment étudiée. Pour les électrons, deux méthodes ont été utilisées: la diffusion Mott et la diffusion Møller. La diffusion Mott généralise la diffusion Rutherford à des particules de spin $1/2$. La section efficace contient un terme spin-orbite³². Considérons (Fig. 8) la diffusion d'un faisceau d'électrons polarisés transversalement (perpendiculairement au plan de la figure). Le signe du produit $\vec{L} \cdot \vec{S}$ est différent suivant que les électrons sont déviés vers la droite ou vers la gauche. La polarisation du faisceau d'électrons se traduit par une asymétrie droite-gauche et une différence de taux de comptage dans deux détecteurs.

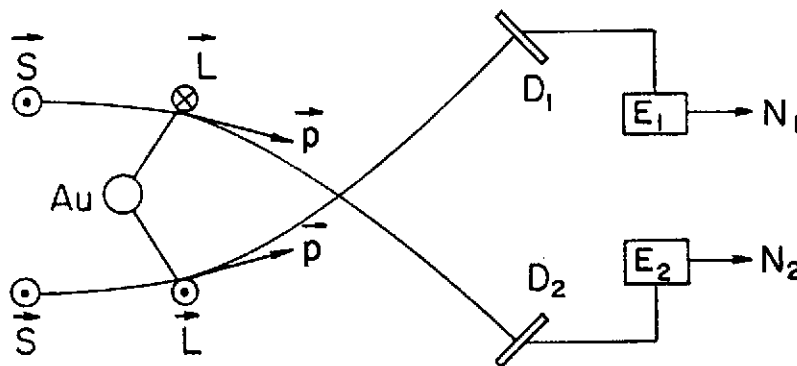


Figure 8: Principe de la diffusion Mott. Les dimensions réelles ne sont pas respectées. Le produit scalaire $\vec{L} \cdot \vec{S}$ est différent pour les électrons qui atteignent les détecteurs D_1 et D_2 . À cause du potentiel spin-orbite, D_1 et D_2 ne recevront pas le même nombre d'électrons diffusés.

La différence relative de taux de comptage entre les détecteurs est donnée par:

$$\eta = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = A_{\text{Mott}}(E) P_T$$

où $A_{\text{Mott}}(E)$ est le pouvoir d'analyse, calculable à partir de la théorie de la diffusion Mott, et P_T

la polarisation transversale des électrons. On montre que l'effet croît avec le numéro atomique Z de la cible; on utilisera donc une feuille d'or comme diffuseur. Mais la diffusion Mott est sensible à la polarisation transversale et nos électrons β ont une polarisation longitudinale. Il faut donc commencer par transformer la polarisation longitudinale en une polarisation transversale. La méthode repose sur le fait qu'un champ électrique statique n'agit pas sur la polarisation, mais peut faire tourner le vecteur impulsion (Fig. 9). On peut utiliser un champ électrique macroscopique, tel que produit par un analyseur électrostatique cylindrique (ou un analyseur sphérique qui a l'avantage de focaliser les électrons). Une petite correction à ce qui a été dit plus haut: on a un champ électrique pur dans le référentiel du laboratoire, mais par transformation de Lorentz l'électron voit dans son système propre une composante magnétique qui fait tourner légèrement la polarisation. C'est un effet calculable, et qui ne compromet pas la valeur de la méthode. Une autre façon de procéder est de dévier le faisceau d'électrons de 90° par diffusion multiple dans un élément léger (plexiglass par exemple). Cette dernière méthode se prête bien à des mesures relatives de polarisations.

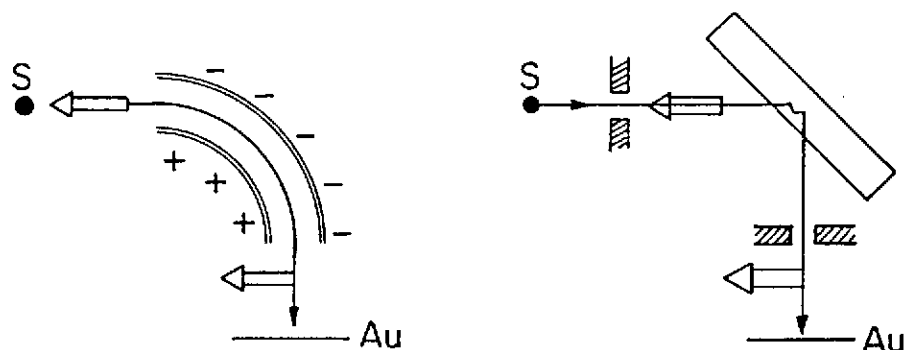


Figure 9: Principe du rotateur de polarisation. Analyseur électrostatique (à gauche), ou diffusion multiple dans un matériau léger (à droite).

L'effet Møller est la diffusion électron-électron. La section efficace se calcule exactement en électrodynamique quantique. Elle dépend des spins, et elle est donc sensible aux polarisations du faisceau et de la cible. La méthode expérimentale consiste à faire diffuser les électrons β sur une feuille mince aimantée (un alliage magnétique du genre *supermendur* a été souvent utilisé). Le faisceau est dirigé presque tangemment à la feuille. Pour s'affranchir du bruit de fond intense de la diffusion Mott, on détecte les deux électrons de l'état final en coïncidence, dans une géométrie symétrique (Fig. 10). Si l'on renverse périodiquement le champ magnétique qui

polarise la cible, on observe une variation du taux de comptage qui est proportionnelle à la polarisation longitudinale du faisceau :

$$\eta = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = f A(E) P_L$$

N_1 et N_2 sont les nombres de coïncidences observées, dans des temps égaux, avec les deux sens de polarisation de la cible. La polarisation de la cible est caractérisée par f , qui est en gros la fraction du nombre d'électrons orientés dans l'atome ferromagnétique (de l'ordre de 7%), $A(E)$ est le pouvoir d'analyse, qui dépend de l'énergie incidente, et qui est calculable par l'électrodynamique quantique. P_L est la quantité à déterminer.

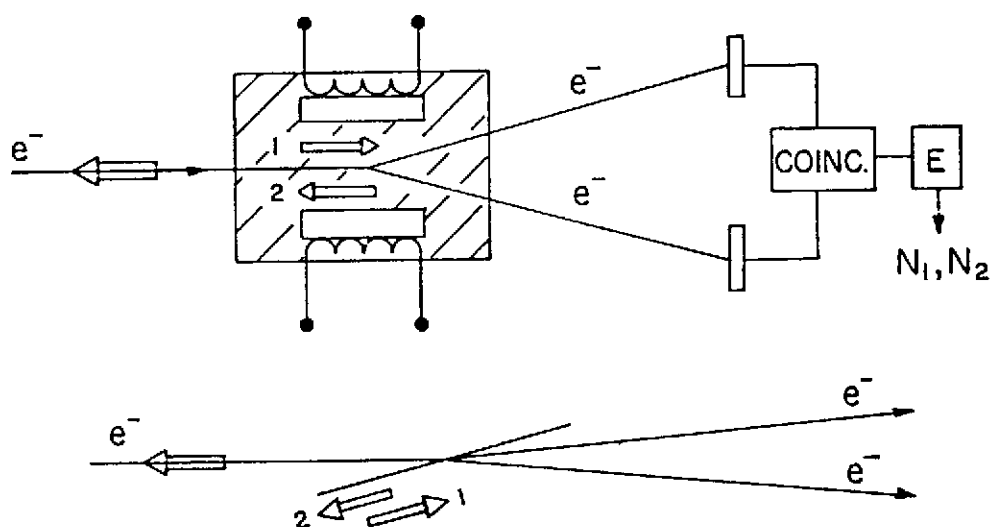


Figure 10: Principe du polarimètre à diffusion Møller. Les deux électrons de l'état final sont détectés en coïncidence. Le champ magnétique est renversé périodiquement (1 et 2), et on enregistre les nombres de coïncidences correspondants. La feuille est inclinée par rapport au faisceau d'électrons. Dans la deuxième partie de la figure, les deux électrons sortants sont dans un plan perpendiculaire à la feuille.

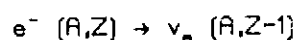
Dans le cas des positrons, la méthode de la diffusion Mott est très inefficace car les positrons sont soumis à une répulsion, et la force spin-orbite a une portée plus courte que la force de Coulomb. Par contre, on peut utiliser la diffusion Bhabha (diffusion positron-électron) sur

une feuille mince aimantée. Enfin, il existe des méthodes propres au positron, qui font appel à l'annihilation positron-électron. Pour une revue plus complète des méthodes expérimentales, on consultera les ouvrages de Siegbahn³³ et Schopper³⁴.

La prédiction du modèle standard est que la polarisation des électrons est égale à $-\nu_e/c$ et celle des positrons égale à $+\nu_e/c$, ce qui est vérifié avec une précision de l'ordre de quelques %. Cette précision devra être grandement améliorée si l'on veut tenter de détecter des écarts par rapport à la théorie V-A. Il faudra aussi être capable de maîtriser un certain nombre de corrections, tant théoriques qu'expérimentales. Il s'agit d'expériences très difficiles.

5.2.2.4 L'hélicité du neutrino.

Une expérience ingénieuse, due à Maurice Goldhaber, a permis de déterminer l'hélicité du neutrino³⁵. Comme il est évidemment impossible de procéder à une mesure directe, on utilise la conservation de l'impulsion et du moment angulaire pour transférer l'hélicité du neutrino à un photon, qui est plus aisément accessible à l'expérimentation. On considère une capture d'électron orbital :



Il y a deux corps dans l'état final et la cinématique est bien définie. Le noyau de recul et le neutrino partent dans des directions opposées, et pour conserver le moment angulaire le noyau doit avoir la même hélicité que le neutrino. Supposons que ce noyau de recul se désexcite par émission γ , et considérons les γ qui sont émis dans la direction de recul. Dans le cas d'une séquence de spins très simple, l'hélicité du γ sera simplement celle du noyau de recul, donc aussi celle du neutrino. Le problème est donc de mesurer la polarisation circulaire des photons qui sont émis dans la direction du noyau de recul. On utilisera un polarimètre Compton, mais comment reconnaître les γ qui sont émis dans la direction de recul ? Grâce à l'effet Doppler, qui leur donne un petit supplément d'énergie. Mais alors, quel est le spectromètre assez précis qui permettra de sélectionner ces γ ? On fait appel à la méthode de *fluorescence résonnante*.

Considérons une transition électromagnétique nucléaire, pour laquelle l'énergie disponible est E_0 (c'est la différence de masse entre les deux niveaux). Si le noyau est initialement au repos, l'énergie emportée par le γ sera légèrement inférieure à E_0 :

$$E_\gamma = E_0 - \frac{E_0^2}{2M}$$

où M est la masse du noyau. La différence étant l'énergie de recul du noyau (de l'ordre de la

dizaine d'eV). De même, pour exciter un noyau initialement au repos, le γ incident devra avoir une énergie légèrement supérieure à E_0 :

$$E_{\gamma} = E_0 + \frac{E_0^2}{2M}$$

Les raies γ ont une certaine largeur, mais l'écart ΔE_{γ} peut être suffisamment grand pour que l'excitation d'un noyau soit impossible par un γ de désexcitation d'un autre. Cependant, si le noyau émetteur est en mouvement, l'effet Doppler pourra compenser l'écart ΔE_{γ} . Encore faut-il trouver un cas favorable! C'est un des exemples de la richesse de la physique nucléaire: on trouve effectivement un noyau, l'euporium 152, qui subit une capture électronique conduisant au samarium, et ce dernier donne un γ de désexcitation avec une séquence de spins favorable et la bonne valeur de l'énergie Doppler. Les γ dont on mesure la polarisation circulaire sont ceux qui ont donné lieu à la fluorescence résonnante (Fig. 11).

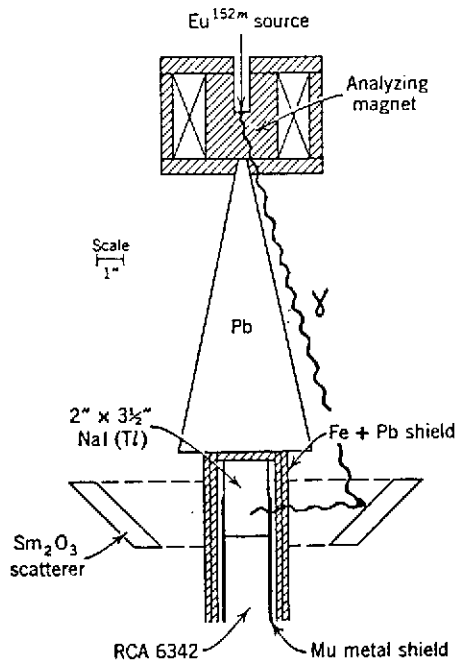


Figure 11: Détermination du signe de l'hélicité du neutrino. La fluorescence résonnante sélectionne les photons qui sont émis dans la direction du noyau de recul. Un écran de plomb empêche les rayons γ de parvenir directement au détecteur.

Le résultat de l'expérience est en accord avec un neutrino gauche, si l'on admet que cette particule est dans un état propre de l'hélicité. En mettant ensemble hélicité du neutrino et hélicité de l'électron on retient seulement les termes V et A dans l'hamiltonien des interactions faibles (voir appendice A).

5.3 Les effets dans les courants faibles neutres.

5.3.1 Interférence γ - Z^0 .

La présence de courants faibles neutres constitue une prédiction spécifique de la théorie électrofaible (G-S-W) et leur découverte a beaucoup contribué au succès de cette théorie. Pour observer les courants neutres à l'état pur il faut utiliser des réactions induites par des neutrinos. Par exemple, la réaction :

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$$

ne peut se produire, dans la théorie de G-S-W, que par courant neutre. La réaction :

$$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$$

qui peut aussi bien s'écrire :

$$\nu_e e^- \rightarrow e^- \nu_e$$

procède à la fois par courant neutre et par courant chargé. Les sections efficaces de ces réactions sont si petites qu'il n'est pas possible d'étudier des effets de violation de parité. Dans tous les autres cas où l'on utilise des particules chargées, l'interaction électromagnétique interfère avec l'interaction faible. Autrement dit, en plus de l'échange d'un photon il faut considérer l'échange d'un Z^0 . À basse énergie (à une énergie petite par rapport à la masse du Z_0 , soit 90 GeV), l'interaction électromagnétique est largement prépondérante, et l'interférence γ - Z^0 est un très petit effet. Mais la contamination de l'interaction électromagnétique par l'interaction faible est importante en ce qui concerne la parité. Le système formé par deux particules chargées sera décrit par un hamiltonien qui ne respectera plus exactement l'invariance par parité. Ainsi, les niveaux atomiques ne seront plus strictement des états propres de la parité. En plus d'un terme de parité dominante, il y aura une impureté de parité dans la fonction d'onde. Évidemment, cela n'aura aucune importance pratique en physique atomique ou en physique du solide. D'autre part, la diffusion des électrons par les nucléons ou les noyaux fera aussi apparaître des effets de violation de parité, très faibles à basse énergie.

5.3.2 Interaction lepton-lepton (diffusion Bhabha, réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$).

Considérons d'abord l'interaction lepton-lepton. On l'étudie maintenant au moyen des collisionneurs électron-positron, comme les anneaux Argus et Petra à Hambourg, PEP à Stanford, etc... Les réactions considérées sont :

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \quad \text{(diffusion Bhabha)}$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad \text{ou} \quad \tau^+ \tau^-$$

On s'attend à observer deux effets différents: asymétries et polarisations. En effet, lorsque positron et électron interagissent par interaction faible ils le font dans des états d'hélicité bien définis: gauche pour l'électron et droite pour le positron. Le Z^0 produit est donc polarisé. Lors de sa désintégration, il faut conserver le moment angulaire, et, comme les leptons produits ont des hélicités bien définies, les directions d'émission sont asymétriques. Cette asymétrie peut être observée expérimentalement si le détecteur sait reconnaître le signe de la charge électrique (Fig. 12).

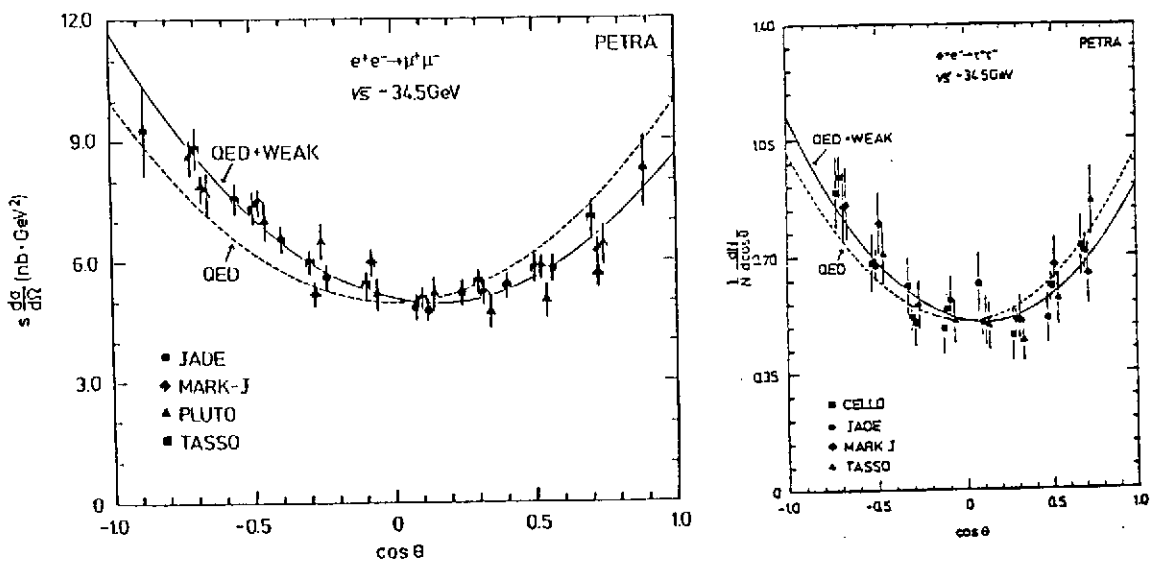


Figure 12: Asymétries mesurées dans les réactions $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$.

De plus, les leptons émis sont polarisés longitudinalement. Mais il n'est pas question, pour des raisons d'intensité, de mesurer la polarisation des électrons en les faisant diffuser sur une cible. On fera alors appel à la désintégration des leptons instables, qui, grâce à la non-conservation de la parité, nous donne l'information sur la polarisation initiale. Les électrons de

désintégration du muon conservent la mémoire de la polarisation de ce dernier, mais la vie moyenne du muon est trop longue (2.2 μ s.). Les muons sont déjà loin du détecteur quand ils se désintègrent. Par contre, le τ a une vie moyenne de 3.2×10^{-13} s., et il se désintègre à l'intérieur du détecteur. La distribution angulaire de ses produits de désintégration est asymétrique, et permet de remonter à sa polarisation.

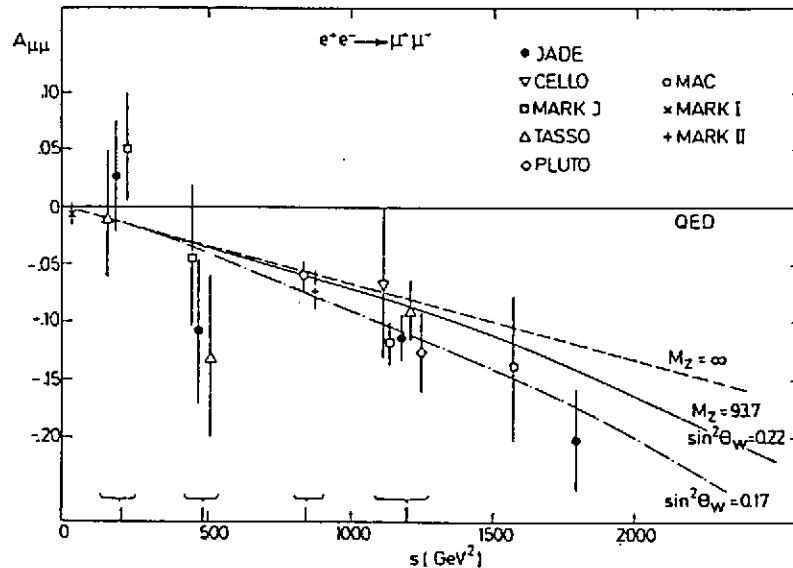


Figure 13: Les asymétries mesurées dans la réaction $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sont bien reproduites par le modèle standard avec $\sin^2 \theta_W = 0.17$.

Les énergies accessibles actuellement sont encore trop basses pour donner lieu à des effets spectaculaires mais les résultats expérimentaux (Fig. 13) s'accordent assez bien avec les prédictions du modèle standard³⁶. Avec la mise en service du SLC (Stanford Linear Collider) et du LEP (au CERN) les choses seront bien différentes. Les sections efficaces des interactions électromagnétiques et des interactions faibles sont du même ordre de grandeur quand on atteint les centaines de GeV. Les effets d'interférence γ - Z^0 seront alors facilement observables. La physique du Z^0 permettra une vérification quantitative et précise de la partie électrofaible du modèle standard. Pour illustrer ces possibilités, examinons l'expression de l'asymétrie dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$:

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{\pi \alpha^2}{2s} [A (1 + \cos^2\theta) + B \cos\theta]$$

où α est la constante de structure fine et s le carré de l'énergie de la collision.

L'asymétrie résulte de la présence d'un terme en $\cos\theta$. Les coefficients A et B ont pour expressions :

$$A = 1 + 2 \operatorname{Re}(x) g_V^e g_V^\mu + |x|^2 [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] [(g_V^\mu)^2 + (g_A^\mu)^2]$$

$$B = 4 \operatorname{Re}(x) g_A^e g_A^\mu + 8 |x|^2 g_V^e g_V^\mu g_A^e g_A^\mu$$

avec pour la fonction x :

$$x = \frac{G_F^2 M_Z^2}{2\sqrt{2} \pi \alpha} \frac{s}{(s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z)}$$

Γ est la largeur du Z^0 . Les g_i^l sont des constantes de couplage, dont les valeurs nous sont fournies par le modèle standard. On voit que les asymétries atteignent des valeurs proches de l'unité (Fig. 14).

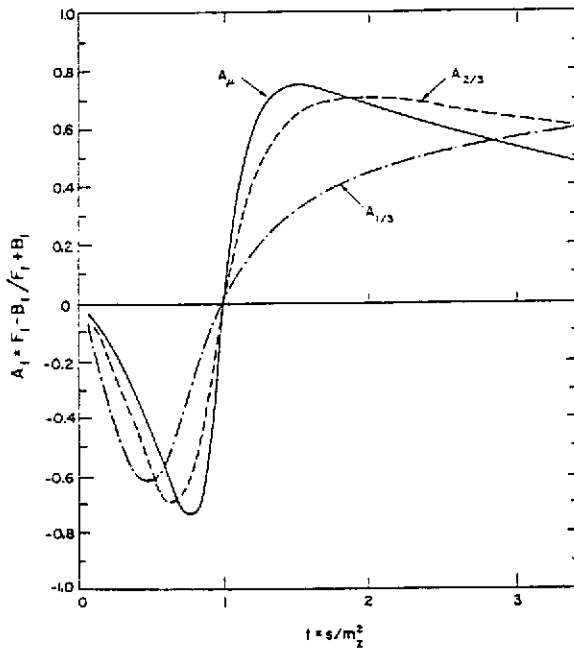


Figure 14: Asymétries aux énergies du LEP pour les réactions $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (A_μ) et $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$ ($A_{2/3}$ et $A_{1/3}$ pour les charges $2/3$ et $1/3$ respectivement).

5.3.3 Interaction lepton-quark³⁷.

5.3.3.1 Physique atomique³⁸.

Considérons maintenant l'interaction lepton-quark. Tout d'abord, en physique atomique. Dans le domaine des eV, on s'attend évidemment à des effets extrêmement petits. Heureusement, les atomes lourds présentent un cas favorable, car il existe plusieurs facteurs d'augmentation qui varient comme des puissances de Z . La technique la plus couramment utilisée consiste à mesurer la rotation du plan de polarisation de la lumière à la traversée d'une vapeur atomique. Une rotation du plan de polarisation est le signal d'une certaine chiralité. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les prédictions du modèle standard, et on peut en tirer une valeur de l'angle de Weinberg, $\sin^2 \theta_W = 0.23 \pm 0.03$, en très bon accord avec les valeurs obtenues en physique des particules. Les expériences faites avec des atomes lourds nécessitent, pour leur interprétation, une bonne compréhension de la structure atomique. En principe, l'interaction étant bien connue, et les méthodes du problème à N corps bien maîtrisées, il s'agit surtout d'un problème technique. Évidemment, des expériences dans des atomes plus simples, et surtout dans l'hydrogène, sont souhaitables, car leur interprétation serait plus aisée. Mais ces expériences sont beaucoup plus difficiles.

5.3.3.2 Diffusion électron-nucléon et électron-noyau³⁹.

La violation de la parité dans la diffusion des électrons par l'hydrogène et le deutérium a été observée pour la première fois à SLAC (Stanford Linear Accelerator). Il faut disposer d'un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement. On produit des électrons polarisés par effet photoélectrique sur de l'arséniure de Gallium (GaAs), les photons étant au préalable polarisés circulairement. Dans un accélérateur linéaire, il n'y a pratiquement pas de dépolérisation. La polarisation peut être mesurée avant et après l'accélération par effet Møller. Elle peut atteindre 40%. Les électrons sont ensuite dirigés sur une cible, et on détecte seulement les électrons diffusés (réaction inclusive) à un certain angle.

$$e \text{ (polarisé longitudinalement)} + D \rightarrow e + X$$

où X est un système hadronique. L'effet observé est une différence de taux de comptage pour les deux directions de polarisation longitudinale des électrons. Le renversement de polarisation se fait à la source sur les photons (changement de polarisation circulaire).

Quelle est la grandeur de l'effet attendu? Le phénomène résulte d'une interférence γ - Z^0 . Les amplitudes électromagnétique et faible sont données respectivement par:

$$A^{EM} \sim \frac{e^2}{q^2} \quad A^W \sim \frac{g^2}{q^2 + M_Z^2}$$

où q est le moment de transfert, M_Z la masse du Z^0 , e la charge électrique et g la constante des interactions faibles. À basse énergie (16 à 19 GeV à SLAC) on peut négliger q^2 devant M_Z^2 . L'effet d'interférence est donné par :

$$\eta = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \sim \frac{A^W \cdot A^{EM}}{|A^{EM}|^2} \sim \frac{A^W}{A^{EM}} \sim \frac{q^2 g^2}{e^2 M_Z^2} \sim \frac{G_F q^2}{4\pi \alpha} \sim 10^{-4} q^2 \text{ (où } q \text{ est en GeV/c)}$$

α est la constante de structure fine et G_F la constante de Fermi. Il s'agit d'un petit effet, qui demande que l'expérience soit réalisée avec un soin particulier et avec une statistique élevée. On utilise comme méthode de détection une mesure du courant intégré plutôt qu'un comptage des impulsions individuelles. Il faut se prémunir contre les asymétries parasites. Par exemple, le renversement de la polarisation est fait d'une manière aléatoire, afin d'éviter toute asymétrie qui serait liée à un cycle d'inversion régulier. Grâce aux nombreux contrôles utilisés en cours d'expérience, de telles mesures sont actuellement très fiables. Les asymétries observées sont :

$$\eta/q^2 = (-9.5 \pm 1.6) \times 10^{-5} \text{ (GeV/c)}^{-2} \text{ (deutérium)}$$

$$\eta/q^2 = (-9.7 \pm 2.7) \times 10^{-5} \text{ (GeV/c)}^{-2} \text{ (hydrogène)}$$

Les moments de transfert utilisés correspondaient à des valeurs de q^2 entre 1 et 2 (GeV/c)².

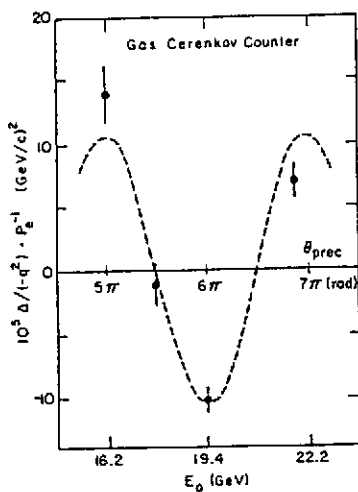


Figure 15: Expérience de diffusion des électrons polarisés à SLAC. En faisant varier l'énergie du faisceau on induit une rotation du spin de l'électron incident.

Lorsque l'énergie E_0 du faisceau varie, la polarisation subit une précession dans l'aimant de déviation (angle de 24.5°), due au moment magnétique anormal de l'électron :

$$\theta_{\text{prec.}} = \frac{E_0}{m_e c^2} \frac{g-2}{2} \theta_{\text{dev.}} = \frac{E_0(\text{GeV})}{3.237} \pi \text{ (radians)}$$

On s'attend donc à une variation de l'asymétrie η en fonction de l'énergie (Fig. 15) :

$$\eta_{\text{exp.}} = |P_e| \eta \cos[E_0(\text{GeV})/3.237]\pi$$

Le résultat permet d'extraire une valeur⁴⁰ de l'angle de Weinberg :

$$\sin^2 \theta_W = 0.224 \pm 0.12 \pm 0.008$$

D'une manière générale, l'amplitude associée au courant faible neutre fait intervenir les courants vectoriels et axiaux de l'électron et des quarks de valence u et d (si l'on néglige les quarks de la mer et les autres saveurs). On a :

$$A^W = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \{ J_A^e [\alpha(J_V^u - J_V^d) + \gamma(J_V^u + J_V^d)] + J_V^e [\beta(J_A^u - J_A^d) + \delta(J_A^u + J_A^d)] \}$$

où les termes ont été regroupés pour faire apparaître la partie isovectorielle (termes en α et β) et la partie isoscalaire (termes en γ et δ). Les courants vectoriel et axial pour les fermions sont définis par :

$$J_V^f = \bar{f} \gamma^\mu f \quad J_A^f = \bar{f} \gamma^\mu \gamma^5 f$$

Les paramètres α , β , γ et δ dépendent du modèle. Dans le modèle standard on a :

$$\alpha = 2 \sin^2 \theta_W - 1 \quad \beta = 4 \sin^2 \theta_W - 1 \quad \gamma = \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \quad \delta = 0$$

L'expérience de SLAC fournit des relations entre ces constantes. Une expérience sur le ^{12}C a été entreprise à l'accélérateur d'électrons de Bates⁴¹, à plus basse énergie, en vue de mesurer une autre combinaison des constantes α , β , γ et δ . Le tableau suivant donne les divers paramètres de l'expérience.

Paramètres de l'expérience de Bates

Source

Longueur d'onde Laser	750 nm.
Energie des photons	1.65 eV.
Puissance Laser en continu	4.1×10^{18} photons/s. = 1.1 w.
Rendement quantique du cristal de GaAs	0.03
Intensité de pointe à la source	1.23×10^7 e ⁻ /s. = 19.8 mA.
Durée des impulsions	15 μ s.
Taux de répétition	1000 Hz.
Intensité moyenne à la source	1.86×10^{12} e ⁻ /s. = 298 μ A.
Nombre d'électrons par impulsion à la source	1.86×10^{12} e ⁻ /s.

Cible

Transmission de l'accélérateur	0.33
Intensité de pointe sur cible	4.1×10^{16} e ⁻ /s. = 6.6 mA.
Intensité moyenne sur cible	6.2×10^{14} e ⁻ /s. = 99 μ A.
Nombre d'électrons par impulsion sur cible	6.2×10^{11} e ⁻ /s.
Epaisseur de la cible de carbone	5 g/cm ² = 2.5×10^{23} atomes/cm ² .
Taux de polarisation P_0	0.44

Détection

Angle solide du spectromètre (Ω)	60 msr.
Section efficace différentielle	2×10^{-29} cm ² /sr.
Nombre d'événements détectés par impulsion	1.9×10^5 .
Nombre d'événements détectés en 100 heures	7×10^{13} .
Asymétrie théorique $A(G-S-W)$	2.0×10^{-6} .
Asymétrie attendue $A = A(G-S-W) \times P_0$	0.9×10^{-6} .
Erreur statistique ΔA par impulsion	2.2×10^{-3} .
Erreur statistique ΔA en 100 heures	1.2×10^{-7} .

Exercice: Vérifier la cohérence des données du tableau précédent.

5.4 Les effets dans les interactions quark-quark.

5.4.1 Violation de la parité en physique nucléaire⁴².

L'ancienne théorie V-A (avec la forme courant x courant) prédisait déjà une interaction faible entre quarks par courants chargés. Cette prédiction se retrouve dans le modèle standard, avec, en plus, une contribution des courants neutres. La physique nucléaire est le seul endroit où il soit possible d'étudier cette interaction faible quark-quark. Les problèmes sont redoutables, à la fois sur le plan expérimental et sur le plan théorique. Cette interaction faible quark-quark se traduit, au niveau des nucléons, en une violation de la parité dans l'interaction nucléon-nucléon, avec comme conséquence une violation de la parité dans toute la physique nucléaire. Par exemple, un niveau nucléaire n'est plus un état propre exact de la parité. À côté de la composante de parité normale, on trouve une impureté de parité. Par exemple :

$$\psi = \psi^+ + \mathcal{F} \psi^-$$

pour un niveau de parité normale positive. On peut évaluer l'ordre de grandeur de $\mathcal{F}$. L'impureté de parité est obtenue par la théorie des perturbations, par mélange avec un niveau de parité opposée, l'opérateur de transition étant l'hamiltonien des interactions faibles. À basse énergie ce dernier est proportionnel à la constante de Fermi G_F . Donc $\mathcal{F}$ est proportionnel à G_F , dont la dimension est M^{-2} . Pour obtenir une quantité $\mathcal{F}$ sans dimension, il faut multiplier par le carré d'une masse. La masse caractéristique des interactions nucléaires étant celle du pion, on trouve :

$$\mathcal{F} \sim \frac{10^{-5}}{M_p^2} m_\pi^2 \sim 10^{-7}$$

Dans des circonstances favorables (niveaux de parités différentes voisins en énergie) la valeur de $\mathcal{F}$ pourra être beaucoup plus grande, mais on voit que la physique nucléaire n'est pas essentiellement modifiée par les interactions faibles quark-quark et qu'il faudra faire des expériences bien spéciales pour observer la violation de parité attendue.

L'interprétation théorique des données expérimentales pose un problème très difficile. Partant de l'interaction faible quark-quark il faut passer au niveau de l'interaction faible nucléon-nucléon (par exemple en exploitant les modèles de sacs), puis tenir compte de toute la structure nucléaire. Ce programme ambitieux n'a pas encore été réalisé. Une méthode d'approche plus réaliste consiste à traiter d'une façon plus empirique l'interaction faible entre nucléons, de la véhiculer par les mésons connus (la différence par rapport à l'interaction forte nucléon-nucléon étant la présence d'un vertex faible) et de paramétriser les vertex faibles à partir de données

expérimentales. On peut ensuite vérifier qu'il y a une bonne cohérence entre les résultats expérimentaux. Ce programme a été réalisé par Desplanques, Donoghue et Holstein⁴³ (en abrégé DDH). Pendant un certain temps, une expérience, celle de Lobashov, posait un problème, donnant un résultat expérimental beaucoup trop grand. Cette expérience a été refaite (avec comme résultat $P_\gamma = (1.8 \pm 1.8) \times 10^{-7}$) et il n'y a plus de désaccord. En conclusion, l'interaction faible quark-quark a été observée expérimentalement et il n'y a pas lieu de soupçonner qu'il puisse y avoir là un problème avec le modèle standard⁴⁴.

5.4.1.1 Transitions α interdites.

Les règles de sélection sur les transitions α et γ subissent des modifications. En radioactivité α , nous avons vu qu'un niveau de parité non naturelle ne peut pas se désintégrer vers un niveau 0^+ . Si les niveaux contiennent des impuretés de parité, cette règle de sélection va être contournée. Un exemple bien connu est la désintégration α du niveau 2^- à 8.87 MeV de ^{16}O vers le fondamental du ^{12}C (Fig. 16). En principe, on recherche une désintégration qui, en l'absence de violation de la parité, ne se produit pas. On pense donc que le rapport signal sur bruit est infini. Malheureusement, l'état 2^- est proche d'un état 2^+ , dont la désintégration α est permise, et dont la largeur est telle qu'on doit finalement rechercher la présence d'un pic étroit sur un fond continu. Après beaucoup d'efforts, un groupe de Mayence⁴⁵ a réussi à mesurer la largeur Γ_α du niveau 2^- :

$$\Gamma_\alpha = (1.03 \pm 0.28) \times 10^{-10} \text{ eV}$$

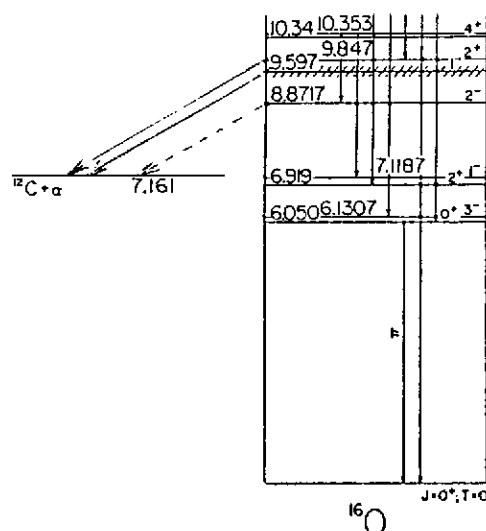


Figure 16: Désintégration α de certains niveaux de l'oxygène 16. Le niveau 1^- à 9.597 MeV constitue la source de bruit de fond pour la recherche de la désintégration du niveau 2^- à 8.87 MeV.

Il existe d'autres possibilités expérimentales. Au lieu de considérer la désintégration α d'un niveau, on peut rechercher sa formation dans une réaction nucléaire. Un exemple bien connu est la réaction:



On peut utiliser un faisceau de deutons et une cible d'hélium, mais il y a moins de bruit de fond si l'on utilise une cible de deutérium et un faisceau de particules α d'énergie ~ 6 MeV. La détection des rayons γ est possible, mais sujette à un bruit de fond intense provenant du faisceau, de la radioactivité ambiante et même du rayonnement cosmique. Une expérience⁴⁶ réalisée à Chalk River a utilisé un spectromètre magnétique pour identifier les ions lithium. Le résultat est une limite supérieure de l'ordre de 10^{-6} eV; il montre qu'il sera extrêmement difficile, sinon impossible, d'atteindre les valeurs qui sont prédites par la théorie et qui sont de l'ordre de 10^{-10} eV.

5.4.12 Diffusion nucléon-nucléon et diffusion $p-\alpha$.

En principe, c'est en étudiant la diffusion nucléon-nucléon que l'on devrait obtenir les meilleures informations sur la violation de la parité dans l'interaction quark-quark. Il est clair que l'interprétation des expériences est plus simple et plus fiable, puisque l'on s'affranchit des incertitudes sur la structure nucléaire. Mais les expériences sont très délicates. On peut former un pseudoscalaire avec le vecteur polarisation du nucléon incident et l'impulsion du nucléon diffusé (ou du nucléon de recul). On étudie alors l'asymétrie obtenue en renversant la polarisation longitudinale du faisceau:

$$A = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}$$

où les signes + et - sont relatifs à l'hélicité du proton incident.

On s'attend à une asymétrie de l'ordre de 10^{-7} . Toute la difficulté de l'expérience consiste à éliminer les sources d'asymétries parasites. Pour obtenir une bonne statistique, il faut utiliser un grand angle solide de détection et des taux de comptage élevés. En effet, l'erreur ΔA sur l'asymétrie est donnée par:

$$\Delta A = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

où N est le nombre de nucléons diffusés dans l'angle solide couvert par le détecteur, durant toute l'expérience, pour un sens de la polarisation. Pour $\Delta A \leq 10^{-7}$ il faut $N \geq 10^{14}$. Pour un temps de faisceau de 5×10^5 s. (environ une semaine) il faut donc supporter un taux de comptage de 2×10^8 Hz. On utilise alors la méthode d'intégration du courant plutôt que celle du

comptage des impulsions individuelles.

Des expériences ont été effectuées à Los Alamos (15 MeV protons), à SIN (45 MeV protons) et à Berkeley (45 MeV protons).

$A = - (1.7 \pm 0.8) \times 10^{-7}$	15 MeV	Los Alamos
$A = - (2.3 \pm 0.9) \times 10^{-7}$	45 MeV	SIN
$A = - (1.3 \pm 2.3) \times 10^{-7}$	45 MeV	Berkeley

On peut relier les valeurs à 15 et 45 MeV par un calcul théorique et donc combiner ces trois valeurs pour obtenir l'asymétrie à 45 MeV:

$$A (45 \text{ MeV}) = - (2.4 \pm 0.7) \times 10^{-7}$$

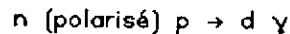
Plus récemment, une expérience⁴⁷ a été effectuée à SIN sur la diffusion $p-\alpha$. Après le système nucléon-nucléon, c'est l'un des systèmes les plus simples à analyser théoriquement. Le calcul montre que l'effet de violation de parité est dominé par l'échange d'un pion. On est donc particulièrement sensible au courant faible neutre. On utilise un faisceau de protons de 46 MeV, polarisé avec un taux de 83%. La polarisation, initialement verticale, est convertie en une polarisation longitudinale au moyen d'un système magnétique (solénoïde de précession et aimant de déviation). Le renversement de polarisation se fait à la source avec une période de 30 ms. On utilise comme détecteur une chambre d'ionisation cylindrique qui couvre le domaine angulaire défini par $23^\circ \leq \theta \leq 97^\circ$. On mesure le courant intégré, et on normalise au moyen d'un cylindre de Faraday. La position du faisceau est ajustée de façon précise au moyen de déflecteurs, et elle est contrôlée par des moniteurs. L'effet observé est:

$$A = - (3.3 \pm 0.9) \times 10^{-7}$$

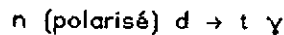
5.4.1.3 Capture des neutrons polarisés.

Si l'on dispose de noyaux orientés, on pourra observer une asymétrie dans la distribution angulaire des γ de désexcitation. Le pseudoscalaire est ici formé à partir de la direction de la polarisation nucléaire et de l'impulsion du γ . Une façon d'obtenir un état nucléaire polarisé est la capture de neutrons polarisés par des noyaux. Le pseudoscalaire est alors formé avec le vecteur polarisation du neutron et l'impulsion du γ . La technique des neutrons polarisés a été développée auprès des réacteurs fournissant des faisceaux de neutrons lents. Les premières expériences ont été réalisées avec des noyaux complexes, mais c'est avec des protons ou des

noyaux légers que la méthode prend toute sa valeur, car l'interprétation est beaucoup plus simple et plus fiable. Le cas de la capture des neutrons polarisés par l'hydrogène a été étudié à Grenoble, à l'Institut Laue-Langevin.



La capture dans le deutérium a aussi été étudiée.



Des détails sont donnés dans l'exposé de Michel Avenier.

5.4.1.4 Polarisation circulaire dans les transitions électromagnétiques nucléaires.

En ce qui concerne les transitions électromagnétiques dans les noyaux, on sait qu'il n'existe pas d'interdiction absolue. Par exemple, si une transition ne peut pas se faire par transition E1 à cause de la parité, elle se fera par transition M1. Les règles de sélection sur la parité définissent les multipôles qui interviennent dans une transition, soit :

$$E1, M2, E3, \dots \quad \text{ou} \quad M1, E2, M3, \dots$$

On sait d'ailleurs qu'à basse énergie seuls les multipôles les plus bas contribuent. La conservation de la parité interdit la présence simultanée de multipôles de même ordre et de nature différente, par exemple E1 et M1. Avec des impuretés de parité cette règle de sélection est contournée et on observera une interférence entre un multipôle *normal*, par exemple E1, et un multipôle *anormal*, qui serait alors $\tilde{M}1$ (on utilise le signe $\sim$ pour caractériser le multipôle anormal). On peut montrer que l'interférence E1- $\tilde{M}1$ ou M1- $\tilde{E}1$ donne aux γ émis par des noyaux non polarisés une polarisation circulaire (hélicité). Une telle hélicité, étant un pseudoscalaire, est un signal clair de violation de parité. Nous avons déjà vu comment on mesure une polarisation circulaire γ . Mais cette polarisation est ici très faible :

$$P_c \sim \frac{M1 \tilde{E}1}{|M1|^2} \sim \frac{\tilde{E}1}{M1}$$

ce qui est normalement de l'ordre de 10^{-7} . Comme le pouvoir d'analyse d'un polarimètre Compton est de l'ordre du % on se retrouve avec des différences de taux de comptage de l'ordre de 10^{-9} . Heureusement, il y a des circonstances favorables en physique nucléaire, qui peuvent apporter des facteurs d'augmentation considérables. Certaines transitions γ , pour des raisons de structure

nucléaire (règles de sélection dues à des modèles), subissent des ralentissements importants, 10^4 et même plus. Si le multipôle normal subit une telle suppression (ce que l'on sait par l'expérience) et si l'on a des raisons de penser que le multipôle anormal ne subit pas le même effet, on se trouve dans un cas favorable, la polarisation circulaire pouvant atteindre des valeurs de 10^{-4} et même 10^{-2} . On connaît de tels exemples dans des noyaux lourds qui peuvent être étudiés avec des sources radioactives. Un exemple spectaculaire est une transition dans le ^{180}Hf . Le niveau de 1142.9 MeV ($J = 8^-$) est métastable, avec une vie moyenne de 5.5 h. Sa transition E1 vers le niveau de 1085.3 MeV ($J = 8^+$) est interdite par la règle de sélection sur K ($\Delta K = 8$). Le facteur d'inhibition est 10^{16} .

Ces noyaux lourds sont intéressants lorsqu'il s'agit de prouver l'existence de l'effet (violation de parité), mais si l'on veut se livrer à une interprétation quantitative on est aux prises avec des problèmes de structure nucléaire extrêmement ardues. On essaie donc de se tourner vers des noyaux plus simples, mais alors il faut faire des expériences sur accélérateurs, ce qui représente des difficultés supplémentaires (le faisceau d'un accélérateur n'a pas la stabilité géométrique et temporelle d'une source radioactive). Il y a quelques noyaux particulièrement intéressants à cause de la présence de doublets de parité (niveaux de parités différentes presque dégénérés en énergie): ^{18}F , ^{19}F , ^{21}Ne . Nous considérerons en détail le cas de ^{18}F . Nous remarquons la présence d'un doublet de parité formés des niveaux ($J = 0^+$, $T = 1$, $E = 1042$ keV) et ($J = 0^-$, $T = 0$, $E = 1081$ keV). Tous deux se désexcitent par transition γ vers le niveau fondamental ($J = 1^+$, $T = 0$). Normalement, la transition de 1042 keV est une transition M1 et la transition de 1081 keV est E1. La transition E1 est très fortement retardée, la vie moyenne du niveau de 1081 keV étant $\tau(1081) = 27.5 \pm 1.9$ ps., ce qui est une manifestation de la règle de sélection sur l'isospin (transition $0 \rightarrow 0$ dans un noyau self-conjugué). Alors que la transition M1 est normale, la vie moyenne du niveau de 1042 keV étant 2.7 ± 0.5 fs. On s'attend donc à un effet important dans la transition E1. On établit une relation entre la polarisation circulaire γ mesurée et l'élément de matrice de l'interaction qui viole la parité $H_{p,v}$:

$$P_{\gamma}(1081) = -2 \frac{\langle \text{Fond.} | M1 | 0^+, 1042 \rangle}{\langle \text{Fond.} | E1 | 0^-, 1081 \rangle} \frac{\langle 0^+, 1042 | H_{p,v} | 0^-, 1081 \rangle}{\Delta E}$$

Avec $\Delta E = 39$ keV on trouve:

$$|P_{\gamma}(1081)| = 5.47 \text{ eV}^{-1} |\langle 0^+, 1042 | H_{p,v} | 0^-, 1081 \rangle|$$

Ceci suppose une approximation à deux niveaux; on ne considère que le mélange de parité entre les niveaux de 1042 et 1081 keV et on néglige la contribution de tous les autres états. Pour une

discussion plus détaillée de cette question, voir Adelberger⁴⁸.

Le système le plus simple est évidemment le système nucléon-nucléon, c'est pourquoi la réaction de capture:



a été étudiée par Lobashov⁴⁹. Les difficultés expérimentales sont considérables. La polarisation circulaire du γ de 2.2 MeV est de l'ordre de 10^{-8} . Il faut utiliser des neutrons (non polarisés) provenant d'un réacteur. Or un réacteur est une source intense de rayonnement β^- (les produits de fission), et les γ de freinage produits par les électrons sont polarisés circulairement à 100%. Il faut donc être certain de bien contrôler le bruit de fond. L'effet à mesurer étant très petit, il faut disposer d'une statistique énorme, ce qui exclut la technique de comptage des impulsions individuelles et impose l'intégration du courant. On utilise un polarimètre à effet Compton. Le champ magnétique est renversé toutes les secondes. Il faut alors détecter dans le courant issu du photomultiplicateur une composante alternative de fréquence égale à 1 Hz. Cette composante est évidemment superposée à un courant continu, et noyée dans les fluctuations de ce courant. On l'extraît par filtrage. Il faut disposer d'un filtre extrêmement sélectif. Lobashov utilisa une méthode très ingénieuse, qui consiste à exciter les oscillations d'un pendule accordé sur la bonne fréquence. Plus tard, des méthodes électroniques furent mises au point. Le résultat de l'expérience de Lobashov posa un problème pendant de nombreuses années, car la polarisation circulaire observée était beaucoup trop grande, d'un facteur 100. L'expérience de Lobashov a été refaite, par l'auteur lui-même, et les choses sont rentrées dans l'ordre. Il est fort possible que le problème ait été causé par le rayonnement de freinage des rayons β . En se plaçant dans de meilleures conditions expérimentales, on se protège mieux contre cette source de bruit de fond.

5.5 Quelle est l'origine de la violation de la parité ?

5.5.1 Les théories de jauge avec symétrie droite-gauche spontanément brisée.

Quelle est l'origine de la violation de la parité ? Évidemment, ce n'est pas le modèle standard qui va répondre à cette question, puisque dans ce modèle la violation de la parité est mise à la main. Devons-nous admettre que l'univers est essentiellement asymétrique, et que cette asymétrie apparaît explicitement dans le Lagrangien ? C'est là une façon de briser une symétrie, mais ce n'est pas la seule. Une autre possibilité est de partir d'un Lagrangien symétrique et ensuite d'introduire une brisure spontanée de symétrie. On connaît de nombreux exemples en physique où un Lagrangien symétrique donne lieu à des solutions qui ne respectent pas la symétrie. C'est le cas de l'aimantation. De tels exemples font intervenir une transition de phase,

pour une certaine valeur d'une variable physique. La violation de la parité pourrait appartenir à cette catégorie de phénomènes. À haute énergie (ou à de courtes distances) la parité pourrait être une bonne symétrie, et le groupe de jauge serait de la forme (pour la partie électrofaible) $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$. Le secteur de Higgs serait organisé de telle façon qu'il donne des masses différentes aux bosons droits $W_R^{\pm}$ et Z_R^0 et aux bosons gauches $W_L^{\pm}$ et Z_L^0 (ces derniers sont ceux qui ont été découverts au CERN et dont les masses sont inférieures à 100 GeV). Les bosons droits pourraient avoir des masses de l'ordre de plusieurs centaines de GeV. Aux énergies qui ont été exploitées en laboratoire, leur effet ne se ferait pas sentir de façon mesurable. En fait, les bosons physiques observés seraient des mélanges de bosons droits et gauches, avec un angle de mélange ξ .

$$\begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \xi & -\sin \xi \\ \sin \xi & \cos \xi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_L \\ W_R \end{bmatrix}$$

5.5.2 Les vérifications expérimentales possibles à haute et à basse énergie.

Les bosons connus seraient principalement gauches, mais pourraient aussi contenir une petite composante droite. On devrait donc observer des écarts à la théorie V-A, même à basse énergie. Mais pour les déceler, il faut faire des expériences de haute précision. Une telle expérience a été faite à TRIUMF sur la désintégration du muon⁵⁰. Il faut trouver une configuration cinématique pour laquelle la théorie V-A donne un effet nul. On est alors sensible à un terme de la forme V+A (produit par les courants droits). On peut montrer que l'asymétrie des électrons de désintégration s'annule dans la direction du spin du muon à l'énergie maximale du spectre (voir Appendice B). On peut disposer d'un faisceau de muons polarisés et on peut aussi utiliser la technique de rotation du spin (μ SR ou muon spin rotation). L'expérience permet alors de fixer des limites supérieures à la masse du boson W_R et à l'angle de mélange ξ . Une autre expérience, faite au laboratoire KEK, près de Tokyo, sur la désintégration du K^+ , donne aussi des limites supérieures.

Plusieurs articles ont suggéré des expériences sur la polarisation des électrons ou des positrons dans les transitions β . Il s'agit de vérifier si la polarisation longitudinale des positrons et des électrons est bien égale à $\pm v_e/c$ comme le veut la théorie V-A. Les écarts attendus étant très petits, il est impossible de penser à des mesures absolues. Mais on peut essayer, par des mesures relatives, de mettre en évidence de petites différences de polarisation entre des transitions de Fermi et des transitions de Gamow-Teller, qui réagissent différemment à la présence de courants droits. Bég et al.⁵¹ ont calculé les effets de ces courants droits sur la polarisation longitudinale des électrons β :

$$\frac{P_F}{P_F^{V-A}} = -2 \frac{\eta_{AV}}{1 + \eta_{AV}^2} \quad \frac{P_{GT}}{P_{GT}^{V-A}} = -2 \frac{\eta_{AA}}{\eta_{AV}} \frac{1}{1 + \frac{\eta_{AA}^2}{\eta_{AV}^2}}$$

pour les transitions de Fermi et de Gamow-Teller respectivement. Les notations sont les suivantes :

$$\eta_{AV} = -\epsilon \frac{m_2^2 - m_1^2}{\epsilon^2 m_1^2 + m_2^2} \quad \eta_{AA} = \frac{\epsilon^2 m_2^2 + m_1^2}{\epsilon^2 m_1^2 + m_2^2}$$

où m_1 et m_2 sont les masses des bosons W_1 et W_2 et :

$$\epsilon = \frac{1 + \tan \xi}{1 - \tan \xi}$$

De telles expériences supposent une grande maîtrise des mesures de polarisation, et aussi une analyse théorique très précise, tenant compte d'un grand nombre de petits effets dont certains sont influencés par la structure nucléaire. On mise beaucoup sur une méthode de mesure de la polarisation des positrons, basée sur la formation de positronium en présence d'un champ magnétique⁵².

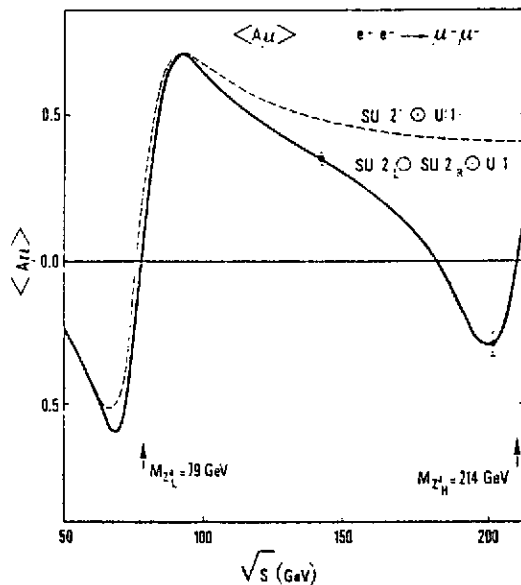


Figure 17: Asymétrie de la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour le modèle standard et pour une théorie avec symétrie droite-gauche. On a supposé l'existence d'un boson Z^0 additionnel, de masse 214 GeV. Les résultats expérimentaux actuels ne permettent pas de distinguer entre les deux modèles. Les barres d'erreurs correspondent à une expérience utilisant 1000 heures de faisceau à LEP.

C'est probablement en allant vers de plus hautes énergies que la question pourra être tranchée. Dans le programme expérimental de LEP on trouve de telles études. On voit qu'au delà du pic du Z^0 on s'attend à observer un effet important dans l'asymétrie de la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (Fig. 17).

5.6 Une application "pratique" de la non-conservation de la parité.

La découverte de la non-conservation de la parité a pu être considérée pendant un temps comme dénuée de toute application "utile". Ce n'est plus le cas aujourd'hui. La non-conservation de la parité se révèle être un outil extrêmement utile en physique du solide et en chimie.

Le muon, en se désintégrant, émet ses positrons de façon asymétrique, ce qui donne l'information sur l'orientation de son spin. On dispose donc d'un petit aimant qui peut voyager dans la matière, explorer les champs magnétiques locaux et envoyer des messages à l'observateur. De plus, le temps de vie du muon est suffisamment long (2.2 μ s.) pour que l'on puisse effectuer des mesures différentielles (en fonction du temps). Il n'est donc pas étonnant que la technique dite " μ SR" (muon spin rotation) soit très populaire chez les physiciens du solide⁵³. Auprès des usines à pions se sont constitués des groupes qui utilisent cette technique.

Le muon positif, dans la matière, forme un atome de muonium ($\mu^+ e^-$), très semblable à un atome d'hydrogène. On dispose donc, en chimie, d'un isotope ultra-léger de l'hydrogène, qui émet des messages lors de sa désintégration. D'où la possibilité d'étudier des phénomènes temporels, comme des mécanismes de réaction.

La dépolarisation des muons dans la matière est aussi une source utile d'information⁵⁴.

6 La violation de PC et la violation de T

6.1 La violation de PC dans le système des kaons⁵⁵. Les paramètres ϵ et ϵ' .

Après la découverte de la violation maximale des symétries P et C, il était apparent qu'il y avait conservation du produit CP. Ce qui avait fait dire à certains que l'opération P était automatiquement accompagnée de l'opération C. Vue dans un miroir, une particule deviendrait l'antiparticule associée. Un électron deviendrait un positron, un noyau de cobalt deviendrait de l'anticobalt. Il n'était pas possible, expérimentalement, de réfuter ce point de vue. Par exemple, l'examen des équations de Maxwell nous dit que, du point de vue de la parité, les champs électrique et magnétique ont des comportements opposés (l'un vecteur polaire, l'autre vecteur axial) mais on ne peut pas décider de leur comportement dans l'absolu. Le fait de considérer la charge électrique comme un scalaire est arbitraire, on pourrait aussi la considérer comme un pseudoscalaire.

Mais la conservation de CP a des conséquences importantes pour le système des mésons K neutres. on connaît les mésons K^0 et $\bar{K}^0$ qui sont reliés par l'opération C :

$$C|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad C|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

Ce sont les états qui sont produits par interaction forte et ils se distinguent par leur étrangeté :

$$S(K^0) = +1 \quad S(\bar{K}^0) = -1$$

Dans un monde sans interactions faibles, l'étrangeté serait conservée et il n'y aurait aucune transition possible entre ces deux états dégénérés en masse (à cause de l'invariance CPT). On aurait une situation semblable à celle du couple électron-positron, deux particules entre lesquelles toute transition est interdite par la conservation de la charge électrique. Mais les interactions faibles, qui ne conservent pas l'étrangeté, peuvent induire des transitions entre les mésons K neutres. De telles transitions impliquent $\Delta S = 2$, et se produisent donc au second ordre des interactions faibles avec $\Delta S = 1$, ou par toute autre interaction qui autoriserait $\Delta S = 2$ au premier ordre. Les mésons K^0 et $\bar{K}^0$ peuvent donc se mélanger, et on peut facilement voir quel est le type de mélange qui intervient dans les interactions faibles si celles-ci conservent

CP. Nous avons déjà vu quelle est l'action de C sur les mésons K neutres. Quand à l'action de P, elle résulte du caractère pseudoscalaire des mésons K. Donc :

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad CP|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$$

Les états propres de CP sont donc les combinaisons linéaires :

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad |K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

correspondant aux valeurs propres CP = +1 et CP = -1 respectivement. Ces deux particules se désintègrent de façon différente. Le K_1^0 se désintègre en deux pions ($\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0$). En effet, ces systèmes de deux pions ont des états propres de CP avec la valeur propre +1. Dans le système propre de la paire $\pi^+\pi^-$ l'opérateur P échange π^+ et π^- et l'opérateur C rétablit la configuration initiale. Le système $\pi^0\pi^0$ est inchangé. La conservation de CP autorise donc la désintégration du K_1^0 en deux pions, mais interdit la désintégration du K_2^0 en deux pions. Ce dernier pourra, par contre, se désintégrer en trois pions. Comme le facteur d'espace de phase favorise la désintégration en deux particules, le K_1^0 aura une durée de vie⁵⁶ beaucoup plus courte que le K_2^0 . C'est pourquoi les deux particules physiques dont on observe la désintégration sont appelées K_L^0 (long) et K_S^0 . Si CP est conservé ces deux états coïncident avec K_2^0 et K_1^0 respectivement.

En 1964, Fitch, Cronin et leurs collaborateurs mirent en évidence la désintégration du K_2^0 en deux pions, avec un petit rapport d'embranchement cependant. Une telle désintégration est un signal clair de violation de CP. Contrairement à la violation de P et C qui est maximale, la violation de CP se manifeste comme un petit effet, avec toutefois des conséquences très importantes sur le plan de la physique. On a, en fait, peu avancé dans la compréhension de la violation de CP depuis sa découverte. Ce ne sont pourtant pas les tentatives d'explication qui manquent.

En présence d'une violation de CP les deux états K_S^0 et K_L^0 s'écrivent :

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [|K_1^0\rangle + \epsilon|K_2^0\rangle]$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [|K_2^0\rangle + \epsilon|K_1^0\rangle]$$

et le paramètre ϵ caractérise la violation de CP dans la matrice de masse des mésons K neutres. L'évolution en fonction du temps s'écrit :

$$|K(t)\rangle = A(t) |K^0\rangle + B(t) |\bar{K}^0\rangle$$

Le doublet :

$$\psi(t) = \begin{pmatrix} A(t) \\ B(t) \end{pmatrix}$$

obéit à l'équation d'évolution :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} A(t) \\ B(t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A(t) \\ B(t) \end{pmatrix}$$

$$\text{avec } H_{11} = H_{22} = M - i \frac{\Gamma}{2} \quad H_{12} = M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2} \quad H_{21} = M_{12}^* - i \frac{\Gamma_{12}^*}{2}$$

Les éléments diagonaux sont égaux à cause de l'invariance CPT. Les termes non diagonaux sont égaux seulement s'il y a invariance CP. La partie hermitique de la matrice décrit les oscillations de $\psi(t)$ entre les états K^0 et $\bar{K}^0$ et la partie antihermitique est responsable de la désintégration. On peut calculer le paramètre ϵ :

$$\epsilon = \frac{\sqrt{H_{12}} - \sqrt{H_{21}}}{\sqrt{H_{12}} + \sqrt{H_{21}}}$$

Le paramètre ϵ est une mesure de la violation de CP dans la matrice de masse. Mais il pourrait y avoir une autre source de violation de CP. On sait que la désintégration procède principalement avec un changement d'isospin $\Delta I = 1/2$ mais il y a aussi une contribution de $\Delta I = 3/2$. Le système $\pi\pi$ intervient donc par ses deux états d'isospin $I = 0$ et $I = 2$.

Exercice : Montrer que les états d'isospin $I = 0$ et $I = 2$ sont les seuls possibles.

Les amplitudes de désintégration correspondant à ces deux états d'isospin pourraient présenter une différence de phase :

$$\langle \pi\pi(I) | H_W | K^0 \rangle = a_I \exp(i\delta_I)$$

où δ_1 est le déphasage pion-pion dans l'état final d'isospin 1. Comme il s'agit d'un effet des interactions fortes il a été séparé dans l'expression de l'élément de matrice. Les a_i sont donc à priori des nombres complexes. On peut poser arbitrairement $\text{Im } a_0 = 0$. D'où un autre paramètre ϵ' donné par :

$$\epsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \exp[i(\delta_0 - \delta_2)] \frac{\text{Im}(a_2)}{a_0}$$

Les deux paramètres ϵ et ϵ' ont des origines différentes. Le paramètre ϵ a son origine dans la matrice de masse. Il résulte de la possibilité de transition entre K^0 et $\bar{K}^0$ et correspond à un changement d'étrangeté $\Delta S = 2$. Le paramètre ϵ' a son origine dans la phase relative des éléments de matrice d'isospin de la désintégration en deux pions et il correspond à un changement d'étrangeté $\Delta S = 1$. Mais on sait que l'amplitude $\Delta T = 1/2$ domine de beaucoup l'amplitude $\Delta T = 3/2$. Il en résulte que ϵ' est beaucoup plus petit que ϵ .

On peut relier les diverses grandeurs mesurables aux paramètres ϵ et ϵ' :

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \epsilon + \epsilon'$$

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \epsilon - 2\epsilon'$$

Le tableau suivant⁵⁷ donne les valeurs expérimentales des différents paramètres

$ \eta_{+-} $	$(2.299 \pm 0.036) \times 10^{-3}$
$ \eta_{00} $	$(2.275 \pm 0.021) \times 10^{-3}$
ϕ_{00}	$(54 \pm 5)^\circ$
ϕ_{+-}	$(44.6 \pm 1.2)^\circ$
$\text{Re}(\epsilon)$	$(1.621 \pm 0.088) \times 10^{-3}$
ϵ/ϵ'	$(-3 \pm 4) \times 10^{-3}$

La mesure du rapport ϵ'/ϵ suppose la mesure de deux rapports d'embranchement :

$$1 - 6 \frac{\epsilon'}{\epsilon} = \frac{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0}{K_L \rightarrow \pi^+\pi^-} \frac{K_S \rightarrow \pi^+\pi^-}{K_S \rightarrow \pi^0\pi^0}$$

Nous ne poursuivrons pas la discussion de la violation de CP en détails. Le sujet est très vaste. Actuellement il y a encore beaucoup de possibilités ouvertes. On attache une grande

importance à la mesure très précise du rapport ϵ'/ϵ .

6.2 La recherche de la violation de T.

Si l'on croit à l'invariance CPT, une violation de CP a comme conséquence une violation de T. Etant donné le mystère qui entoure cette question de la violation de CP, il est intéressant de se demander dans quels domaines de la physique on pourrait rechercher une violation de T, quels seraient les signaux non-ambigus d'une telle violation ainsi que l'ordre de grandeur des effets attendus. La violation de T a des conséquences expérimentales vérifiables: dans la relation entre sections efficaces de réactions inverses, la relation entre polarisation et asymétrie, l'existence de termes "impairs" dans le renversement du temps (désintégration β du neutron, transitions électromagnétiques), l'existence d'un moment dipolaire électrique pour une particule ou un atome.

6.2.1 Réactions nucléaires (réciprocité).

On trouve dans le livre de Sakurai⁵⁸ une discussion du principe de réciprocité (en anglais "detailed balance") qui concerne les sections efficaces de deux réactions inverses:



On suppose que les particules ne sont pas polarisées et qu'aucune polarisation n'est détectée. L'invariance T relie les sections efficaces $\sigma(A + B \rightarrow C + D)$ et $\sigma(C + D \rightarrow A + B)$:

$$p_{AB}^2 (2J_A + 1)(2J_B + 1) \sigma(A + B \rightarrow C + D) = p_{CD}^2 (2J_C + 1)(2J_D + 1) \sigma(C + D \rightarrow A + B)$$

Toute violation de cette égalité constituerait un signal de violation de T. Mais le fait que cette égalité soit vérifiée n'est pas à lui tout seul une preuve de l'invariance T. Il existe des circonstances où une violation de T ne donnerait aucun écart à la relation de réciprocité. C'est le cas d'une réaction qui serait bien décrite par l'approximation de Born; c'est aussi le cas d'une réaction pour laquelle on aurait deux voies ouvertes seulement, car alors l'unitarité de la matrice S garantit la relation de réciprocité. Il se pourrait aussi que la violation de T soit telle qu'elle disparaisse dans la comparaison des sections efficaces, cette dernière ayant fait perdre l'information sur des phases des éléments de matrice. Il existe des expériences très précises sur la vérification de la réciprocité. La difficulté expérimentale vient du fait qu'il faut étudier deux réactions différentes (avec des faisceaux et des cibles différentes) et que l'on se trouve aux prises avec un sérieux problème de normalisation des sections efficaces. On peut contourner la

difficulté en faisant seulement des mesures relatives. L'idée est la suivante: supposons que l'on trouve une réaction nucléaire pour laquelle la section efficace varie de façon considérable sur une gamme d'énergie restreinte (que l'on peut donc explorer facilement avec le même accélérateur et le même système de détection) ou encore en fonction de l'angle à une même énergie. On observera donc un minimum très marqué de la section efficace, proche d'un maximum. On peut penser qu'au maximum l'amplitude normale (invariante par T) domine la section efficace. On peut alors utiliser ce maximum pour normaliser les sections efficaces des deux réactions inverses. On examinera ensuite ce qui se passe au voisinage du minimum. À cet endroit, l'amplitude normale doit être fortement atténuée et il est possible que l'on se trouve dans des conditions favorables pour observer l'interférence entre l'amplitude normale (invariante dans T) et l'amplitude anormale (qui viole T). Une expérience à haute statistique⁵⁹ (Fig. 18) a été réalisée à Bochum avec le Tandem-Dynamitron. Elle était basée sur la comparaison de deux réactions inverses l'une de l'autre :



Aucune violation de la relation de réciprocité ne fut observée.

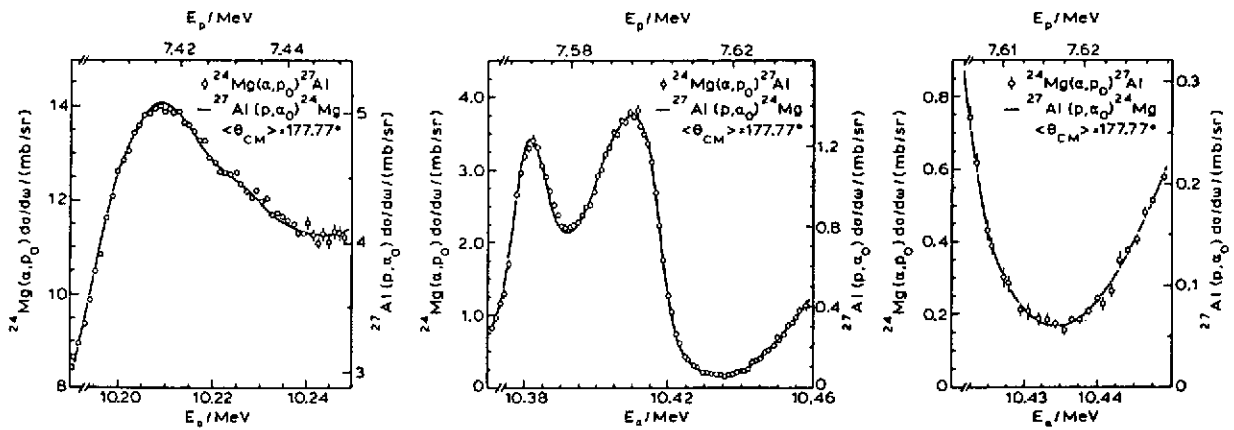


Figure 18: Comparaison des sections efficaces de deux réactions inverses. La sensibilité du test est maximale dans la région du minimum de la section efficace. Cette région a été dilatée dans la partie droite de la figure.

6.2.2 Le théorème polarisation-asymétrie.

Une autre conséquence de l'invariance T est le théorème polarisation-asymétrie. Elle implique aussi l'utilisation de deux réactions inverses (éventuellement une diffusion élastique) (Fig. 19):

$B (\vec{a}, c) D$

$D (c, \vec{a}) B$

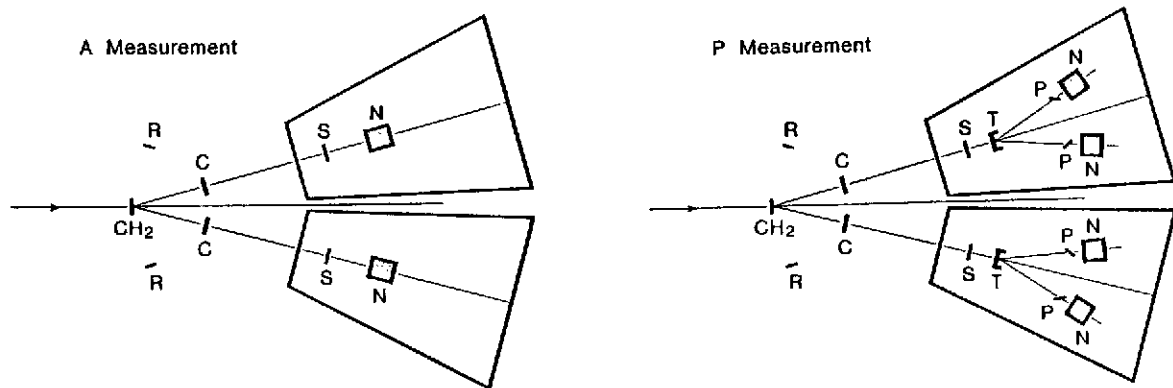


Figure 19: Principe de la mesure de l'asymétrie A (à gauche) et de la polarisation P (à droite). L'utilisation d'une cible de CH₂ permet de mesurer simultanément P-A pour la diffusion p-p (effet étudié) et pour la diffusion p-¹²C (effet nul). Le proton de recul peut être détecté dans les détecteurs de recul R (élimination du bruit de fond). Les autres éléments sont: C [collimateurs]; S et P [scintillateurs définissant les angles solides]; T [analyseurs de polarisation]; N [détecteurs à iodure de sodium].

La première réaction nécessite un faisceau de particules "a" polarisées. On mesure l'asymétrie A (ramenée à une polarisation de 100%). La deuxième réaction se fait avec un faisceau "c" non polarisé et on mesure la polarisation des particules "a" produites. Il faut donc utiliser une autre réaction pour mesurer cette polarisation. On utilise généralement une diffusion élastique sur l'hélium ou le carbone. Certains auteurs ont utilisé le silicium, qui présente l'avantage de servir simultanément de cible et de détecteur. Comme on est obligé d'utiliser des cibles assez épaisses comme analyseur de polarisation (pour avoir un taux de comptage suffisant), une fraction non négligeable de l'énergie est perdue dans la cible. L'utilisation du silicium permet de mesurer cette énergie et donc d'améliorer la résolution en énergie de l'expérience. Le théorème

polarisation-asymétrie se traduit par l'égalité $P = A$. Toute violation de cette égalité est un signal clair de violation de T. Inversement, si l'on observe que P est égal à A, on ne peut pas conclure qu'il y a invariance T. On peut en effet montrer que certaines réactions ne sont pas du tout sensibles à une violation de T, c'est à dire que même en présence d'une violation importante de T le théorème polarisation-asymétrie est encore satisfait, à cause de la structure particulière de la matrice de diffusion. Il faut donc être très prudent quand on tire des conclusions d'un test qui a donné un résultat négatif. Par contre, un test qui donne un résultat positif doit être pris au sérieux. En 1980, à la Conférence Internationale de Physique Nucléaire de Berkeley, une communication sur un écart important à la relation $P = A$ souleva un beau tollé. Des mesures de polarisation effectuées à l'Université Laval de Québec avec un polarimètre à silicium, et des mesures d'asymétrie effectuées au Lawrence Berkeley Laboratory, mettaient en évidence⁶⁰ une différence importante entre P et A. Les réactions utilisées étaient :

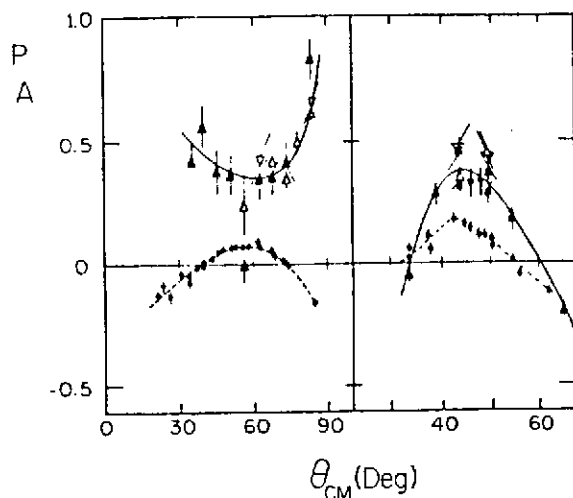
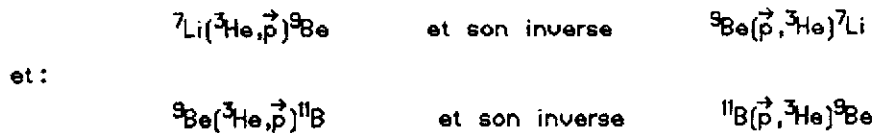


Figure 20: Comparaison de P et A pour deux couples de réactions inverses. L'écart observé entre P et A a été interprété comme une violation de l'invariance T.

À gauche, couple ${}^7\text{Li}-{}^9\text{Be}$.

À droite, couple ${}^9\text{Be}-{}^{11}\text{B}$.

Les points de polarisation sont ceux qui ont les plus grandes barres d'erreurs.

Ces résultats (Fig. 20) furent accueillis avec beaucoup de scepticisme, car l'effet observé

était énorme. Des expériences ultérieures, réalisées avec un polarimètre à hélium⁶¹ ou un polarimètre à carbone⁶² ne confirmèrent pas l'écart observé entre P et A et montrèrent en fait un effet nul (Fig. 21). Aucune explication n'a été donnée pour un tel désaccord. Il est prudent de conclure que l'invariance T n'est pas remise en question.

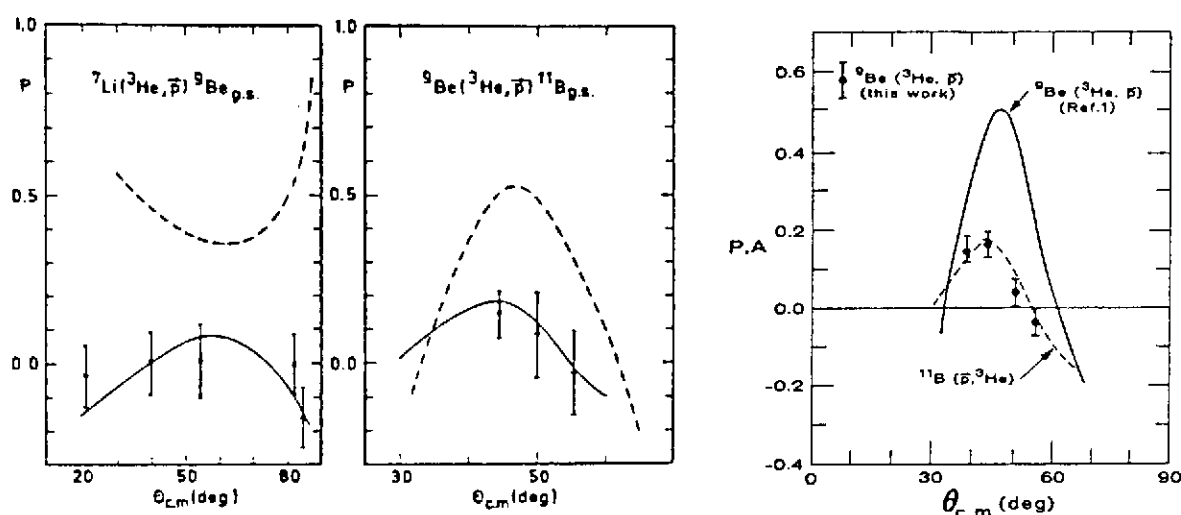


Figure 21: Comparaison de P et A pour deux réactions inverses.

Cet incident eut au moins le mérite de faire réfléchir les physiciens sur la valeur des tests d'invariance T qui avaient été exécutés auparavant. Conzett⁶³ montra que les tests négatifs réalisés en diffusion élastique de protons sur le théorème $P = A$ ne prouvaient en fait rien du tout. Il est intéressant de développer ce point davantage. Généralement, les tests du théorème $P = A$ sont réalisés avec des diffusions élastiques de protons sur des noyaux de spin $1/2$. Un noyau de spin zéro est exclus car la structure de la matrice de spin est si simple que l'invariance par parité suffit à garantir la relation $P = A$. On avait alors utilisé les noyaux ^3He et ^{13}C . On peut comparer avec ^4He et ^{12}C où l'effet attendu est nul. Pour une diffusion élastique d'un proton, les expressions de P et A sont les suivantes (Fig. 22):

$$P = \frac{\sigma^{++} + \sigma^{-+} - \sigma^{+-} - \sigma^{--}}{2 \sigma}$$

$$A = \frac{\sigma^{++} + \sigma^{+-} - \sigma^{-+} - \sigma^{--}}{2 \sigma}$$

où σ^{if} est la section efficace pour la diffusion d'un proton d'un état de spin i vers un état de spin f et σ la somme des σ^{if} . On a alors :

$$P - A = \frac{\sigma^{+-} - \sigma^{+ -}}{\sigma}$$

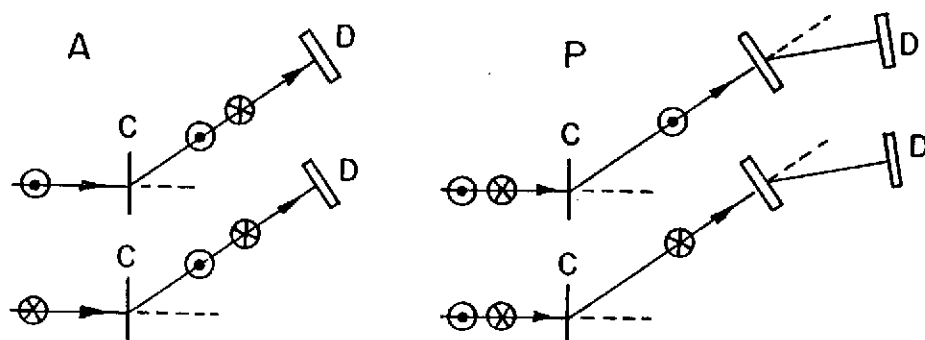


Figure 22: Principe de la mesure de l'asymétrie (avec faisceau incident polarisé) et de la polarisation (faisceau incident non polarisé). On mesure la différence entre les sections efficaces pour les deux configurations indiquées. Ceci s'applique à la diffusion d'une particule de spin $1/2$.

On définit aussi la probabilité de renversement de spin (spin-flip) :

$$S = \frac{\sigma^{+-} + \sigma^{-+}}{2 \sigma}$$

et l'asymétrie de renversement de spin :

$$\Delta S = \frac{\sigma^{+-} - \sigma^{-+}}{\sigma^{+-} + \sigma^{-+}}$$

On établit facilement la relation :

$$P - A = 2 S \Delta S$$

On voit donc que la sensibilité du test sur $P - A$ dépend de la grandeur de S . Si pour une

raison quelconque S est petit dans les conditions de l'expérience, la différence $P - A$ ne sera pas assez grande pour sortir des barres d'erreurs. Une grande violation de l'invariance T pourrait signifier, par exemple, $\sigma^{++} = 2 \sigma^{+-}$, soit $\Delta S = 1/3$. Conzett a analysé les résultats obtenus sur ${}^3\text{He}$ et ${}^{13}\text{C}$ et il trouve:

$$\text{Pour } p-{}^3\text{He} \quad 2 S = 0.05 \pm 0.03$$

$$\text{Pour } p-{}^{13}\text{C} \quad 2 S \leq 0.06 \pm 0.02$$

ce qui donne à la différence $P - A$ de trop petites valeurs pour qu'elles puissent être mesurées avec précision. On doit donc effectuer des tests dans des circonstances où la probabilité de renversement de spin est grande. En effet, la valeur de $|P - A|$ est bornée supérieurement:

$$|P - A| \leq 2 S$$

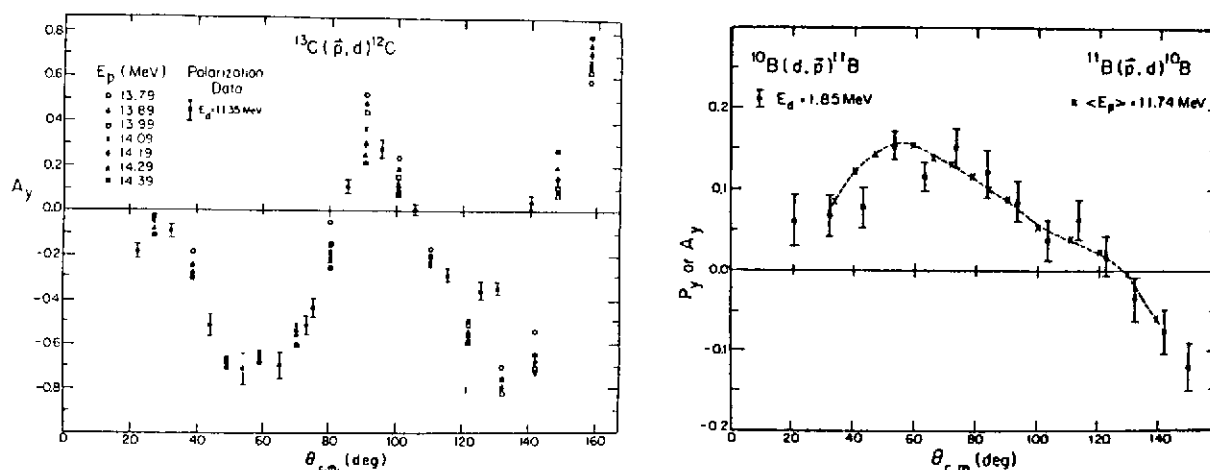


Figure 23: Comparaison de P et A pour deux couples de réactions inverses.

D'autres expériences⁶⁴ ont aussi donné des résultats négatifs. On ne peut donc pas affirmer qu'il y a violation de T . Une expérience récente, effectuée à TRIUMF à plus haute énergie, donne aussi un résultat négatif⁶⁵. On a étudié la diffusion élastique proton-proton à 200 MeV, dans des conditions cinématiques où la probabilité de renversement de spin est élevée. On utilise une

cible de CH_2 , ce qui permet de mesurer simultanément P et A sur l'hydrogène et sur le carbone. Le carbone 12 ayant un spin nul, on sait que pour ce noyau il faut trouver $P = A$. Cette considération permet de "faire le zéro" de la mesure. La diffusion sur l'hydrogène utilise la mesure des deux protons en coïncidence. On trouve:

$$P - A = 0.0047 \pm 0.0025 \text{ (statistique)} \pm 0.0015 \text{ (systématique)}$$

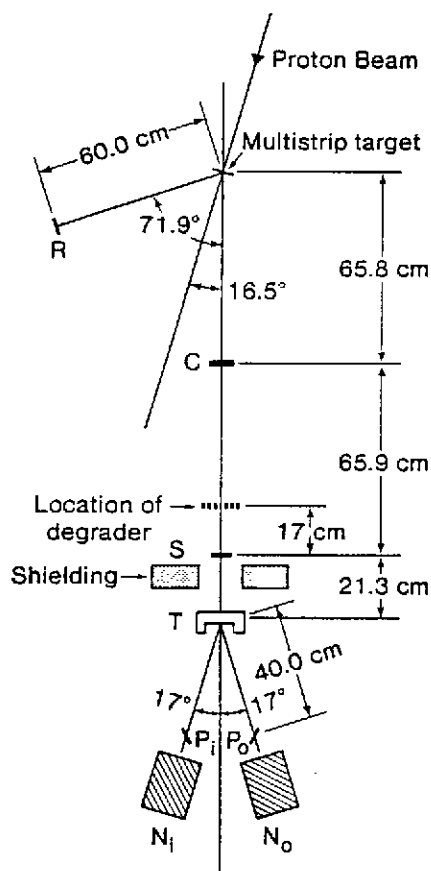


Figure 24: L'expérience de TRIUMF sur la comparaison de P et A. Les notations sont définies Fig. 19.

6.2.3 La désintégration β du neutron et des noyaux.

Le terme $D \cdot J \cdot (p_e \times p_\nu)$ est impair dans le renversement du temps. L'expression de D est donnée dans l'appendice A. Elle dépend des parties imaginaires de combinaisons bilinéaires des constantes de couplage. Dans une interaction $V - A$ le terme d'interaction coulombienne dans l'état final, qui simule une violation de T, est nul. On doit se soucier seulement des interactions *induites*, magnétisme faible, tenseur induit. Le terme de magnétisme faible peut être évalué et on dispose d'une limite supérieure sur le terme tensoriel induit.

Une expérience utilisant un faisceau de neutrons polarisés a été faite à l'ILL à Grenoble. Évidemment, on ne détecte pas le neutrino. La cinématique permet de remplacer le terme $p_e \times p_\nu$ par le terme $p_e \times p_p$, où p_p est l'impulsion du proton. Le résultat⁶⁶ est compatible avec une valeur nulle du coefficient D :

$$D = - (1.1 \pm 1.7) \times 10^{-3}$$

ce qui se traduit par un angle de phase entre C_V et C_A :

$$\Phi = (180.14 \pm 0.22)^\circ$$

Une expérience semblable⁶⁷ a été faite sur la désintégration β du ^{19}Ne . Là encore le coefficient D est compatible avec 0 et l'angle de phase avec 180° .

$$D = -(0.5 \pm 1.0) \times 10^{-3} \quad \Phi = (179.94 \pm 0.11)^\circ$$

6.2.4 Les corrélations dans les transitions électromagnétiques nucléaires.

Un groupe du Caltech⁶⁸ a recherché la violation de T dans des transitions électromagnétiques nucléaires. Le terme "impair" recherché est :

$$(\mathbf{J} \cdot \mathbf{k} \times \mathbf{E})(\mathbf{J} \cdot \mathbf{k})(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}) \sin \eta$$

où $\mathbf{k}$ représente la direction du γ , $\mathbf{E}$ son vecteur polarisation linéaire, et $\mathbf{J}$ l'orientation nucléaire. Le paramètre η est le déphasage entre les éléments de matrice E_2 et M_1 de la transition γ . Dans le renversement du temps, on a les transformations suivantes :

$$\mathbf{J} \rightarrow -\mathbf{J} \quad \mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k} \quad \mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}$$

et donc le terme en question viole T. Par contre, on peut facilement montrer qu'il est invariant dans P.

Exercice : Montrer que le terme $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{k} \times \mathbf{E})(\mathbf{J} \cdot \mathbf{k})(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E})$ est invariant dans la parité.

On voit que l'expérience nécessite des noyaux polarisés dans l'état initial. On peut utiliser une méthode d'orientation nucléaire à basse température, ou encore utiliser le fait que les noyaux produits par désintégration β , et correspondant à une direction particulière de l'électron émis, sont polarisés. Dans ce dernier cas, il faudra donc faire une triple coïncidence β - γ - γ . Tous les résultats ont été négatifs. Le tableau suivant⁶⁹ montre les valeurs mesurées pour la phase relative η . L'invariance T exige que η soit égale à 0 ou π , mais l'interaction dans l'état final est la cause d'une petite contribution à η . C'est ce qui limite la valeur du test.

<u>noyau</u>	<u>$\sin\eta \times 10^3$</u>
^{57}Fe	0.3 ± 0.7
^{131}Xe	1.1 ± 1.1
^{191}Ir	0.5 ± 0.4
^{99}Ru	1.0 ± 1.7
^{197}Au	0.3 ± 0.7
^{193}Ir	0.2 ± 2.4
^{110}Cd	2 ± 3
^{192}Pt	4 ± 5

Ces résultats montrent qu'il n'existe pas de violation de T à un niveau de l'ordre du % ou plus. En fait, dans le modèle standard, il ne peut pas y avoir une violation de T aussi grande. Les résultats précédents sont donc en accord avec le modèle standard, mais sont limités en sensibilité, et ne peuvent pas réellement tester les prédictions de ce modèle.

6.2.5 Les moments dipolaires des particules et des atomes⁷⁰.

Enfin, nous devons considérer le cas du moment dipolaire des particules et des atomes. L'existence d'un moment dipolaire viole simultanément P et T. On peut s'en rendre compte facilement. La seule direction qui caractérise une particule est celle de son spin. Dans le système propre de cette particule, les moments dipolaires magnétique et électrique seront donc alignés suivant le spin de la particule. L'énergie de la particule plongée dans un champ électromagnétique sera donc donnée par:

$$W = -g_\mu \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} - g_e \mathbf{S} \cdot \mathbf{E}$$

Sous l'opération parité, on a les transformations suivantes:

$$S \rightarrow S \quad H \rightarrow H \quad E \rightarrow -E$$

et dans le renversement du temps :

$$S \rightarrow -S \quad H \rightarrow -H \quad E \rightarrow E$$

On voit que le moment dipolaire électrique ne peut exister que si P et T sont violées. La grandeur du moment dipolaire électrique est très sensible au mécanisme de violation de T. C'est pourquoi la recherche d'un moment dipolaire est activement poursuivie dans différents laboratoires. Il est évident que le neutron présente un cas favorable, car il n'a pas de charge électrique. Des expériences sont effectuées à l'Institut Laue-Langevin à Grenoble. On dispose déjà de limites supérieures très basses.

L'intérêt du moment dipolaire du neutron est sa très grande sensibilité aux différents modèles. On trouve des variations de plusieurs ordres de grandeur suivant le modèle utilisé⁷¹.

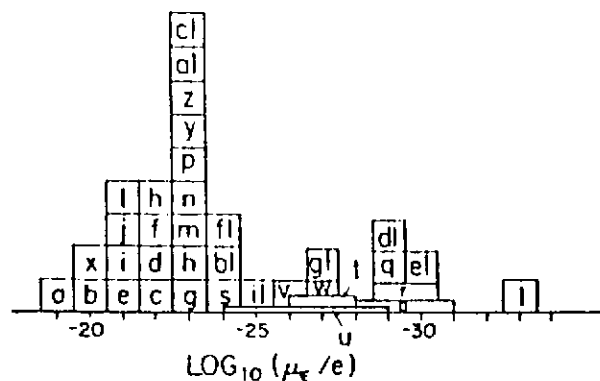


Figure 25: Diverses prédictions théoriques pour le moment dipolaire du neutron. On notera l'étalement des prédictions sur plusieurs ordres de grandeur. Pour la signification des lettres, voir la référence 71.

De nouvelles expériences ont été proposées, qui utilisent la transmission de neutrons polarisés à travers une cible polarisée. Le terme recherché est $J_n \cdot (p_n \times J)$ où J est le spin du noyau cible. Ce terme viole simultanément P et T. On doit donc le comparer au terme $J_n \cdot p_n$ qui viole P mais est invariant sous le renversement du temps. On mesure ce dernier terme avec une cible non polarisée. L'expérience demande une très grande intensité de neutrons. Elle est prévue à Los Alamos au moyen de la source intense de neutrons de l'anneau de stockage de protons⁷².

6.3 P et T en Chromodynamique Quantique. Les axions.

Les violations de CP qui ont été considérées dans le début de ce chapitre ont pour origine les interactions faibles. Nous allons voir maintenant comment une violation de CP s'introduit dans les interactions fortes (en CDQ) et comment on essaie de s'en débarrasser.

Ce nouvel effet, qui provient d'une "anomalie" dans le courant baryonique axial, revient à rajouter à l'hamiltonien normal de la CDQ:

$$\mathcal{L}_{CDQ} = \sum_q \bar{q} (i\gamma^\mu D_\mu + m) q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G_{\mu\nu}$$

un terme de la forme:

$$\mathcal{L}(\theta) = -\theta \alpha_s \tilde{G}_{\mu\nu} G_{\mu\nu}$$

où $\tilde{G}$ est le dual de G , soit:

$$\tilde{G}_{\mu\nu} = \epsilon_{\mu\nu\rho\lambda} G_{\rho\lambda}$$

L'analogue électromagnétique de $G\tilde{G}$ est $F\tilde{F}$ qui est, à un facteur numérique près, égal à $\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}$. Ces termes $G\tilde{G}$ et $F\tilde{F}$ violent simultanément P et T. Le terme en θ écrit plus haut a une conséquence observable, un moment dipolaire non nul pour le neutron, égal à:

$$d_n \sim 4 \times 10^{-16} |\theta| \quad (\text{en e-cm})$$

La limite supérieure expérimentale sur le moment dipolaire du neutron exige que $|\theta|$ soit très petit:

$$|\theta| < 10^{-9}$$

Il faut en conclure que θ est, soit nul, soit très petit, et le problème est d'introduire ce très petit paramètre d'une façon naturelle.

Si les quarks sont de masse nulle on peut faire une transformation chirale qui amène θ à la valeur 0. Il est donc possible de se débarrasser de $\mathcal{L}(\theta)$. En fait une condition suffisante est que l'un des quarks ait une masse nulle. On a supposé que peut-être le quark u aurait une masse nulle mais cela est contredit par d'autres considérations. Les masses des quarks sont influencées par les interactions faibles. Le terme en θ aurait donc des contributions venant de la CDQ et des interactions faibles, et il serait surprenant qu'une annulation de ces deux

contributions puisse produire une aussi petite valeur de $|\theta|$. Une discussion plus poussée du problème nous entrainerait à parler des *instantons*. Disons seulement que par suite du caractère non-abélien de la CDQ des solutions d'un caractère particulier (les instantons) font qu'il est impossible de se débarrasser du terme en θ .

La solution qui est encore en faveur actuellement consiste à amener la valeur de θ à 0 en imposant une symétrie supplémentaire, la symétrie de Peccei et Quinn. Ces deux auteurs proposèrent d'imposer au Lagrangien total :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{CDQ} + \mathcal{L}_{GWS}$$

une symétrie chirale $U(1)_A$, une telle symétrie permettant de ramener θ à la valeur 0. Cette symétrie doit être brisée par un secteur de Higgs particulier, ce qui entraîne l'existence d'un nouveau boson pseudoscalaire, de masse nulle. Suite à la présence des instantons et la brisure de la symétrie de Peccei-Quinn, ce boson, qui a été baptisé *axion*, acquiert une petite masse, de l'ordre de quelques MeV. Electriquement neutre, il se désintégrerait en deux photons, ou encore en une paire e^+e^- . En raison de sa faible masse, il pourrait être émis dans des transitions nucléaires à la place d'un photon. On n'a trouvé aucune trace de cette particule, ni en physique nucléaire, ni en physique des particules. Récemment, le groupe de SIN (l'usine à pions de Zurich) apportait des résultats négatifs⁷³ dans l'étude de la désintégration :

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e a$$

où a est un axion, comme sous-produit de leur étude de la désintégration :

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$$

Donc il n'y a pas, pour l'instant, de preuve expérimentale de l'existence de l'axion. La question était revenue à l'ordre du jour à la suite de la découverte de paires e^+e^- émises dans des collisions entre ions lourds (U, Cm, Th, 6 MeV/nucléon). Rappelons que des chercheurs de GSI, l'accélérateur d'ions lourds de Darmstadt, au cours d'une recherche sur les positrons prédits par l'électrodynamique quantique, mettaient en évidence des raies étroites et intenses de positrons, semblant venir du centre de masse des ions lourds en collision. L'intensité était trop grande pour faire penser à une émission de nature électromagnétique. Plus tard, des mesures de coïncidences ont démontré qu'il s'agissait bien de paires e^+e^- , les deux particules ayant des énergies et des largeurs pratiquement identiques. Une interprétation en terme de particule neutre intermédiaire

s'accorde avec les résultats expérimentaux, et à partir des énergies mesurées on trouve que cette particule neutre Φ aurait une masse de 1,68 MeV. Aucune explication conventionnelle vraiment convaincante n'a été apportée. Dès lors, il était bien tentant d'introduire une nouvelle particule, et un candidat possible était évidemment un boson léger pseudo-scalaire, par exemple un axion. Mais il n'est pas si facile, de nos jours, d'introduire une nouvelle particule. Il faut s'assurer qu'elle ne vient pas perturber la physique que nous connaissons. En effet, à partir des phénomènes connus, on peut mettre des restrictions très sévères sur toute particule hypothétique. De fortes contraintes proviennent de la valeur de $g - 2$, des désintégrations des mésons J/ψ et upsilon ⁷⁴, ainsi que d'expériences de "beam dump"⁷⁵. Enfin, des expériences sur les transitions électromagnétiques dans les noyaux⁷⁶ témoignent une fois de plus du rôle que la physique nucléaire continue de jouer dans la physique des particules et des interactions fondamentales. Il semble donc qu'il n'existe pour l'instant aucune explication satisfaisante au phénomène observé à GSI: nouvelle physique ou physique conventionnelle, l'avenir le dira!

7 La violation du nombre baryonique⁷⁷.

7.1 L'apparente conservation du nombre baryonique.

La conservation du nombre baryonique est une hypothèse bien naturelle, qui explique la stabilité de la matière telle que nous la connaissons aujourd'hui. S'il existe une violation de la conservation du nombre baryonique, elle doit se manifester par des effets tout à fait négligeables dans la physique courante. Cependant, pour expliquer la prépondérance de la matière sur l'antimatière et le rapport du nombre de photons au nombre de baryons il faut admettre que la loi de conservation du nombre baryonique n'est pas absolue. On a vu aussi qu'il n'y avait pas de raison physique contraignante pour la conservation du nombre baryonique. Il nous apparaît donc que la loi de conservation des baryons est une hypothèse commode, mais arbitraire, dont la validité peut-être mise en cause dès que l'on s'éloigne du domaine où elle a été formée. C'est pourquoi les physiciens ont toujours cherché à faire reculer les limites expérimentales sur la vie moyenne du proton. Mais ce sont les théories de jauge unificatrices qui ont précipité les événements.

7.2 Les prédictions des modèles de grande unification⁷⁸.

Le modèle standard résulte de la juxtaposition de la CDQ et de la théorie électrofaible de G-S-W. Cette dernière décrit les interactions électromagnétiques et faibles par un même formalisme, mais ne constitue pas une véritable unification. Dans le modèle standard, il y a trois constantes de couplage, g_3 , g_2 et g_1 , qui correspondent aux trois facteurs du produit $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. De plus, il y a un grand nombre de paramètres arbitraires (masses, angles de mélange, etc...). Il est donc normal de poursuivre ce qui est appelé *la grande unification*. Le principe en est fort simple. Il faut trouver un groupe unique G qui admette $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ comme sous-groupe :

$$G \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1)$$

On n'aura plus qu'une seule constante de couplage, et un paramètre comme $\sin^2\theta_W$ deviendra calculable (ce sera essentiellement un coefficient de Clebsch-Gordan du groupe G). Une prédiction à peu près inévitable, et très spectaculaire, des modèles de grande unification, est l'instabilité du nucléon. On dit souvent "désintégration du proton", mais il ne faut pas perdre de vue que le

neutron doit subir le même sort. Évidemment, le neutron est déjà instable par radioactivité β . Par instabilité du neutron on entend les modes de désintégration d'un neutron qui, dans un noyau, est stable vis à vis de la radioactivité β .

Dans un modèle d'unification les trois constantes de couplage g_3, g_2, g_1 n'en font plus qu'une, g , à une certaine énergie très élevée, 10^{15} GeV ou plus (Fig. 26):

$$g_3(M) = g_2(M) = g_1(M) = g$$

où M est la *masse d'unification*. La symétrie du groupe G est alors exacte. À plus basse énergie, la symétrie est brisée spontanément par des bosons de Higgs, et les trois "constantes" g_3, g_2 et g_1 se mettent à varier de façon différente. Il existe plusieurs possibilités pour le groupe G . Chacune fait ses prédictions spécifiques pour les divers modes de désintégration possibles, les rapports d'embranchement et les vies moyennes. Etant donné l'énergie disponible dans la désintégration d'un nucléon, il y a beaucoup de voies ouvertes. Il faut seulement satisfaire aux lois de conservation de l'énergie-impulsion, du moment angulaire et de la charge électrique. Les modes de désintégration les plus simples comportent deux corps dans l'état final, mais on ne peut pas exclure des modes plus compliqués.

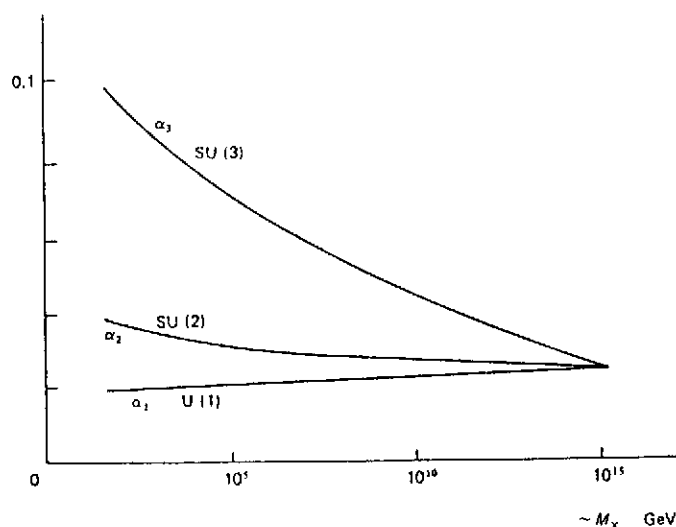


Figure 26: La variation des "constantes" de couplage du modèle standard. Les α ($i=1,2,3$) sont définies par analogie avec l'électrodynamique, soit $\alpha = g^2/4\pi$.

7.2.1 SU(5) comme exemple⁷⁹.

Quels sont les candidats possibles pour le groupe unificateur G? Il y en a évidemment plusieurs. Beaucoup d'attention a été accordée au groupe le plus économique, SU(5). Nous le considérerons à titre d'exemple, même si l'on sait qu'il doit être abandonné comme groupe unificateur. Son grand intérêt est sa simplicité. Ses représentations 5^* et 10 permettent de loger tous les fermions d'une famille. Pour la famille fondamentale, ce sont les quarks u et d dans leurs trois états de couleur et leur deux états de chiralité, l'électron dans ses deux états de chiralité et le neutrino gauche. Remarquons que le groupe SU(5) ne fait pas de place à un neutrino droit. Les deux représentations s'écrivent conventionnellement:

$$5^* = \begin{bmatrix} d_r^c \\ d_b^c \\ d_u^c \\ e^- \\ \nu_e \end{bmatrix}_L \quad 10 = \begin{bmatrix} 0 & -u_u^c & u_b^c & u_r & d_r \\ u_u^c & 0 & -u_r^c & u_b & d_b \\ -u_b^c & u_r^c & 0 & u_u & d_u \\ -u_r & -u_b & -u_u & 0 & e^+ \\ -d_r & -d_b & -d_u & -e^+ & 0 \end{bmatrix}_L$$

où les indices r, b et u sont associés aux trois couleurs fondamentales de la CDQ. On remarque que la représentation 10 est antisymétrique.

Les bosons de jauge correspondent aux générateurs infinitésimaux du groupe ($5^2 - 1 = 24$). La décomposition de cette représentation 24 suivant SU(3) et SU(2) donne:

$$24 = (8,1) + (1,3) + (1,1) + (3,2) + (\bar{3},2)$$

Ils comprennent les 12 bosons du modèle standard:

- (8,1) octet de couleur, singulet de saveur: les 8 gluons,
- (1,3) singulet de couleur, triplet de saveur: W^+ , Z^0 , W^- ,
- (1,1) singulet de couleur, singulet de saveur: le photon,

et 12 bosons supplémentaires qui induisent des transitions entre quarks et leptons. Ces bosons possèdent à la fois une couleur et une saveur:

$(3,2)$ triplet de couleur, doublet de saveur: $X_i, Y_i, i = 1,2,3$.

$(\bar{3},2)$ triplet de couleur, doublet de saveur: $\bar{X}_i, \bar{Y}_i, i = 1,2,3$.

Leurs charges électriques sont fractionnaires. Ils sont responsables des processus suivants, qui violent la conservation du nombre baryonique (Fig. 27):

$$u u \rightarrow X^{(4/3)} \rightarrow e^+ \bar{d}$$

$$u d \rightarrow Y^{(1/3)} \rightarrow \nu_e \bar{d}$$

$$u d \rightarrow Y^{(1/3)} \rightarrow e^+ \bar{u}$$

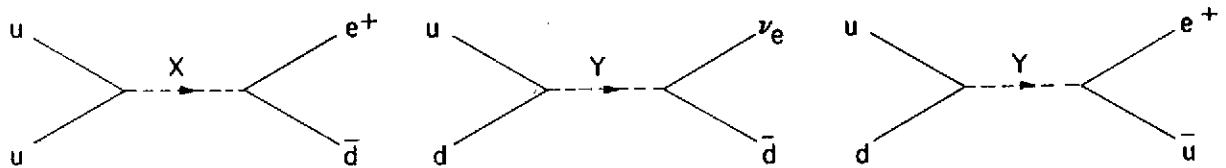


Figure 27: Processus impliquant les bosons X et Y.

Ces bosons se comportent tantôt comme des diquarks, tantôt comme des leptoquarks.

Il faut noter que la théorie de jauge construite sur $SU(5)$ est spontanément brisée. Les bosons X et Y sont très lourds, car la désintégration des baryons est très lente. On évalue que la vie moyenne du proton doit être de la forme:

$$\tau_p = k \frac{M^4}{M_p^5}$$

où M_p est la masse du proton et M la masse associée à la première brisure de symétrie qui rend les bosons X et Y massifs. La constante k dépend du modèle. Compte tenu de la limite inférieure sur la vie moyenne du proton, on arrive à la conclusion que M doit être de l'ordre de 10^{15} GeV. Ensuite, il y a une autre brisure de symétrie qui rend les bosons W et Z massifs et dont la masse caractéristique est de l'ordre de la centaine de GeV. Évidemment, il faut faire intervenir deux secteurs de Higgs distincts pour réaliser ces deux brisures de symétrie. Entre les

deux énergies caractéristiques de ces deux brisures de symétrie, il ne se passe rien . On dit que c'est le *désert*.

$$\begin{array}{ccc} \text{SU}(5) & \longrightarrow & \text{SU}(3) \times \text{SU}(2) \times \text{U}(1) \longrightarrow \text{SU}(3)_{\text{CDQ}} \times \text{U}(1)_{\text{EDQ}} \\ \downarrow & & \downarrow \\ \text{X,Y} \approx 10^{15} \text{ GeV} & & \text{W,Z} \approx 10^2 \text{ GeV} \end{array}$$

Seuls restent sans masse les bosons de la CDQ (les 8 gluons) et le photon de l'EDQ.

Ce modèle est très attrayant par sa simplicité. Un premier succès fut la prédiction de la valeur de l'angle de Weinberg. À très haute énergie (masse d'unification), $\sin^2\theta_W$ est tout simplement un coefficient de Clebsch-Gordan de SU(5), et sa valeur est 3/8. Il faut ensuite disposer d'une méthode pour faire varier les "constantes" de couplage, et donc aussi $\sin^2\theta_W$. Le groupe de renormalisation⁸⁰ permet de calculer la valeur de $\sin^2\theta_W$ à basse énergie, là où existent les résultats expérimentaux. On obtient⁸¹:

$$\sin^2\theta_W(m_W) = 0.216 \pm 0.004$$

ce qui est proche de la valeur mesurée expérimentalement:

$$\sin^2\theta_W(m_W) = 0.219 \pm 0.006$$

Il faut cependant dire que les prédictions de SU(5) sur les rapports de masses des quarks et leptons ne sont pas correctes.

Le modèle SU(5) fait des prédictions relativement précises et non-ambigües pour l'instabilité du nucléon. Non seulement la vie moyenne, mais aussi les vies moyennes partielles pour les différents modes de désintégration. On trouve que le proton se désintègre principalement par la voie $p \rightarrow e^+ \pi^0$ et que la vie moyenne partielle est donnée par:

$$\tau_p (p \rightarrow e^+ \pi^0) \simeq (0.06-240) \times 10^{29} \text{ ans}$$

7.2.2 Les autres possibilités.

Pour le groupe G, d'autres possibilités ont été considérées. Le groupe SO(10) présente beaucoup d'attrait. Les quarks et leptons d'une même famille peuvent être logés dans une représentation 16 de SO(10). Ce groupe contient SU(5) comme sous-groupe et la répartition des 16 particules suivant des multiplets de SO(10) est la suivante:

$$16_{SO(10)} = 10_{SU(5)} + 5^*_{SU(5)} + 1_{SU(5)}$$

On note l'apparition d'une particule supplémentaire, singulet de SU(5). C'est un neutrino droit, qui peut introduire un terme de Majorana dans la matrice de masse. Cette question est étroitement liée à l'existence de la double désintégration β sans neutrinos.

Le groupe SO(10) subirait plusieurs brisures successives de symétrie, avec pour chacune l'apparition de bosons de jauge massifs, ce qui aurait pour résultat de peupler le désert. Une possibilité est la suivante :

$$\begin{aligned} SO(10) &\rightarrow SU(4) \times SU(2)_R \times SU(2)_L \rightarrow SU(3)_C \times U(1) \times SU(2)_R \times SU(2)_L \\ &\rightarrow SU(3)_C \times U(1) \times U(1)_R \times SU(2)_L \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1) \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{e.m.} \end{aligned}$$

Il faut noter, à haute énergie, la présence des deux groupes SU(2) droit et gauche, donc dans ce domaine la parité redevient une symétrie exacte.

7.3 La recherche de l'instabilité du nucléon.

Les prédictions sur la vie moyenne du proton incitèrent les expérimentateurs à rechercher activement la désintégration de cette particule. Un tel programme exige des conditions expérimentales très particulières. Au moment du démarrage des expériences, on savait qu'il fallait être sensible à des vies moyennes de l'ordre de 10^{29} ans ou même davantage. Il faut disposer d'une grande quantité de nucléons, donc de plusieurs dizaines ou centaines de tonnes de matériau. Celui-ci sera la plupart du temps de l'eau ou du fer. Le système de détection comprendra nécessairement un grand nombre d'éléments. Enfin, comme il s'agit de la recherche d'événements rares il faudra se protéger contre les événements trop fréquents qui seraient causés par le rayonnement cosmique, surtout les muons. En installant l'expérience sous terre, dans une mine ou dans un tunnel surmonté par une haute montagne, on parvient à réduire le nombre des muons à un taux raisonnable. Actuellement, on distingue deux classes de détecteurs : les détecteurs Cerenkov et les calorimètres.

Le détecteur Cerenkov utilise une grande piscine remplie d'eau pure, dont les parois sont tapissées de photomultiplicateurs. Les particules chargées rapides émettent la lumière Cerenkov suivant la surface d'un cône d'angle $\theta = \arccos(\beta/n)$, où n est l'indice de réfraction du milieu et $\beta = v/c$, v étant la vitesse de la particule. Lorsque la particule se déplace, on peut suivre son mouvement en observant l'intersection du cône de lumière Cerenkov avec la paroi de la piscine. Les photomultiplicateurs fournissent une information temporelle qui permet de reconstruire

(avec une certaine précision) la trajectoire de la particule. Dans le cas d'une désintégration de proton en e^+ et π^0 on se trouvera en présence de trois particules, le positron et les deux γ de désintégration du π^0 , qui produisent des gerbes électromagnétiques. On observera donc trois cones Cerenkov qui seront plus ou moins diffus. On peut reconstruire les trajectoires des particules et vérifier qu'elles obéissent bien aux lois de la cinématique. Comme les électrons voyagent pratiquement à la vitesse de la lumière le détecteur Cerenkov est très bien adapté à la recherche de ce mode de désintégration. Par contre, pour des particules plus lourdes, la sensibilité est beaucoup moins bonne. Cette sensibilité augmente évidemment avec la fraction de la surface de la paroi qui est couverte par des photomultiplicateurs. Dans l'expérience japonaise Kamiokande on fait usage de photomultiplicateurs de très grande surface, développés spécialement pour ce genre d'expérience.

Une autre méthode consiste à mettre l'accent sur la précision spatiale, et donc sur la qualité de la reconstruction des trajectoires. On utilise pour cela des calorimètres. Le fer constitue la source de nucléons mais c'est un matériau inactif. Des plaques minces de fer alternent avec des plans de détection, qui peuvent être des tubes à décharge, comme dans l'expérience du tunnel du Fréjus. Le système de déclenchement utilise des plans de compteurs Geiger-Müller. L'impulsion de tension est appliquée sur les plans de détection chaque fois qu'une certaine condition est réalisée (par exemple un certain nombre de compteurs G-M ont été touchés).

On peut déjà affirmer avec certitude que le modèle SU(5) a été réfuté par l'expérience. La limite inférieure sur le mode $p \rightarrow e^+ \pi^0$:

$$\frac{\tau_p}{B} > 2.5 \times 10^{32} \text{ ans}$$

où B est le rapport d'embranchement du mode considéré, est incompatible avec la prédiction théorique.

Il est important de noter ici l'intervention de la physique nucléaire. La plupart des nucléons dont on recherche la désintégration sont contenus dans des noyaux complexes: noyaux d'oxygène pour les détecteurs Cerenkov, noyaux de fer pour les calorimètres. On ne peut donc échapper à certains effets *nucléaires*⁸², dont il faudra tenir compte dans l'analyse des résultats. La probabilité d'émission d'un pion peut être modifiée par le milieu nucléaire; il peut y avoir interaction du pion avec ce milieu; il faut tenir compte du mouvement de Fermi des nucléons, etc... La signature du processus fondamental peut être altérée par le milieu nucléaire. Il y a là un domaine d'intervention des physiciens nucléaires.

7.4 Les oscillations neutron-antineutron.

Une prédiction de $SO(10)$ est l'existence d'un autre type de violation de la conservation du nombre baryonique: les oscillations neutron-antineutron. Si le nombre baryonique n'est pas conservé, il pourra y avoir des transitions entre l'état neutron $|n\rangle$ et l'état antineutron $|\bar{n}\rangle$. Ceci rappelle évidemment la situation des mésons K^0 et $\bar{K}^0$, avec cependant des différences énormes dans les ordres de grandeur. La transition neutron-antineutron implique une violation du nombre baryonique $\Delta B = 2$. Dans un faisceau de neutrons se propageant librement dans l'espace, il y aura des oscillations entre l'état $|n\rangle$ et l'état $|\bar{n}\rangle$. La présence d'un antineutron peut être détectée expérimentalement par son annihilation avec une cible, qui libère une énergie égale à $2 M_n$, soit environ 2 GeV. Cette énergie se retrouve sous forme de pions, principalement. Des expériences sont poursuivies auprès de plusieurs réacteurs, dont celui de l'ILL⁸³. Pour l'instant, on n'a pu établir que des limites supérieures.

A l'intérieur d'un noyau, un neutron peut aussi osciller entre les états $|n\rangle$ et $|\bar{n}\rangle$. Il pourra donc aussi y avoir annihilation avec un nucléon du même noyau. Ce processus correspond à la disparition de deux nucléons dans un noyau, avec libération d'une énergie de 2 GeV environ. Tous les détecteurs qui sont utilisés pour rechercher l'instabilité du nucléon peuvent aussi détecter l'annihilation neutron-antineutron. Pour l'instant on ne dispose que de limites supérieures.

8 La conservation du nombre leptonique⁸⁴.

La physique nucléaire nous a fait don d'un processus extrêmement important pour la physique des particules, la double désintégration β . Certains noyaux sont stables vis à vis de la désintégration β ordinaire, à cause de la conservation de l'énergie, mais sont instables dans un processus qui change par deux unités le nombre de protons et le nombre de neutrons (Fig. 28).

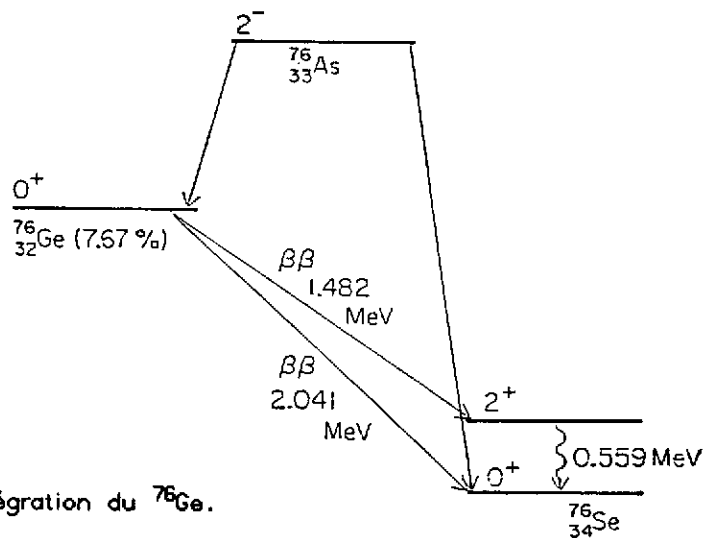


Figure 28: Schéma de désintégration du ^{76}Ge .

Il est alors possible que deux neutrons subissent simultanément la désintégration β :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) e^- e^- \bar{\nu}_e \bar{\nu}_e$$

Ce processus est appelé *double désintégration β* avec émission de neutrinos (ici des antineutrinos), en abrégé ($\beta\beta 2\nu$). Le nombre leptonique est conservé dans un tel processus, qui n'apporte pas grand chose de nouveau. C'est une interaction faible au second ordre, donc un phénomène très rare. Son observation ne constitue pas une révolution dans la théorie des interactions fondamentales. Mais le neutrino pourrait bien être une particule spéciale, ainsi que l'avait suggéré Majorana: une particule "absolument neutre", dépourvue de toute charge et identique à son antiparticule. Alors, un autre processus pourrait devenir possible, dans certaines conditions, la double désintégration β sans émission de neutrinos, en abrégé ($\beta\beta 0\nu$):

$$(A,Z) \rightarrow (A,Z+2) e^- e^-$$

pour lequel il y a violation du nombre leptonique.

8.1 Neutrino de Dirac ou neutrino de Majorana ?

Longtemps après l'hypothèse de Majorana, nous ne savons toujours pas de quelle nature est le neutrino : particule de Dirac ou de Majorana. En fait, cette question est dénuée d'intérêt si le neutrino a une masse nulle. On sait qu'il y a deux neutrinos par famille : l'un a une hélicité gauche et l'autre une hélicité droite. On peut les considérer comme un couple particule-antiparticule ou encore comme les deux états d'hélicité d'un neutrino de Majorana. Mais la distinction prend un sens dès que les neutrinos ont des masses non nulles, une situation qui est suggérée par pratiquement toutes les théories de jauge qui se situent au delà du modèle standard.

Le neutrino de Majorana, étant identique à sa propre antiparticule, ne respecte pas la conservation du nombre leptonique L . C'est pourquoi dans les débuts de la radioactivité β on pensait bien pouvoir établir expérimentalement la nature du neutrino, en étudiant l'un des processus qui violent la conservation de L :

$$(A,Z) \rightarrow (A,Z+2) e^- e^- \quad \text{double désintégration } \beta^- \text{ sans neutrinos } (\beta^-\beta^0\nu)$$

$$(A,Z) \rightarrow (A,Z-2) e^+ e^+ \quad \text{double désintégration } \beta^+ \text{ sans neutrinos } (\beta^+\beta^0\nu)$$

$$e^- (A,Z) \rightarrow e^+ (A,Z-2) \quad \text{conversion d'un électron orbital en un positron}$$

$$e^- e^- (A,Z) \rightarrow (A,Z-2) \quad \text{double capture d'électron orbital sans neutrinos}$$

8.2 La double désintégration β sans émission de neutrinos

Seule la double désintégration β^- a été abondamment étudiée. Sa signature est très caractéristique. Les deux électrons se partagent l'énergie disponible (la différence de masse entre le noyau initial et le noyau final, si l'on néglige l'énergie de recul du noyau). La somme des énergies des deux électrons doit donc donner un pic dans le spectre, alors que la double désintégration β avec neutrinos donne une distribution continue, puisque l'énergie disponible se partage entre les quatre leptons. Pour améliorer la réjection du bruit de fond on peut aussi tenter d'observer les trajectoires des électrons dans un détecteur à traces.

L'espace des phases avantage la double désintégration sans neutrinos ($\beta\beta^0\nu$) par rapport à

la double désintégration β avec neutrinos ($\beta\beta 2\nu$). Cet avantage, qui se traduit par un rapport de 10^8 dans la probabilité de transition, laissait espérer des vies moyennes de 10^{15} années pour ($\beta\beta 0\nu$), ce qui aurait été facilement mesurable. Les résultats négatifs furent interprétés comme une preuve du caractère "Dirac" du neutrino, et l'hypothèse de Majorana fut oubliée. Cependant, en 1956, on reconnut que le neutrino possédait une hélicité, que l'hélicité du neutrino émis en radioactivité β^- était négative (théorie V-A) est égale à -1 (neutrino de masse nulle). Il devenait alors évident que la non-observation de la double désintégration β pouvait s'expliquer par une interdiction d'hélicité, et qu'aucune conclusion ne pouvait être tirée en ce qui concerne le caractère "Dirac" ou "Majorana". En effet, la double désintégration β sans neutrino suppose que le neutrino virtuel émis par un quark d est réabsorbé par un autre quark d. La théorie V-A place un opérateur $1 - \gamma_5$ devant le neutrino émis et un opérateur $1 + \gamma_5$ devant le neutrino absorbé. L'amplitude de probabilité est alors rigoureusement nulle (Fig. 29).

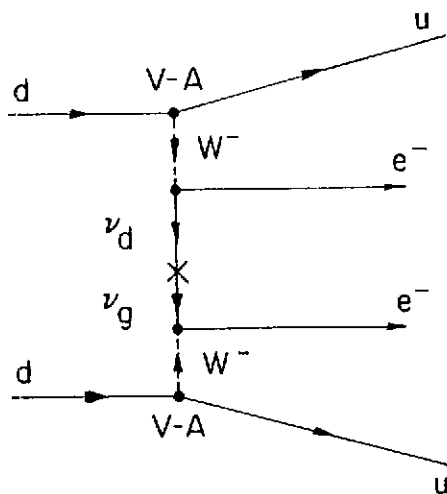


Figure 29: La double désintégration β sans émission de neutrinos. Avec des neutrinos de masse nulle et des courants V-A il y a *interdiction d'hélicité*. Le neutrino virtuel émis dans la première désintégration β est *droit*. Il faudrait un neutrino *gauche* pour produire la seconde désintégration β .

8.2.1 Les divers mécanismes possibles de violation du nombre leptonique⁸⁵

Il existe plusieurs mécanismes qui peuvent rendre possible la désintégration ($\beta\beta 0\nu$). Certains utilisent des particules connues, d'autres des particules hypothétiques, comme les bosons de Higgs. D'une façon plus classique, et avec le neutrino seulement, il y a deux façons de contourner l'interdiction d'hélicité:

- a) si le neutrino a une masse finie son hélicité n'est plus parfaitement gauche, il y a une petite composante droite qui fait que le neutrino émis par l'un des quarks d peut être accepté par un autre quark d, avec une amplitude de probabilité proportionnelle à la masse.

b) si l'interaction faible n'est pas exactement de la forme $V-A$ (présence de courants droits de la forme $V+A$) un neutrino qui serait émis avec une certaine hélicité au premier vertex pourrait être réabsorbé au second vertex, avec une amplitude de probabilité proportionnelle au coefficient du terme $V+A$.

Bien entendu, ces deux mécanismes peuvent s'appliquer simultanément. On voit que la double désintégration β est une source d'information sur des questions fondamentales comme la masse du neutrino, ou encore la présence de courants droits dans les interactions faibles. Or, précisément, il s'agit là de deux questions qui sont posées avec insistance par les théories de jauge. La plupart des généralisations du modèle standard violent la conservation du nombre leptonique et ont donc une préférence pour le caractère "Majorana". Elles font toutes sortes de prédictions sur les masses des neutrinos. Elles offrent aussi une explication plausible du fait expérimental que dans toutes les familles les neutrinos ont des masses beaucoup plus petites que leurs partenaires (leptons chargés, quarks).

D'autres mécanismes ont été proposés. Une extension du secteur de Higgs (triplet formé de deux bosons chargés et d'un boson neutre)⁸⁶ est une possibilité suggérée par certains modèles de grande unification. Un boson de Higgs, le *majoron*⁸⁷ pourrait être émis lors de la double désintégration β et passer inaperçu. Le spectre des électrons serait alors un spectre continu (désintégration à trois corps) mais sa forme serait différente de celle du spectre de la double désintégration β avec deux neutrinos (désintégration à quatre corps). On peut aussi invoquer des mécanismes faisant intervenir des résonnances Δ dans le noyau, ce qui permet de faire des rapprochements intéressants avec le double échange de charge des pions dans les noyaux⁸⁸.

8.2.2 La situation expérimentale

La plupart des expériences ont pour but la détection directe des électrons de double désintégration β . Comme il s'agit d'un phénomène rare, la source doit contenir le plus grand nombre possible de noyaux radioactifs. Mais les β sont de faible énergie. Tout absorbant entre la source et le détecteur est donc fatal. On peut contourner la difficulté de plusieurs façons : le détecteur est un milieu gazeux, la source et le détecteur ne font qu'un, ou les deux à la fois. La deuxième possibilité a été exploitée pour les éléments qui entrent dans la composition des détecteurs. Le fluorure de calcium est un scintillateur (analogue à l'iodure de sodium) et il a été utilisé pour rechercher la double désintégration β du ^{48}Ca . Mais c'est de loin le germanium qui est le plus populaire, à cause des détecteurs au germanium à haute résolution en énergie. Un autre avantage du germanium est la possibilité de la produire avec une très grande pureté, en particulier avec une très faible teneur en thorium, uranium, etc... qui sont des impuretés très dangereuses pour une expérience aussi délicate. Le germanium naturel contient l'isotope ^{76}Ge

(7.76%) qui est un candidat à la double désintégration β . On essaie évidemment de construire des cristaux de germanium de plus en plus gros. D'autre part, il y a des négociations entre plusieurs laboratoires (dont le Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux) pour réaliser un cristal de germanium enrichi.

Le ^{76}Ge (0^+) se désintégrerait vers l'état fondamental du ^{76}Se (0^+) et vers le premier état excité (2^+). La désintégration au fondamental peut se produire par effet de masse finie du neutrino ou encore par la présence de courants droits. Alors que la désintégration vers le niveau 2^+ exige la présence de courants droits. On peut démontrer facilement cette propriété si l'on se contente d'un raisonnement non-relativiste (donc pas tout à fait rigoureux). Dans le cas de neutrinos de masse finie, mais avec des courants gauches seulement, les deux électrons, qui sont émis à 180° , ont la même hélicité. Ils sont donc dans un état de spin $S = 0$ (antisymétrique). À cause du principe de Pauli, leur état orbital doit être symétrique, ce qui donne $L = 0$ comme configuration la plus probable. Le moment angulaire total est donc $J = 0$. Partant d'un noyau pair-pair ($J = 0$) on ne peut donc aller que vers un état $J = 0$, soit l'état fondamental dans le cas du ^{76}Ge . Par contre, avec un vertex $V-A$ et un vertex $V+A$, les deux électrons auront des hélicités opposées et seront donc dans un état de spin $S = 1$ (symétrique). Leur état orbital sera antisymétrique, donc la valeur la plus probable du moment orbital sera $L = 1$. Le moment angulaire total pourra prendre les valeurs $J = 0, 1$ et 2 . On pourra donc atteindre le premier niveau excité 2^+ . On a donc là, en principe, un moyen de préciser le mécanisme de la violation du nombre leptonique. Cependant, les théories de jauge ont une préférence pour des neutrinos de Majorana de masse non nulle. Il est donc probable que l'existence de la double désintégration ($\beta\beta 0\nu$) constituerait une preuve que le neutrino a une masse.

À l'heure actuelle, la double désintégration ($\beta\beta 0\nu$) n'a pas été observée. En combinant tous les résultats sur le ^{76}Ge on arrive à une limite inférieure pour la vie moyenne :

$$T(^{76}\text{Ge}; 0^+ \rightarrow 0^+) > 4.4 \times 10^{23} \text{ ans}$$

En supposant l'absence de courants droits, on arrive à une limite supérieure sur la masse du neutrino :

$$\langle m_\nu \rangle < 0.8 - 2.3 \text{ eV}$$

avec :

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_j U_{ej}^2 m_j \exp(i\alpha_j)$$

où U est une matrice de mélange leptonique. Le domaine de valeurs s'explique par les incertitudes de la structure nucléaire dans le calcul de l'élément de matrice.

Si l'on croit à ce résultat, il semble être en contradiction avec l'expérience de l'ITEP (Moscou), qui donne une valeur finie de 14 eV à la masse du neutrino. Il faut cependant noter que s'il y a mélange de plusieurs neutrinos (avec une matrice $U_{\alpha j}$) les phases α_j peuvent produire des annulations. Il est même possible d'avoir $\langle m_\nu \rangle = 0$ avec des masses m_j non nulles.

Un autre type de détecteur très prometteur est la *chambre à projection temporelle* (en anglais Time Projection Chamber, ou TPC⁸⁹). Ce détecteur sera décrit dans le chapitre suivant. Il permet une reconstruction tri-dimensionnelle des trajectoires des particules chargées. On peut alors mesurer les énergies des électrons et l'angle de leurs trajectoires. On peut localiser le point d'émission et vérifier qu'il se trouve dans la source. Plusieurs isotopes pourront être étudiés avec ce détecteur, dont ^{82}Se et ^{136}Xe . Dans ce dernier cas, le xénon est le gaz de remplissage de la chambre. Le même milieu sert de source et de détecteur. L'abondance isotopique du xénon 136 dans le xénon naturel est 8,87% et on peut espérer pouvoir utiliser du xénon enrichi en isotope 136 (un produit de fission abondamment produit dans les réacteurs nucléaires). L'énergie disponible est $(2,481 \pm 0,015)$ MeV. Elle est donc plus élevée que celle du ^{76}Ge , ce qui permet d'espérer un plus grand taux de désintégration (espace des phases plus grand). Avec un détecteur de grand volume (2000 litres, 5-10 atmosphères) on dispose d'environ 10^{25} atomes de ^{136}Xe . Un facteur 10 peut être gagné si l'on utilise du Xe enrichi. C'est beaucoup plus que ce que permettrait un cristal de germanium. Compte tenu des progrès qui seront réalisés, il devrait être possible d'améliorer grandement les limites actuelles, et peut-être de découvrir la désintégration $(\beta\beta 0\nu)$.

La double désintégration β conduisant à un niveau excité est intéressante car elle permettra éventuellement de distinguer entre différents mécanismes. On peut étudier ce processus en faisant des coïncidences électron-gamma⁹⁰. Une collaboration franco-espagnole (Bordeaux-Saragosse) s'est engagée dans un tel projet. On trouvera plus de détails sur cette expérience dans l'exposé de Philippe Hubert.

9 La violation des nombres leptoniques partiels.

9.1 L'absence de communication entre les différentes familles de leptons⁹¹.

Toute l'histoire de cette question commence avec la découverte du muon. Tout d'abord, l'arrivée de cette particule fut acclamée, car on attendait la particule prédite par Yukawa (et qui, nous le savons, est le méson π). Mais, très rapidement, on montra que cette nouvelle particule n'avait pas d'interaction forte, et donc ne pouvait pas être le méson de Yukawa. Elle fut appelée "méson" μ , ce qui est incorrect puisqu'elle doit être rangée parmi les leptons. Pendant très longtemps, le "méson" μ constitua un mystère pour les physiciens. Que venait faire cette particule dont on n'avait vraiment pas besoin ? On connaît la remarque de Rabi : "Who ordered that?". On ne pouvait pas se douter, à l'époque, que le muon, comme on l'appelle aujourd'hui, était le précurseur d'une seconde famille de quarks et de leptons.

Le muon avait des interactions faibles et électromagnétiques, comme l'électron. Tout faisait dire que le muon était identique à l'électron, mises à part sa masse et son instabilité. On s'interrogea longuement sur une interaction inconnue qui distinguerait le muon de l'électron, et plusieurs expériences tentèrent de mettre en évidence une telle interaction. Le muon était-il un état excité de l'électron ? Il aurait alors dû se désintégrer en électron et γ . C'est là que s'ouvre le chapitre de la fameuse désintégration :

$$\mu \rightarrow e \gamma$$

Pour des raisons expérimentales, on considérera la désintégration du muon positif. En effet, le muon négatif est capturé par les noyaux, un autre processus d'interaction faible, et, sauf dans les noyaux très légers, il n'a aucune chance de se désintégrer. Par contre, il pourrait interagir avec un noyau (A, Z) et se transformer en un électron suivant la réaction :

$$\mu^- (A, Z) \rightarrow e^- (A, Z)$$

Cette réaction est appelée *conversion muon-électron dans un noyau* et nous en reparlerons plus tard en détails. Très tôt, des expérimentateurs démontrèrent que le muon ne meurt pas par ces processus là. À Chalk River, Hincks et Pontecorvo⁹² réglèrent la question du $\mu \rightarrow e \gamma$, et en Europe, Lagarrigue et Peyrou⁹³ celle de la conversion μ -e dans un noyau. On établit que la

désintégration du muon donne trois particules, dont deux sont neutres. La théorie élaborée par Michel fut capable de reproduire le spectre des positrons du muon et confirma que les deux particules neutres sont des neutrinos différents. Pour satisfaire à la conservation des leptons on décida que l'un était un neutrino et l'autre un antineutrino :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$$

Mais cela ne réglait pas le problème du $\mu \rightarrow e \gamma$. Il devenait de plus en plus évident que les interactions faibles devaient être transmises par des bosons intermédiaires massifs. Rien ne s'opposait à la désintégration $\mu \rightarrow e \gamma$. Le neutrino émis au premier vertex pouvait être réabsorbé au second. Le γ était émis quelque part par le courant chargé (Fig. 29).

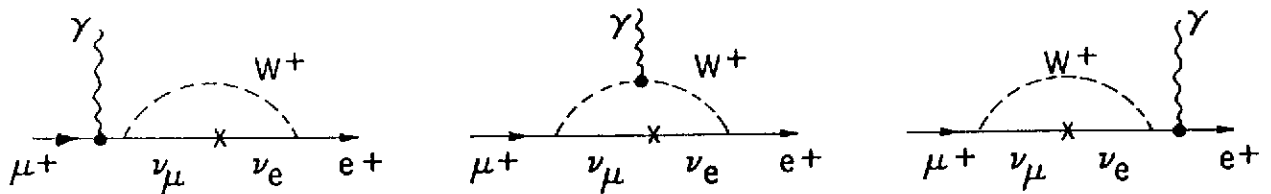


Figure 30: La désintégration $\mu \rightarrow e \gamma$ via un boson intermédiaire. Elle est possible si le neutrino émis au premier vertex peut être absorbé au second. Elle est impossible si les deux neutrinos sont de nature différente.

Il n'était pas possible, à l'époque, de calculer exactement la probabilité de transition de la désintégration $\mu \rightarrow e \gamma$, et donc le rapport d'embranchement :

$$R(\mu \rightarrow e \gamma) = \frac{\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma}{\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}}$$

faute de disposer d'une théorie renormalisable des interactions faibles. On tombait sur une divergence, que l'on évitait en mettant une coupure sur la masse, mais avec des valeurs raisonnables de la coupure on arrivait à un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-4} , alors que la limite supérieure expérimentale était déjà inférieure à 10^{-7} , pour se stabiliser à 2.2×10^{-8} dans les années soixante. Il devenait évident qu'une nouvelle règle de sélection devait être introduite pour interdire le $\mu \rightarrow e \gamma$. Si les deux neutrinos émis dans la désintégration du muon étaient de nature différente, l'un associé à l'électron, l'autre associé au muon, le neutrino émis au premier vertex ne pourrait pas être réabsorbé par le second. Différents schémas furent

introduits. Le premier utilise une règle de sélection *additive*. On définit un nombre leptonique électronique et un nombre leptonique muonique, de la façon suivante:

e^-	e^+	ν_e	$\bar{\nu}_e$	μ^-	μ^+	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$
$L_e = +1$	-1	+1	-1	0	0	0	0
$L_\mu = 0$	0	0	0	+1	-1	+1	-1

La désintégration:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$$

est permise par cette règle, mais les processus suivants sont interdits:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \quad \mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma \quad \mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+ \quad \mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$$

$$\pi^0 \rightarrow \mu^+ e^-$$

ainsi que les processus conjugués de charge. Et aussi les réactions avec des noyaux (en fait avec des quarks):

$$\mu^- (A,Z) \rightarrow e^- (A,Z) \quad \mu^- (A,Z) \rightarrow e^+ (A,Z-2)$$

sans compter des désintégrations des kaons et autres mésons.

Evidemment, il fallait vérifier cette hypothèse des deux neutrinos. Le principe est l'utilisation de faisceaux de neutrinos (ou d'antineutrinos) muoniques, produits par désintégration de pions:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

pour bombarder des noyaux (protons et neutrons). Si le neutrino muonique est différent du neutrino électronique, et s'il existe une loi de conservation, on produira seulement des muons, pas des électrons. Des expériences furent entreprises à Brookhaven et au CERN. L'expérience de Brookhaven donna un premier résultat⁹⁴, confirmé ensuite au CERN. Des neutrinos muoniques produisent seulement des muons. Les quelques électrons observés étaient compatibles avec la contamination du faisceau de neutrinos muoniques par des neutrinos électroniques provenant des désintégrations:

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \quad \pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$$

qui ont un rapport d'embranchement de 10^{-4} . Avec la découverte du neutrino muonique, il devenait clair qu'on était en présence d'une seconde famille de leptons.

Après la découverte du lepton τ et de fortes indications expérimentales de l'existence d'un neutrino associé, on a défini un nombre leptonique tauonique en parfaite analogie avec les nombres électronique et muonique. On interdit donc de la même façon les désintégrations $\tau \rightarrow e \gamma$ et $\tau \rightarrow \mu \gamma$, etc...

D'autres schémas furent proposés. Une règle multiplicative introduit un nombre quantique qui serait +1 pour les leptons électroniques et -1 pour les leptons muoniques. Il y a quelques différences dans les règles de sélection. Les processus suivants:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

$$\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$$

et leurs conjugués (par C) sont permis par la règle multiplicative et interdits par la règle additive. Cette règle multiplicative se comprend facilement dans le cas de deux familles. Elle ne se généralise pas de façon naturelle à trois familles. On dispose de limites supérieures sur les deux processus indiqués plus haut, mais ces limites ne sont pas aussi bonnes que dans le cas de la règle additive.

Konopinski et Mahmoud⁹⁵ ont introduit un autre schéma dans lequel un seul nombre leptonique est introduit. On définit:

$$L = +1 \text{ pour } e^-, \nu_e, \mu^+ \text{ et } \bar{\nu}_\mu \quad L = -1 \text{ pour } e^+, \bar{\nu}_e, \mu^- \text{ et } \nu_\mu$$

On interdit de cette façon la plupart des processus non observés mais on autorise:

$$\mu^- (A, Z) \rightarrow e^+ (A, Z-2)$$

qui n'existe pas non plus. Ce schéma a donc été abandonné. D'ailleurs, il n'aurait pas été facile de le généraliser à trois familles.

9.2 La recherche des désintégrations $\mu \rightarrow e\gamma, e\gamma\gamma, eee, \text{etc...}$

La situation concernant les nombres leptoniques partiels resta stable jusqu'au début des années 70. Deux faits nouveaux relancèrent la question. Ce fut d'abord la mise en service des usines à pions, qui ouvrirent de nouvelles possibilités expérimentales. Il devenait évident qu'avec

des faisceaux plus intenses et de meilleure qualité (meilleur cycle utile en particulier), et en exploitant aussi de meilleurs détecteurs et les ressources des ordinateurs modernes, on pourrait abaisser de plusieurs ordres de grandeur les limites supérieures sur les processus interdits par la conservation des nombres leptoniques partiels. Il n'y avait pas encore, à ce moment là, une grande motivation théorique. Lorsque je proposai, à TRIUMF, une recherche du $\mu \rightarrow e \gamma$, l'expérience fut acceptée, mais seulement en seconde priorité, le comité lui préférant une autre de mes propositions, l'étude de la désintégration $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$. Un groupe de SIN avait commencé à travailler sur la recherche du $\mu \rightarrow e \gamma$ avec un dispositif expérimental très simple, semblable à celui de la proposition à TRIUMF, formé essentiellement de deux cristaux d'iodure de sodium. Début 1977, une rumeur, dont il est difficile de déceler l'origine, se propagea dans les milieux scientifiques. Le $\mu \rightarrow e \gamma$ aurait été observé à SIN avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-8} . Le résultat fut une avalanche d'articles théoriques, montrant combien il était facile et naturel de trouver des mécanismes qui pouvaient prédire une violation du nombre muonique au niveau de 10^{-8} . À TRIUMF, nous fûmes invités à modifier nos plans, et les deux cristaux d'iodure de sodium que nous utilisions pour la désintégration $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ furent désormais consacrés à la recherche du $\mu \rightarrow e \gamma$. Très vite, nous avons pu établir une limite supérieure de 3.6×10^{-9} , résultat qui fut amélioré ensuite à 1.0×10^{-9} , la limite permise par la technique utilisée. Entre temps, le groupe de SIN avait amélioré sa méthode en y ajoutant une mesure de l'angle, en plus de la mesure des énergies, pour aboutir aussi à une limite de 1.0×10^{-9} . À LAMPF, une expérience beaucoup plus élaborée était mise en place, avec un spectromètre magnétique pour l'électron et un hodoscope pour le γ . Après plusieurs années d'efforts, la limite sur le $\mu \rightarrow e \gamma$ était abaissée à 1.7×10^{-10} . En principe, la mesure du $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ est très simple. Le muon se désintègre au repos et il envoie son positron et son γ dans des directions opposées (à 180°) et avec des énergies pratiquement égales à $m_\mu/2$ (la masse du positron étant négligeable). La mesure des énergies suffit à caractériser un bon événement, mais une mesure de l'angle aide à réduire le bruit de fond. Ce dernier a deux sources principales. La première est la désintégration radiative du muon, qui accompagne la désintégration normale. Cette désintégration radiative :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \overline{\nu_\mu} \gamma$$

est permise par les lois de conservation de L_e et L_μ et son rapport d'embranchement est de l'ordre du % (une puissance de α). La théorie permet de calculer la distribution en angle et en énergies de ce processus, dont l'intensité décroît extrêmement vite quand on s'approche de l'énergie maximale pour le positron et le γ . On comprend bien pourquoi il est essentiel d'avoir

une bonne résolution en énergie et une bonne résolution angulaire pour réduire cette source de bruit de fond. La seconde concerne les coïncidences fortuites entre une désintégration normale qui produit le positron et une désintégration radiative qui produit le γ . Ici encore le bruit de fond est calculable et mesurable expérimentalement (à partir des événements hors coïncidence). Une bonne résolution en énergie et une bonne résolution angulaire sont essentiels pour réduire cette source de bruit de fond.

9.3 La conversion muon-électron dans un noyau⁹⁶.

A TRIUMF, nous avons construit un détecteur d'un type tout à fait nouveau, la Chambre à Projection Temporelle (en anglais TPC = Time-Projection-Chamber). Il se compose d'un volume gazeux (80% argon, 20% méthane, à la pression atmosphérique) soumis à un champ électrique et à un champ magnétique parallèles. Toute particule chargée traversant la chambre produit des

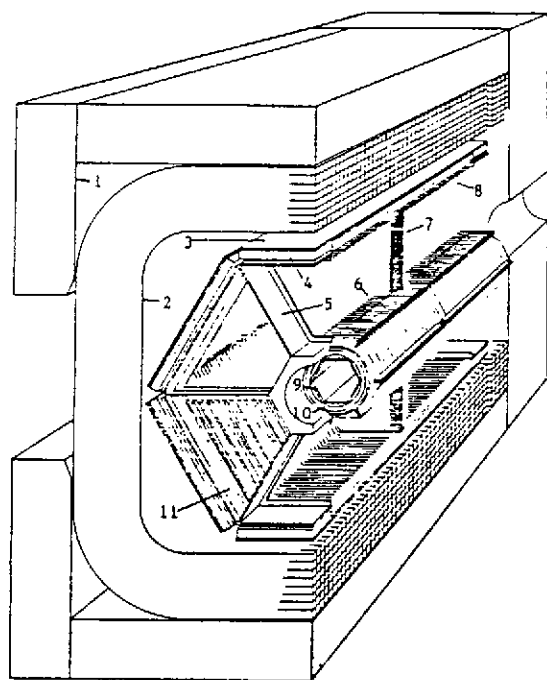


Figure 31: La chambre à projection temporelle de TRIUMF. Les éléments numérotés sont: (1) la carcasse en fer de l'électro-aimant; (2) les bobines; (3) les scintillateurs extérieurs pour le déclenchement; (4) les chambres proportionnelles extérieures, aussi pour le déclenchement, (5) le support; (6) les fils de champ intérieurs; (7) le plan central à la haute tension; (8) les fils de champ extérieurs; (9) les scintillateurs intérieurs pour le déclenchement; (10) la chambre proportionnelle intérieure; (11) les fils (cathodes) de détection des trajectoires.

électrons d'ionisation. Ces électrons migrent suivant le champ électrique et s'enroulent autour du champ magnétique, ce qui limite la diffusion multiple. On obtient de cette façon la projection de la trajectoire d'une particule sur un plan de fils qui donne les coordonnées x et y d'un certain

nombre de points. La coordonnée z est obtenue en mesurant le temps de migration des électrons. Le temps zéro est donné par le déclenchement de scintillateurs par la particule avant et après son parcours dans la chambre. Le temps final est donné par l'arrivée des électrons d'ionisation sur un fil. Pour mesurer la position sur le fil on utilise des capteurs qui mesurent la charge induite (Figs. 31 et 32).

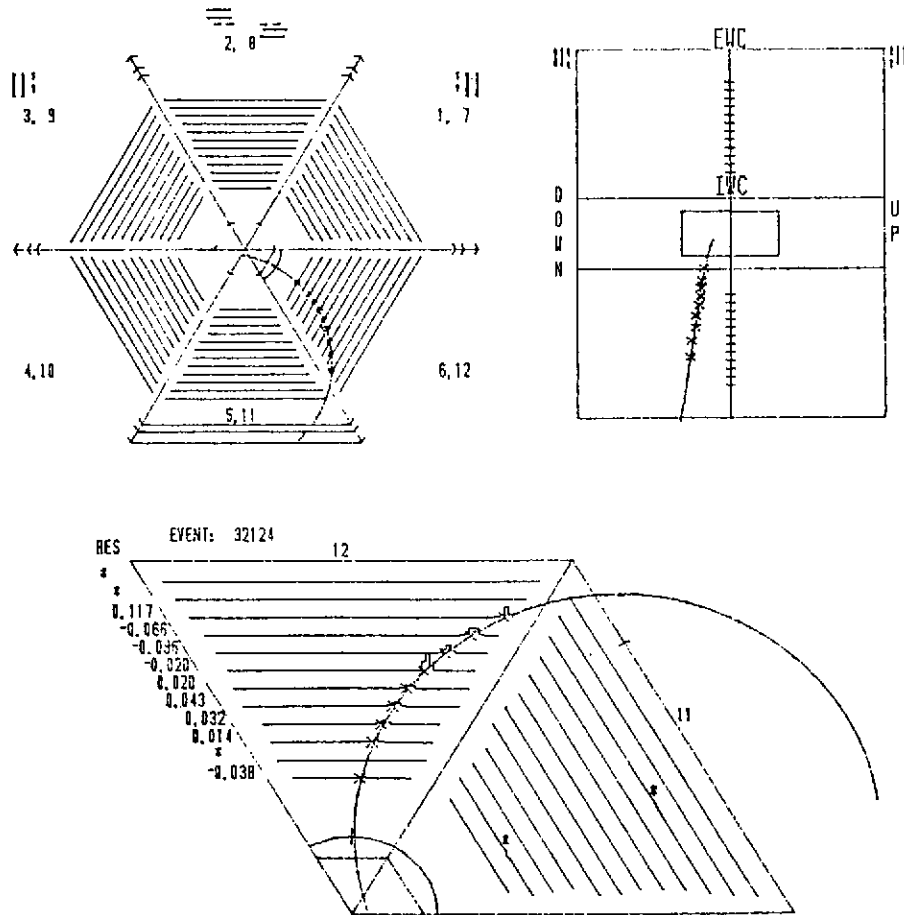


Figure 32: Trajectoire d'un électron dans la TPC. L'impulsion mesurée est $p = 94.2 \text{ MeV}/c$.

Nous avons cherché à observer la conversion muon-électron dans le titane:



Le choix du titane est quelque peu arbitraire et résulte de considérations théoriques et pratiques. Dans un article déjà ancien, Weinberg et Feinberg avaient préconisé la conversion $\mu \rightarrow e$ dans un noyau pour la recherche de la violation des nombres leptoniques partiels. Il s'agit d'étudier la réaction où le noyau reste dans son état fondamental. Les quarks nucléaires apportent alors une contribution cohérente, ce qui se traduit par une augmentation de la section efficace, comparativement aux excitations inélastiques qui nécessitent un réarrangement du noyau, et qui sont fortement inhibées. On a donc intérêt à aller vers des noyaux lourds, mais après les noyaux moyens (région du calcium) on ne gagne plus grand chose à cause de la diminution du facteur de forme, et il y a aussi des considérations relatives au bruit de fond.

Un avantage de la conversion $\mu \rightarrow e$ est la simplicité de la signature de l'événement et l'absence presque totale de bruit de fond. On s'attend à observer un électron monoénergétique d'énergie :

$$E_{e^-} = m_\mu - B - R \sim 106 \text{ MeV}$$

où B est l'énergie de liaison du muon dans l'atome muonique initial (formé après capture d'un muon pratiquement au repos). Cette énergie est le double de l'énergie maximale des électrons de désintégration du muon libre, et il n'y a donc rien à craindre de ce côté là. Mais, en réalité, le muon se désintègre alors qu'il est en orbite autour du noyau. Ce dernier peut participer aux échanges d'impulsion et d'énergie, et on peut trouver une configuration où le neutrino part avec une énergie nulle, la conservation de l'impulsion étant assurée par le recul du noyau. Comme le noyau est très lourd, il emporte très peu d'énergie, R est négligeable et l'électron emporte une énergie de 106 MeV. La théorie montre que le spectre des électrons de désintégration du muon libre est peu modifié par cet effet, mise à part une longue queue qui s'étend vers les hautes énergies jusqu'à environ 106 MeV. La déformation augmente fortement avec le Z du noyau (une autre raison pour ne pas choisir un noyau trop lourd). Cet effet de désintégration du muon en orbite est calculable exactement. Le résultat est que le bruit de fond correspondant, pour un noyau de la région du titane, n'est pas dangereux, même pour des rapports d'embranchement de conversion $\mu \rightarrow e$ de l'ordre de 10^{-12} . Une autre source de bruit de fond provient de la capture radiative des muons :

$$\mu^- (A, Z) \rightarrow \nu_\mu (A, Z-1) \gamma$$

Il existe une certaine probabilité pour que le γ se convertisse en une paire e^+e^- avec un partage de l'énergie très asymétrique et favorable à l'électron, qui se retrouve alors dans la région de 106 MeV. On essaiera donc de trouver un noyau pour lequel la valeur Q est élevée

pour la capture, de façon à minimiser l'énergie du γ . Un calcul de Monte-Carlo, effectué pour le titane, montre que ce bruit de fond ne devient dangereux que pour des rapports d'embranchement inférieurs à 10^{-12} . La présence de pions résiduels dans le faisceau de muons est un facteur potentiellement dangereux. Les pions négatifs donnent des γ de capture à des énergies supérieures à 106 MeV, donc des paires, d'où des électrons qui peuvent emporter des énergies de l'ordre de 106 MeV. On doit donc prendre des mesures pour éliminer les pions dans le faisceau. Un séparateur électromagnétique permet de réduire la contamination des pions à mieux que 10^{-4} . On peut ensuite utiliser diverses techniques d'identification et de rejet des pions: temps de vol, élimination des événements prompts (la capture des muons a dans le titane un temps de décroissance de 600 ns). Le même séparateur réduit la contamination des électrons dans le faisceau de muons. Un compteur veto, placé derrière la cible, fait partie d'un télescope de scintillateurs qui permet de compter les muons qui s'arrêtent dans le titane. Finalement, les rayons cosmiques peuvent simuler de bons événements. Le détecteur est protégé des rayons cosmiques par des grands scintillateurs et des chambres à dérive.

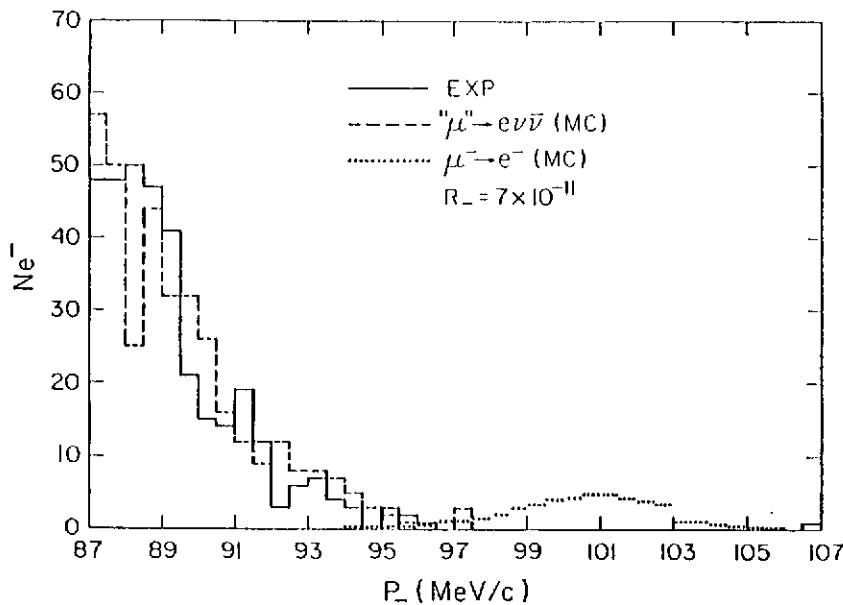


Figure 33: Le spectre des électrons observés, ainsi que les prédictions des calculs Monte-Carlo. La courbe en tirets représente le bruit de fond calculé (désintégration du muon en orbite). La courbe en pointillés représente le pic des électrons de conversion $\mu \rightarrow e$ en supposant un rapport d'embranchement de 7×10^{-11} (une limite supérieure obtenue précédemment).

Au cours de l'expérience, qui a duré plusieurs années, on a arrêté dans la cible 9×10^{12} muons. Aucun électron n'a été observé dans une fenêtre d'énergie allant de 96.5 MeV à 106.0 MeV. Suite aux pertes d'énergie des électrons de 106 MeV dans la cible et les différents matériaux entourant la TPC, cette fenêtre devrait contenir 80% des électrons de la conversion $\mu \rightarrow e$ (Fig. 33). Compte tenu de l'efficacité de détection, dont la détermination constitue évidemment une bonne partie de l'expérience, on arrive à une limite supérieure de 4.5×10^{-12} (résultat encore préliminaire mais peu susceptible de changer beaucoup).

9.4 Les résultats et leur signification.

Le tableau suivant résume la situation actuelle en ce qui concerne les processus qui sont interdits par la conservation des nombres leptoniques partiels (toutes les limites supérieures correspondent à un niveau de confiance de 90%) :

$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$\leq 4.9 \times 10^{-11}$	LAMPF, Crystal Box
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma$	$\leq 7.2 \times 10^{-11}$	LAMPF, Crystal Box
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$	$\leq 2.4 \times 10^{-12}$	SIN, SINDRUM
$\mu^- \text{ Ti} \rightarrow e^- \text{ Ti}$	$\leq 4.5 \times 10^{-12}$	TRIUMF, TPC
$\mu^- \text{ Ti} \rightarrow e^+ \text{ Ca}$	$\leq 9.0 \times 10^{-11}$	TRIUMF, TPC

Les limites de la non-conservation des nombres leptoniques partiels ont donc considérablement reculé depuis la mise en service des usines à pions. Mais jusqu'où peut on aller? Dans le cas de la conversion muon-électron, on entrevoit la possibilité de gagner un facteur 10 ou plus, mais au prix d'efforts considérables. On peut augmenter l'intensité du faisceau en construisant un canal de muons plus performant. Mais il faut aussi réduire la contamination en pions. Il faut disposer d'un meilleur détecteur: augmenter l'angle solide par une meilleure géométrie (éliminer les zones mortes), améliorer la résolution (davantage de points par trace), compter plus vite (moins de temps mort). Dans le cas du $\mu \rightarrow e \gamma$, où l'on est pénalisé par l'efficacité de conversion du γ , il faut utiliser plusieurs convertisseurs et maintenir une bonne résolution à la fois pour l'électron et le γ . Et si possible mettre un veto sur la désintégration radiative. Le projet MEGA de Los Alamos est conçu pour mesurer un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-13} . Mais le détecteur commence à devenir énorme, et les nombreux problèmes à résoudre (en particulier les problèmes de reconnaissance des événements) vont mobiliser une équipe nombreuse pendant de longues années. Il faut vraiment être convaincu de l'intérêt de l'expérience.

Quelles sont les prédictions théoriques? Et pourquoi une telle abondance d'articles

théoriques pour une simple rumeur? Considérons d'abord le modèle standard dans sa version minimale. Dans une telle théorie, la conservation des nombres leptoniques partiels est assurée, mais d'une manière artificielle. C'est parce que le modèle ne contient pas les ingrédients nécessaires pour violer la loi de conservation. L'absence de neutrino droit ne permet pas d'introduire un terme de masse de Dirac. Le secteur de Higgs est limité à un doublet et il est impossible de construire à partir de là un terme de masse de Majorana. Les neutrinos de toutes saveurs sont donc de masse nulle. La violation des nombres leptoniques partiels par les bosons de Higgs n'est pas possible avec un seul doublet de Higgs. On voit donc que la violation des nombres leptoniques partiels peut être utilisée pour étudier la physique qui est au delà du modèle standard et pour décider éventuellement entre diverses extensions et généralisations de ce modèle.

Une modification possible au modèle standard minimal est l'introduction de neutrinos droits, ce qui autorise les neutrinos à devenir massifs. Les théories de jauge permettent de calculer le rapport d'embranchement :

$$R(\mu \rightarrow e \gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \sin^2\theta \cos^2\theta \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2} \right)^2$$

où m_1 et m_2 sont les masses des neutrinos ν_1 et ν_2 et θ un angle de mélange, tel que :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

M_W est la masse du boson intermédiaire chargé $W^\pm$ et α la constante de structure fine.

Mais avec les données actuelles sur les masses des neutrinos ν_e et ν_μ on calcule (avec la valeur maximale $\theta = \pi/4$):

$$R \approx 10^{-27}$$

ce qui est absolument inobservable.

L'existence du $\mu \rightarrow e \gamma$ suppose donc l'existence de nouvelles particules de masses élevées. Une possibilité consiste à associer à la composante droite de l'électron (un singulet d'isospin faible dans le modèle standard) un lepton neutre lourd, pour arriver à un doublet d'isospin faible. La formule précédente devient :

$$R(\mu \rightarrow e \gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \sin^2\theta \cos^2\theta \left(\frac{M_1^2 - M_2^2}{M_W^2} \right)^2$$

où M_1 et M_2 sont les masses des leptons lourds N_e et N_μ respectivement, et θ l'angle de mélange dans ce secteur. Avec des masses M_1 et M_2 suffisamment élevées et suffisamment différentes on peut donner à $R(\mu \rightarrow e \gamma)$ des valeurs aussi grandes que les limites supérieures expérimentales. On voit, à partir de cet exemple, que la mesure de $R(\mu \rightarrow e \gamma)$ ne serait pas suffisante à elle toute seule pour déterminer les paramètres du modèle, ni même de distinguer entre différents modèles. C'est pourquoi il est nécessaire de rechercher tous les modes de désintégration, et d'une façon plus générale tous les processus qui violent la conservation des nombres leptoniques partiels. Les rapports d'embranchement des diverses désintégrations interdites du muon ne sont pas reliés entre eux d'une manière rigide. Par exemple il ne faut pas conclure que la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma$ est moins probable que la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ par un facteur de l'ordre de 137. Il existe même un modèle dans lequel la désintégration avec deux γ est plus probable que la désintégration avec un seul γ . Même si le modèle en question est tombé en désuétude, cet exemple illustre combien les valeurs des rapports d'embranchement dépendent des modèles. De la même façon, la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$ donnera des informations complémentaires à celles obtenues par l'étude du $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$. La désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma$ est particulièrement intéressante dans les modèles de quarks et leptons composites. Dans certaines versions de ces modèles, l'électron, le muon et le tauon sont les états $1S_{1/2}$, $2S_{1/2}$ et $3S_{1/2}$ d'un même système composite. La transition du muon à l'électron se ferait plus facilement par émission de deux γ , avec passage par l'intermédiaire d'un état P. La limite supérieure obtenue sur la désintégration à deux photons permet de fixer une limite inférieure à la masse de cet état P. Avec la meilleure limite actuelle on trouve que la masse de cet état P est supérieure à 1.1 TeV. Cela impose une contrainte très forte aux modèles composites⁹⁷.

Même si la supergravité sort du cadre de ce cours il faut noter quelques articles récents⁹⁸, dans lesquels la désintégration $\mu \rightarrow e \gamma$ fait l'objet de prédictions théoriques. Ceci renforce l'intérêt de cette désintégration comme l'un des puissants moyens d'investigation en physique des particules.

9.5 Les oscillations de neutrinos entre différentes saveurs⁹⁹.

9.5.1 Les oscillations dans le vide.

Le formalisme est développé dans l'appendice C. Avec des neutrinos de masse non nulle, les états qui interviennent dans les interactions faibles, ν_e , ν_μ , ν_τ , peuvent ne pas coïncider avec les états propres de la masse, ν_1 , ν_2 et ν_3 . Il en résulte des oscillations des neutrinos entre les différentes saveurs. Considérant deux saveurs pour simplifier, la longueur d'onde d'oscillation est donnée par:

$$\lambda = 2.48 \text{ mètres } \frac{p(\text{MeV-c}^{-1})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)}$$

où p est l'impulsion du faisceau de neutrinos et $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, m_1 et m_2 étant les masses des neutrinos. Le même formalisme s'applique aux antineutrinos. Un antineutrino électronique qui est produit dans un réacteur va osciller entre un état électronique et un état muonique. La probabilité de l'observer à l'état électronique à une distance L sera :

$$P(\bar{\nu}_e; L) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda}$$

Ceci a pour conséquence une *disparition* d'antineutrinos électroniques qui pourra être mise en évidence expérimentalement, les antineutrinos étant détectables par la désintégration β inverse (production de positrons). Quand à la probabilité d'observer un antineutrino muonique à une distance L , elle est donnée par :

$$P(\bar{\nu}_\mu; L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda}$$

Il y a donc *apparition* d'antineutrinos muoniques. Mais ils ne seront pas détectables, car leur énergie est en dessous du seuil de la production de muons. Avec des réacteurs on ne peut donc faire que des expériences de *disparition*. Par contre, avec des accélérateurs de particules, on peut faire des expériences d'*apparition*.

Les oscillations de neutrinos ont fait l'objet de nombreuses recherches, auprès des réacteurs et auprès des accélérateurs. La situation est encore assez confuse (Fig. 34).

Du côté des réacteurs, des expériences ont démarré à l'institut Laue-Langevin à Grenoble¹⁰⁰, et elles se sont poursuivies auprès de réacteurs plus puissants (en fait des réacteurs de production d'énergie électrique), en France au Bugey, et en Suisse à Gösgen. Aux États-Unis, des expériences ont débuté à Savannah River. Les chercheurs de Gösgen n'observent pas d'oscillations et mettent des limites qui se traduisent par des contours dans le plan des deux paramètres $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 . Leur conclusion repose sur l'analyse des données prises à trois distances différentes. Les chercheurs du Bugey¹⁰¹, à partir de deux positions d'un même détecteur, concluent à l'existence d'oscillations avec les valeurs suivantes des paramètres :

$$\sin^2 2\theta = 0.25 \qquad \Delta m^2 = 0.2 \text{ eV}^2$$

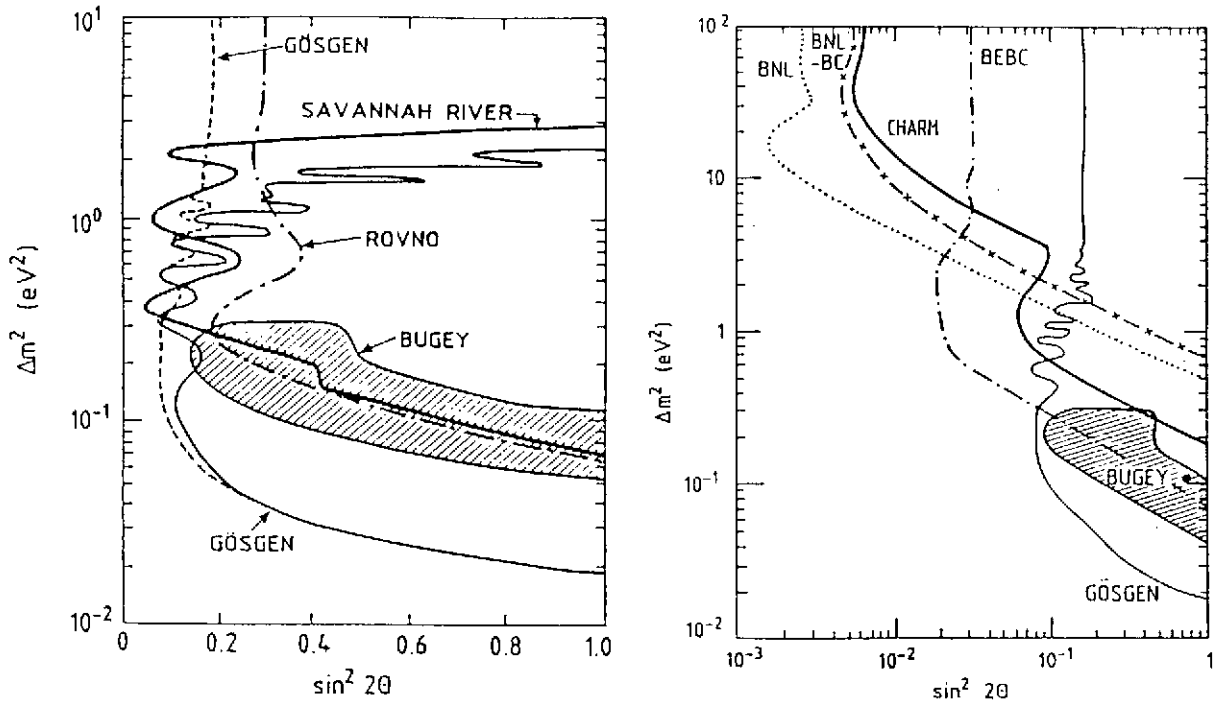


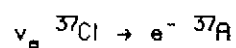
Figure 34: Résultats des expériences sur les oscillations de neutrinos¹⁰². À gauche, expériences avec réacteurs. À droite, expériences avec accélérateurs.

A chaque conférence, on assiste à un duel entre les représentants du Bugey et de Gösgen. Non seulement ils présentent leurs propres résultats, mais aussi ils analysent les données de leurs concurrents et en tirent des conclusions en leur faveur. Remarquons qu'un facteur important dans l'analyse est la connaissance du spectre des antineutrinos. On peut éventuellement se passer de cette information si l'on dispose de deux détecteurs fonctionnant simultanément. Mais si les données sont prises avec le même détecteur dans des positions différentes à des temps différents, il faut tenir compte de l'évolution du spectre des antineutrinos. La composition du réacteur change constamment, l'uranium disparaît et il y a formation de plutonium. La nature des produits de fission varie et donc aussi le spectre des antineutrinos de désintégration β . D'où un intérêt croissant des physiciens pour la connaissance exacte du spectre du réacteur. Quant à l'expérience de Savannah River, elle n'a donné que des résultats préliminaires qui sont interprétés différemment par les physiciens du Bugey et de Gösgen. En conclusion, il faut attendre de nouveaux résultats. Le groupe du Bugey prépare une nouvelle expérience avec un détecteur nettement amélioré.

Du côté des accélérateurs la situation est sensiblement la même. La plupart des expériences¹⁰³ ont conclu à l'absence d'oscillations et fixé des limites sur les paramètres $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 . Une expérience a trouvé un excès d'électrons significatif¹⁰⁴ que l'on peut expliquer par des oscillations de neutrinos. Les accélérateurs de haute énergie fournissent des faisceaux de neutrinos muoniques puisque ces derniers proviennent de la désintégration des pions. On peut faire des expériences de disparition (des neutrinos muoniques) ou d'apparition (de neutrinos électroniques). Les expériences de disparition demandent des mesures à au moins deux distances différentes, donc un détecteur mobile ou plusieurs détecteurs fixes. Les expériences d'apparition peuvent se faire avec un seul détecteur. Elles sont en principe plus fiables puisque le rapport signal/bruit est théoriquement infini. Ce n'est pas le cas dans la pratique car le faisceau de neutrinos muoniques est contaminé par des neutrinos électroniques (les pions et les kaons se désintègrent aussi en électrons). Il faut donc bien connaître la composition du faisceau pour interpréter les résultats. Des mesures effectuées au CERN et à Brookhaven sur les leptons produits par les interactions des neutrinos avec la matière ont trouvé trois fois plus d'électrons que prévu d'après la contamination du faisceau. Ces résultats demandent une confirmation.

9.5.2 Les oscillations dans la matière.

Des développements intéressants ont résulté des travaux de Wolfenstein¹⁰⁵, Mikheyev et Smirnov¹⁰⁶, d'où le nom de MSW qui a été donné au modèle qui traite des oscillations de neutrinos dans la matière¹⁰⁷. On trouvera les détails des calculs dans l'appendice C. Dans la matière, les neutrinos électroniques (c'est la saveur produite dans le soleil) n'interagissent pas de la même façon que les neutrinos muoniques ou tauoniques. En effet, seuls les neutrinos électroniques peuvent échanger des bosons W avec les électrons. Les oscillations de neutrinos seront donc modifiées par la présence de matière. Mais ce qui est vraiment nouveau, c'est la possibilité d'une résonance. Pour une certaine valeur de la densité de la matière l'angle de mélange (on considère deux saveurs seulement) passe par la valeur $\pi/4$, ce qui correspond au mélange maximal. On peut calculer que cette valeur de la densité peut se trouver réalisée dans une région du soleil. Plusieurs auteurs ont exploité ce modèle pour tenter de résoudre *l'énigme des neutrinos solaires*¹⁰⁸. On sait en effet que des expériences (qui se poursuivent depuis de nombreuses années) trouvent au niveau de la terre un flux de neutrinos environ trois fois plus faible que la prédiction théorique, qui repose sur les meilleures données disponibles: modèles solaires, sections efficaces nucléaires. Il est possible que la physique des particules apporte une explication satisfaisante à ce problème qui intrigue physiciens et astrophysiciens. Il faut cependant remarquer que les neutrinos dont il est question ici sont ceux qui sont au dessus du seuil de détection par la réaction:



Ces neutrinos ne représentent qu'une faible fraction de la totalité des neutrinos produits dans le soleil. Il devient donc urgent de mettre en place des détecteurs sensibles aux neutrinos de basse énergie, beaucoup plus abondants et produits par des réactions mieux connues. Le gallium est un élément intéressant et des tentatives sont faites pour mettre sur pied une collaboration internationale vouée à l'utilisation d'un détecteur au gallium. Au Canada, un groupe a proposé de construire un détecteur Cerenkov à eau lourde. Il faudra attendre plusieurs années avant que, peut-être, les neutrinos nous livrent leurs secrets.

10 Conclusion

10.1 Les perspectives d'avenir.

Quel va être le rôle de la physique nucléaire dans les décennies à venir? Voilà une question qui est souvent posée, et qui fait l'objet de nombreux débats. Sans vouloir donner une réponse complète à cette question, il me semble que le domaine des symétries nous suggère une plus grande ouverture de la physique nucléaire vis-à-vis des autres disciplines que sont la physique des particules et l'astrophysique. En fait, même si cela peut sembler paradoxal, la physique nucléaire, la physique des particules et l'astrophysique n'ont jamais été aussi proches les unes des autres qu'aujourd'hui. Il devient donc urgent, plus que jamais, de favoriser les contacts et les transitions entre ces trois domaines.

La compréhension des interactions fondamentales est nécessaire aux physiciens nucléaires qui étudient la composition et la structure des noyaux atomiques. On connaît le rôle important que jouent les interactions électromagnétiques dans cette recherche. C'est grâce aux interactions électromagnétiques qu'on a pu mettre en évidence, de façon non équivoque, les degrés de liberté non-nucléoniques dans les noyaux. Les interactions faibles seront appelées à jouer un rôle dans la mesure où l'on disposera de faisceaux de neutrinos suffisamment intenses pour la physique nucléaire. Les neutrinos constituent en effet la sonde la plus "propre" que l'on puisse imaginer.

Le noyau atomique continuera de jouer le rôle de laboratoire pour l'étude des interactions fondamentales et des symétries des lois de la nature. Le palmarès de la physique nucléaire est déjà impressionnant: découverte de la violation de la parité et de la conjugaison particule-antiparticule, établissement de la théorie V-A, vérification de la théorie du courant vectoriel conservé, absence des courants faibles de seconde classe, violation de la parité dans les interactions quark-quark, tests de l'invariance par renversement du temps. Et plus récemment, mesure de la masse du neutrino, double désintégration β , recherche des axions. Par leur aspect instrumental, bien des expériences de physique des particules ont attiré des physiciens nucléaires: oscillations de neutrinos, oscillations neutron-antineutron, désintégration du proton.

Pour l'interprétation de plusieurs expériences de physique des particules, il faut faire appel à la physique nucléaire. Les études sur l'instabilité du nucléon font intervenir des noyaux complexes et certaines complications en résultent. L'interprétation des expériences sur la double désintégration β passent par l'évaluation des éléments de matrice nucléaires, qui peuvent dépendre de façon critique de la structure des noyaux étudiés.

Actuellement, un nouveau domaine s'ouvre à la physique nucléaire, celui des ions lourds relativistes, ou encore des collisions noyau-noyau à haute énergie (des dizaines de GeV/nucléon

dans le référentiel du centre de masse). Il est hors de doute que les nucléons sont constitués de quarks et de gluons et que les forces nucléaires ont leur origine profonde dans la chromodynamique quantique. Il doit donc exister des conditions dans lesquelles les nouveaux degrés de liberté (quarks et gluons) se manifestent de façon explicite. La chromodynamique quantique (CDQ) permet de jeter un nouveau pont entre la physique nucléaire et la physique des particules (et aussi l'astrophysique). Une prédiction spectaculaire de la CDQ est l'existence, dans certaines conditions de densité et de température, d'un plasma de quarks et gluons, un nouvel état de la matière nucléaire. Les collisions noyau-noyau à très haute énergie constituent le meilleur espoir de réaliser la transition entre la matière nucléaire hadronique (baryons et mésons) et le plasma de quarks et gluons. Les énormes progrès réalisés dans le domaine de la technologie ont rendu possible l'utilisation d'ions lourds relativistes. Des expériences "pilotes" ont été entreprises au CERN (au super-synchrotron à protons) avec des faisceaux d'ions oxygène de 200 GeV/nucléon. D'autres ions (soufre, calcium) devraient être disponibles prochainement. Enfin, il est techniquement possible de construire des collisionneurs à ions lourds, comme le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), en projet à Brookhaven. Il existe là un terrain où physiciens nucléaires et physiciens des particules parlent le même langage et travaillent ensemble. Cet exemple n'est pas hors de propos dans un cours sur les symétries, car une restauration de la symétrie chirale semble bien devoir accompagner le déconfinement des quarks et des gluons.

Les connexions entre physique nucléaire, physique des particules et astrophysique (et aussi cosmologie) apparaissent clairement: nucléosynthèse, neutrinos solaires, matière cachée dans l'univers, etc..., sans oublier le plasma de quarks et gluons.

Quand on discute de l'avenir de la physique nucléaire il ne faudrait pas perdre de vue cette concordance des objectifs entre des disciplines qui devraient développer des collaborations constructives plutôt que des rivalités.

Appendice A: La violation de la parité dans les transitions β

Ecrivons la forme générale de l'hamiltonien responsable de la désintégration β^{109} :

$$\mathcal{H} = g \left[\sum_i C_i (\bar{p} O_i n)(\bar{e} O_i \nu_e) + \sum_i C_i' (\bar{p} O_i n)(\bar{e} O_i \gamma_5 \nu_e) + \text{h.c.} \right]$$

L'indice i prend les valeurs S (scalaire), V (vecteur), T (tenseur), A (vecteur axial) et P (pseudoscalaire). Les opérateurs O_i ont la forme habituelle:

$i = S$	$O_i = 1$
$i = V$	$O_i = \gamma_\mu$
$i = T$	$O_i = i \gamma_\mu \gamma_\nu$ (avec $\mu \neq \nu$)
$i = A$	$O_i = i \gamma_\mu \gamma_5$
$i = P$	$O_i = \gamma_5$

La constante g caractérise les interactions faibles. Les C_i et les C_i' sont des constantes de couplage relatives aux différentes interactions S, V, T, A et P. Les termes associés aux C_i sont des scalaires. Ce sont les seuls termes qui avaient été considérés avant l'hypothèse de la violation de Parité (Lee et Yang, 1956). Les termes associés aux C_i' sont des pseudoscalaires et c'est la présence simultanée des C_i et des C_i' qui cause la violation de la parité. On voit que les termes qui sont écrits explicitement plus haut décrivent la radioactivité β^- : annihilation d'un neutron et d'un neutrino, création d'un proton et d'un électron. Le terme hermitique conjugué (h.c.) décrit la radioactivité β^+ .

Les termes qui violent la parité sont caractérisés par une interférence entre les C_i et les C_i' et contiendront les combinaisons:

$$\text{Re}(C_i C_j^*) \quad \text{et} \quad \text{Im}(C_i C_j^*)$$

Pour conserver la parité il faut poser:

$$C_i \neq 0, \quad C_i' = 0 \quad \text{ou} \quad C_i = 0, \quad C_i' \neq 0$$

Le terme qui contient la partie réelle des $C_i C_j^*$ viole l'invariance C et le terme qui contient la partie imaginaire viole l'invariance T.

Les données expérimentales permettent de simplifier l'expression de l'hamiltonien, qui peut aussi s'écrire :

$$\mathcal{H} = g \left[\sum_i (\bar{p} O_i n) \left\{ \bar{e} O_i \left(\frac{C_i + C_i^*}{2} \frac{1 + \gamma_5}{2} + \frac{C_i - C_i^*}{2} \frac{1 - \gamma_5}{2} \right) v_e \right\} + \text{h.c.} \right]$$

On voit apparaître les projecteurs sur les états de chiralité devant l'état du neutrino. Si le neutrino est gauche, ce qui est en accord avec l'expérience, on doit faire disparaître $1 - \gamma_5$, ce qui donne :

$$C_i = C_i^*$$

et la parité est violée au maximum en faveur du neutrino gauche. Si l'électron est émis dans la désintégration β avec une chiralité gauche, ce qui est en accord avec l'expérience, on devra faire précéder l'état de l'électron du même projecteur :

$$e = \frac{1 + \gamma_5}{2} e \quad \text{soit} \quad \bar{e} = \bar{e} \frac{1 - \gamma_5}{2}$$

puisque $\bar{e} = e^\dagger \gamma_4$ et que γ_5 anticommute avec γ_4 . Le terme leptonique est donc de la forme :

$$\bar{e} \frac{1 - \gamma_5}{2} O_i \frac{1 + \gamma_5}{2} v_e$$

Pour $i = S, T$ ou P ceci est identiquement nul (car O_i commute avec γ_5 et les deux projecteurs sont orthogonaux). On est donc ramené à

$$\mathcal{H} = g \left[\bar{u} \gamma_\mu (C_V - C_A \gamma_5) d \right] \left(\bar{e} \gamma_\mu a v_e \right)$$

où l'on a traduit l'hamiltonien en termes de quarks et où a est l'opérateur de projection sur les états de chiralité gauche :

$$a = \frac{1 + \gamma_5}{2}$$

Avec $C_V = -C_A$ on arrive à une expression parfaitement symétrique par rapport aux quarks et aux leptons :

$$\mathcal{H} = G \left(\bar{u} \gamma_\mu a d \right) \left(\bar{e} \gamma_\mu a v_e \right)$$

C'est la théorie V-A. Les quarks et les leptons interviennent par leur composante gauche seulement. On comprend mieux maintenant ce qu'il faut entendre par "la parité est violée au maximum".

On trouve dans la littérature¹¹⁰ les expressions des diverses observables dans le cas le plus général d'une interaction β . Considérons le cas de noyaux orientés (ou de neutrons polarisés). La probabilité de transition est donnée par:

$$W(\langle J \rangle | E_e, \Omega_e, \Omega_\nu) dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu = S(E_e) dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu$$

$$\xi \left\{ 1 + a \frac{P_e \cdot P_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} + c \left[\frac{1}{3} \frac{P_e \cdot P_\nu}{E_e E_\nu} - \frac{(P_e \cdot j)(P_\nu \cdot j)}{E_e E_\nu} \right] \left[\frac{J(J+1) - 3 \langle J \cdot j \rangle^2}{J(2J-1)} \right] \right. \\ \left. + \frac{\langle J \rangle}{J} \cdot \left[A \frac{P_e}{E_e} + B \frac{P_\nu}{E_\nu} + D \frac{P_e \times P_\nu}{E_e E_\nu} \right] \right\}$$

où $S(E_e)$ est l'expression habituelle du spectre:

$$S(E_e) = \frac{1}{(2\pi)^5} F(\pm Z, E_e) P_e E_e (E_0 - E_e)^2$$

et:

P_e vecteur impulsion de l'électron (ou du positron),

P_ν vecteur impulsion du neutrino (ou de l'antineutrino),

E_0 énergie maximale de l'électron,

E_e et E_ν énergies de l'électron et du neutrino,

J spin du noyau émetteur (ou du neutron),

$\langle J \rangle$ vecteur polarisation du noyau ou du neutron,

$F(\pm Z, E_e)$ est la fonction de Fermi.

Les divers coefficients ont pour expression:

$$\xi = |M_F|^2 (|C_S|^2 + |C_S'|^2 + |C_V|^2 + |C_V'|^2) + |M_{GT}|^2 (|C_T|^2 + |C_T'|^2 + |C_A|^2 + |C_A'|^2)$$

$$a\xi = |M_F|^2 \left(-|C_S|^2 - |C_S'|^2 + |C_V|^2 + |C_V'|^2 \mp \frac{\alpha Z m}{P_e} 2 \operatorname{Im}(C_S C_V^* + C_S' C_V'^*) \right) \\ + \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 \left(|C_T|^2 + |C_T'|^2 - |C_A|^2 - |C_A'|^2 \pm \frac{\alpha Z m}{P_e} 2 \operatorname{Im}(C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) \right)$$

$$b\xi = \pm 2\gamma \left[|M_F|^2 \operatorname{Re}(C_S C_V^* + C_S' C_V'^*) + |M_{GT}|^2 \operatorname{Re}(C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) \right]$$

$$C\xi = |M_{GT}|^2 \lambda_{J'J} [|C_T|^2 + |C_T'|^2 - |C_A|^2 - |C_A'|^2 \pm \frac{\alpha Z m}{P_e} 2 \operatorname{Im}(C_T C_A^* + C_T' C_A'^*)]$$

$$A\xi = \pm |M_{GT}|^2 \lambda_{J'J} [2 \operatorname{Re}(C_T C_T'^* - C_A C_A'^*) + \frac{\alpha Z m}{P_e} 2 \operatorname{Im}(C_T C_A'^* + C_T' C_A^*)] \\ + \delta_{J'J} M_F M_{GT} \left(\frac{J}{J+1}\right)^{1/2} [2 \operatorname{Re}(C_S C_T'^* + C_S' C_T^* - C_V C_A'^* - C_V' C_A^*) \\ \pm \frac{\alpha Z m}{P_e} 2 \operatorname{Im}(C_S C_A'^* + C_S' C_A^* - C_V C_T'^* - C_V' C_T^*)]$$

$$B\xi = |M_{GT}|^2 \lambda_{J'J} 2 \operatorname{Re} \left[\frac{\gamma m}{E_e} (C_T C_A'^* + C_T' C_A^*) \pm (C_T C_T'^* + C_A C_A'^*) \right] \\ - \delta_{J'J} M_F M_{GT} \left(\frac{J}{J+1}\right)^{1/2} [\operatorname{Re}(C_S C_T'^* + C_S' C_T^* + C_V C_A'^* + C_V' C_A^*) \\ \pm \frac{\gamma m}{E_e} \operatorname{Re}(C_S C_A'^* + C_S' C_A^* + C_V C_T'^* + C_V' C_T^*)]$$

$$D\xi = \delta_{J'J} M_F M_{GT} \left(\frac{J}{J+1}\right)^{1/2} [2 \operatorname{Im}(C_S C_T'^* - C_V C_A'^* + C_S' C_T^* - C_V' C_A^*) \\ \mp \frac{\alpha Z m}{P_e} 2 \operatorname{Re}(C_S C_A'^* - C_V C_T'^* + C_S' C_A^* - C_V' C_T^*)]$$

Le paramètre $\lambda_{J'J}$ est donné par :

$$\lambda_{J'J} = \begin{cases} 1 & \text{si } J' = J - 1 \\ 1/(J + 1) & \text{si } J' = J \\ -J/(J + 1) & \text{si } J' = J + 1 \end{cases}$$

et $\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$.

Les termes en γ sont des corrections apportées par l'interaction de Coulomb dans l'état final.

Appendice B: La désintégration du muon

On trouve dans un article de Scheck^{III} les expressions des différentes observables de la désintégration du muon pour l'interaction la plus générale, qui peut s'écrire sous la forme:

$$\mathcal{H} = \sum_i [\bar{e} O_i \mu] [\bar{\nu}_e O_i (C_i + C_i' \gamma_5) \nu_\mu] + \text{h.c.}$$

où les notations sont les mêmes que dans l'appendice A. L'hamiltonien est écrit sous la forme "avec rétention de la charge", ce qui est possible après une transformation de Fierz appropriée. Cette transformation consiste à changer l'ordre des fermions dans l'hamiltonien et à faire une transformation linéaire sur les constantes de couplage C_i et C_i' .

La probabilité de désintégration différentielle pour un muon négatif est donnée par:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma(x, \theta, \varphi, \psi)}{dx d(\cos\theta)} &= \frac{mW^4 A}{32\pi^3} (x^2 - x_0^2)^{1/2} \left\{ \left[x(1-x) + \frac{2}{9}\rho(4x^2 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x) \right] \right. \\ &\quad - \frac{1}{3}\xi (x^2 - x_0^2)^{1/2} \cos\theta \left[1-x + \frac{2}{3}\delta(4x - 3 - \frac{\mu}{m}x_0) \right] \\ &\quad - \xi' (x^2 - x_0^2)^{1/2} \cos\varphi \left[1-x + \frac{2}{3}\delta(4x - 3 - \frac{\mu}{m}x_0) \right] \\ &\quad + \frac{1}{3}\xi'' \cos\theta \cos\varphi \left[x(1-x) + \frac{2}{3}\rho(4x^2 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x) \right] \\ &\quad + \sin\theta \sin\varphi \cos\psi \left[(1-x) x_0 \frac{3a - 2b - 2c}{3A} + x(1-x) \frac{\alpha}{A} + (x^2 - x_0^2) \frac{2\beta}{3A} \right] \\ &\quad \left. + \sin\theta \sin\varphi \sin\psi (x^2 - x_0^2)^{1/2} \left[(1-x) \frac{\alpha'}{A} + \frac{2}{3}(1 - \frac{\mu}{m}x_0) \frac{\beta'}{A} \right] \right\} \end{aligned}$$

avec les définitions suivantes:

μ = masse de l'électron, m = masse du muon

W = énergie maximale de l'électron = $\frac{m^2 + \mu^2}{2m} = 52.831 \text{ MeV}$

$x = \frac{E_e}{W}$ énergie réduite de l'électron, qui varie de $x_0 = \frac{\mu}{W} = 9.67 \times 10^{-3}$ à 1.

Les autres paramètres sont donnés par :

$$a = |C_S|^2 + |C_S'|^2 + |C_P|^2 + |C_P'|^2 \quad b = |C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_A|^2 + |C_A'|^2 \quad c = |C_T|^2 + |C_T'|^2$$

$$\alpha = |C_S|^2 + |C_S'|^2 - |C_P|^2 - |C_P'|^2 \quad \beta = |C_V|^2 + |C_V'|^2 - |C_A|^2 - |C_A'|^2$$

$$a' = 2 \operatorname{Re}(C_S C_P^* + C_S' C_P'^*) \quad b' = 2 \operatorname{Re}(C_V C_A^* + C_V' C_A'^*) \quad c' = 2 \operatorname{Re}(C_T C_T'^*)$$

$$\alpha' = 2 \operatorname{Im}(C_S C_P^* + C_S' C_P'^*) \quad \beta' = 2 \operatorname{Im}(C_V C_A^* + C_V' C_A'^*)$$

$$A = a + 4b + 6c \quad A\rho = 3b + 6c \quad A\eta = \alpha - 2\beta$$

$$A\xi = -3a' - 4b' + 14c' \quad A\xi\delta = -3b' + 6c'$$

$$A\xi' = -a' - 4b' - 6c' \quad A\xi'\delta' = -b' - 2c'$$

$$A\xi'' = 3a + 4b - 14c \quad A\xi''\rho' = 3b - 6c \quad A\xi''\eta' = 3\alpha + 2\beta$$

θ est l'angle entre le vecteur polarisation du muon P_μ et l'impulsion p_e de l'électron.

φ est l'angle entre le vecteur polarisation P_e de l'électron et l'impulsion p_e de l'électron.

ψ est l'angle entre le plan (P_μ, p_e) et le plan (P_e, p_e) .

Les projections de P_e sur les axes sont désignées par :

$$\begin{aligned} - P_L &= P_e \cos\varphi && \text{polarisation longitudinale.} \\ - P_\perp &= P_e \sin\varphi \cos\psi && \text{polarisation perpendiculaire.} \\ - P_T &= P_e \sin\varphi \sin\psi && \text{polarisation transversale.} \end{aligned}$$

Le terme en $\sin\theta \sin\varphi \sin\psi$ provient du produit mixte (P_μ, p_e, P_e) . Ce terme a un caractère scalaire et il est "impair" sous l'opération T. Il est associé à des parties imaginaires de combinaisons bilinéaires des constantes de couplage. La présence de ce terme est interdite par l'invariance T. Inversement, la détection d'une polarisation transversale serait un signal clair de violation de l'invariance T.

Le terme en $\sin\theta \sin\varphi \cos\psi$ détermine la polarisation perpendiculaire. Si l'on néglige le terme proportionnel à x_0 on voit que la polarisation perpendiculaire s'annule dans le cas de l'interaction V-A. La présence d'une polarisation perpendiculaire serait le signal d'une déviation par rapport à la théorie V-A.

Les termes en $\cos\varphi$ sont reliés à la polarisation longitudinale. Si l'on intègre sur θ on

trouve l'expression de la polarisation longitudinale des électrons pour des muons non polarisés.

Le terme en $\cos\theta$ décrit la distribution angulaire des électrons par rapport au spin du muon. Il est intéressant de noter que pour $x = 1$ (énergie maximale de l'électron) l'expression de l'asymétrie est (en négligeant x_0):

$$\frac{2}{9}\rho - \frac{2}{9}\delta \cos\theta$$

La théorie V-A donne $\rho = 3/4$ et $\delta = 3/4$. L'asymétrie est nulle pour $\theta = 0$. Dans ces conditions cinématiques on est très sensible à tout écart par rapport à la théorie V-A. Cette propriété a été utilisée pour tenter de mettre en évidence la présence de courants droits de la forme V+A.

Considérons maintenant le cas particulier du modèle standard. On a une interaction V-A:

$$C_V = C_V' = -C_A = -C_A'$$

Les seuls coefficients différents de zéro sont:

$$\begin{array}{llll} b = -b' = 4 C_V^2 & A = 16 C_V^2 & \rho = \delta = 3/4 & \eta = 0 \\ \xi = \xi' = \xi'' = 1 & \delta' = 1/4 & \rho' = 3/4 & \eta' = 0 \end{array}$$

On constate que les polarisations *perpendiculaire* et *transversale* s'annulent. En négligeant x_0 et μ on trouve:

$$W(x, \theta, \varphi) = \frac{m^5 C_V^2}{12\pi^3} x^2 (1 - \cos\varphi) \left[(3 - 2x) + (1 - 2x) \cos\theta \right]$$

Avec cette approximation, l'hélicité des électrons est indépendante de x et de θ :

$$h = \frac{W(x, \theta, \varphi = 0) - W(x, \theta, \varphi = \pi)}{W(x, \theta, \varphi = 0) + W(x, \theta, \varphi = \pi)} = -1$$

Si l'on intègre sur l'énergie de l'électron, la distribution angulaire prend la forme:

$$\overline{W}(\theta) = \frac{m^5 C_V^2}{24\pi^3} \left(1 - \frac{1}{3} \cos\theta \right)$$

Si l'on n'observe pas la polarisation des électrons il faut intégrer sur ϕ :

$$W(x, \theta) = \frac{m^5 C_V^2}{12\pi^3} x^2 \left[(3 - 2x) + (1 - 2x) \cos\theta \right]$$

À l'extrémité du spectre ($x = 1$):

$$W(x = 1, \theta) = \frac{m^5 C_V^2}{12\pi^3} (1 - \cos\theta)$$

ce qui s'annule pour $\theta = 0$.

Si les muons ne sont pas polarisés il faut intégrer sur θ :

$$W(x) = \frac{m^5 C_V^2}{12\pi^3} x^2 (3 - 2x)$$

Pour la désintégration du muon positif il y a quelques signes à changer:

$$C_V = C_V' = C_A = C_A'$$

Les paramètres ξ et ξ' changent de signe. L'hélicité des positrons est $h = +1$ et la distribution angulaire s'obtient en changeant $\cos\theta$ en $-\cos\theta$.

Appendice C : Oscillations de neutrinos entre différentes saveurs

Nous allons considérer le cas de deux saveurs seulement, afin de ne pas alourdir le formalisme. On pourra ensuite généraliser facilement à n saveurs. Nous traiterons le cas de deux neutrinos. Le même formalisme peut être appliqué aux antineutrinos.

Sauf dans le cas trivial où les neutrinos sont de même masse, les états qui participent aux interactions faibles, $|v_e\rangle$ et $|v_\mu\rangle$, ne coïncident pas nécessairement avec les états propres de la masse, $|v_1\rangle$ et $|v_2\rangle$ (de masses m_1 et m_2 respectivement). On passe d'une base à l'autre au moyen d'une matrice de type Cabibbo. Comme dans le cas des quarks, cette matrice peut être rendue réelle par un choix de phases pour les différentes particules (ceci étant vrai pour deux saveurs seulement):

$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_2\rangle \end{pmatrix} \text{ et inversement: } \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_\mu\rangle \end{pmatrix}$$

On verra qu'il est possible de restreindre les valeurs de θ à l'intervalle $0 \leq \theta \leq \pi/4$.

L'état le plus général d'un neutrino évoluera en fonction du temps suivant:

$$|v(t)\rangle = v_1(t) |v_1\rangle + v_2(t) |v_2\rangle$$

où l'on a développé sur la base de la masse, avec:

$$v_1(t) = \exp(-iE_1 t) v_1(0) \quad \text{et} \quad v_2(t) = \exp(-iE_2 t) v_2(0)$$

(on a posé $\hbar = c = 1$).

On peut faire un changement de base:

$$|v(t)\rangle = v_e(t) |v_e\rangle + v_\mu(t) |v_\mu\rangle$$

ce qui donne:

$$\begin{pmatrix} v_e(t) \\ v_\mu(t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} v_1(t) \\ v_2(t) \end{pmatrix} \text{ et inversement } \begin{pmatrix} v_1(t) \\ v_2(t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} v_e(t) \\ v_\mu(t) \end{pmatrix}$$

D'où l'équation d'évolution:

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} v_e(t) \\ v_\mu(t) \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} v_e(t) \\ v_\mu(t) \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (E_2 + E_1) - (E_2 - E_1) \cos 2\theta & (E_2 - E_1) \sin 2\theta \\ (E_2 - E_1) \sin 2\theta & (E_2 + E_1) + (E_2 - E_1) \cos 2\theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} v_e(t) \\ v_\mu(t) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

On a donc une équation de la forme:

$$i \frac{d}{dt} v(t) = M v(t)$$

avec:

$$M = \frac{1}{2} (E_2 + E_1) I + \frac{1}{2} (E_2 - E_1) (-\cos 2\theta \sigma_z + \sin 2\theta \sigma_x) \quad \text{et} \quad v(t) = \begin{pmatrix} v_e(t) \\ v_\mu(t) \end{pmatrix}$$

où I est la matrice unité et les σ_i les matrices de Pauli.

Faisons alors le changement de phase:

$$v(t) = \exp\left[-i \frac{E_2 + E_1}{2} t\right] \tilde{v}(t)$$

qui ne change pas les probabilités mais simplifie le calcul.

Avec $\omega = \frac{1}{2} (E_2 - E_1)$ et $M_0 = -\cos 2\theta \sigma_z + \sin 2\theta \sigma_x$ on trouve:

$$i \frac{d}{dt} \tilde{v}(t) = \omega M_0 \tilde{v}(t)$$

On intègre, ce qui donne:

$$\tilde{v}(t) = \exp(-i \omega M_0 t) \tilde{v}(0)$$

et comme la matrice M_0 a pour carré l'unité:

$$\tilde{v}(t) = (\cos \omega t - i M_0 \sin \omega t) \tilde{v}(0)$$

soit pour les composantes de saveur:

$$\tilde{v}_e(t) = (\cos \omega t + i \cos 2\theta \sin \omega t) \tilde{v}_e(0) - i \sin 2\theta \sin \omega t \tilde{v}_\mu(0)$$

$$\tilde{v}_\mu(t) = (\cos \omega t - i \cos 2\theta \sin \omega t) \tilde{v}_\mu(0) - i \sin 2\theta \sin \omega t \tilde{v}_e(0)$$

Si l'on fait $\theta = 0$ on voit que les fréquences $+\omega$ et $-\omega$ sont associées à v_e et v_μ respectivement.

Considérons maintenant une onde plane de neutrinos, caractérisée par une valeur précise de l'impulsion p . Evidemment il serait plus rigoureux de se placer dans un formalisme de paquets d'ondes, mais cela conduirait à des calculs plus compliqués. On a alors:

$$E_2 - E_1 = \sqrt{p^2 + m_2^2} - \sqrt{p^2 + m_1^2}$$

et comme les masses sont beaucoup plus petites que p :

$$E_2 - E_1 = p \left(1 + \frac{m_2^2}{2p^2} + \dots - 1 - \frac{m_1^2}{2p^2} - \dots \right) \simeq \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p}$$

En définissant $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ on trouve:

$$\omega = \frac{\Delta m^2}{4p}$$

Puisque la vitesse du neutrino est très voisine de c (≈ 1) nous ferons une approximation supplémentaire et transformerons la dépendance en temps en une dépendance en distance. On trouve alors les probabilités d'observer le neutrino dans les différents états de saveur, à une distance L :

$$P(\nu_e; L) = |\tilde{\nu}_e(L)|^2 = |\tilde{\nu}_e(0)|^2 \cos^2 \frac{\pi L}{\lambda} + |\tilde{\nu}_e(0) \cos 2\theta - \tilde{\nu}_\mu(0) \sin 2\theta|^2 \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda}$$

$$P(\nu_\mu; L) = |\tilde{\nu}_\mu(L)|^2 = |\tilde{\nu}_\mu(0)|^2 \cos^2 \frac{\pi L}{\lambda} + |\tilde{\nu}_\mu(0) \cos 2\theta + \tilde{\nu}_e(0) \sin 2\theta|^2 \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda}$$

On vérifie que $P(\nu_e; L) + P(\nu_\mu; L) = 1$, ce qui est normal puisque nous avons considéré un neutrino *stable*.

On a introduit la longueur d'onde d'oscillation λ :

$$\lambda = \frac{4\pi p}{\Delta m^2} = 2.48 \text{ mètres } \frac{p(\text{MeV-c}^{-1})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)}$$

En général le neutrino sera produit à $L = 0$ par une interaction faible, donc dans un état de saveur bien déterminé. Par exemple, un neutrino est produit dans le soleil dans l'état électronique. On a alors $\nu_e(0) = 1$ et $\nu_\mu(0) = 0$. D'où:

$$P(\nu_e; L) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda}$$

$$P(\nu_\mu; L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda}$$

Quand on s'éloigne de la source il y a disparition de neutrinos électroniques et apparition de neutrinos muoniques. On voit que c'est la différence de masse qui détermine la longueur d'oscillation et que c'est l'angle de mélange qui détermine l'amplitude. Cette dernière est maximale pour $\theta = \pi/4$. On voit aussi qu'il suffit de faire varier θ de 0 à $\pi/4$.

En raison des approximations qui sont faites les oscillations seront brouillées à une certaine distance de la source et on observera alors des valeurs moyennes (la moyenne étant faite sur la variable L):

$$\overline{P(\nu_e)} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \quad \overline{P(\nu_\mu)} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$$

Avec le mélange maximal ($\theta = \pi/4$) on trouve:

$$\overline{P(\nu_e)} = \overline{P(\nu_\mu)} = \frac{1}{2}$$

Le résultat se généralise facilement à trois saveurs¹¹² et avec le mélange maximal on trouve:

$$\overline{P(v_e)} = \overline{P(v_\mu)} = \overline{P(v_\tau)} = \frac{1}{3}$$

Jusqu'ici nous avons considéré la propagation des neutrinos dans le vide. Dans la matière les neutrinos subissent des interactions, et comme la matière contient des électrons (pas de muons ni de tauons) les neutrinos de différentes saveurs n'interagissent pas de la même façon. Les neutrinos électroniques sont les seuls qui peuvent interagir par courant chargé (échange de $W^\pm$). Tous les neutrinos peuvent interagir par courant neutre (échange de Z^0). Bethe¹¹³ a montré que cela introduit un terme d'énergie potentielle spécial au neutrino électronique. L'interaction est donnée par

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} [\overline{v_e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e] [\overline{e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v_e]$$

Mais après une transformation de Fierz on peut aussi écrire :

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} [\overline{v_e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v_e] [\overline{e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e]$$

Pour des électrons au repos seule la matrice γ_4 intervient, et $1 + \gamma_5$ se réduit à l'unité. Le terme $(\overline{e} \gamma_4 e)$ est la densité des électrons. Un facteur 2 résulte de la présence de $1 + \gamma_5$ devant le neutrino. On a donc une énergie potentielle pour le neutrino électronique :

$$V = G\sqrt{2}N_e$$

où G est la constante de Fermi et N_e le nombre d'électrons par unité de volume. Le résultat précédent devra être modifié, ce qui donne :

$$i \frac{d}{dt} v(t) = \left\{ M + \begin{bmatrix} G\sqrt{2}N_e & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \right\} v(t)$$

soit :

$$i \frac{d}{dt} v(t) = M' v(t)$$

avec :

$$\begin{aligned} M' &= \frac{1}{2}(E_2 + E_1 + GN_e/\sqrt{2}) I + \frac{1}{2}(E_2 - E_1) [(k - \cos 2\theta) \sigma_z + \sin 2\theta \sigma_x] \\ &= \frac{1}{2}(E_2 + E_1 + GN_e/\sqrt{2}) I + \omega M_0 \end{aligned}$$

avec $k = \frac{GN_e \sqrt{2}}{E_2 - E_1}$ et $M'_0 = (k - \cos 2\theta) \sigma_z + \sin 2\theta \sigma_x$

La matrice M'_0 a pour carré $(1 - 2k \cos 2\theta + k^2)$ et on peut l'écrire sous la forme :

$$M'_0 = (1 - 2k \cos 2\theta + k^2)^{1/2} \begin{bmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{bmatrix}$$

avec :

$$\cos 2\theta_m = \frac{\cos 2\theta - k}{(1 - 2k \cos 2\theta + k^2)^{1/2}} \quad \sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{(1 - 2k \cos 2\theta + k^2)^{1/2}}$$

L'angle θ_m dépend de la densité du milieu traversé, donc de la position du neutrino. On fera l'hypothèse que la variation de la densité est suffisamment lente (pendant la durée d'une oscillation) pour que l'on puisse faire une *approximation adiabatique*. L'angle θ_m est un déphasage local, qui varie le long de la trajectoire du neutrino. On peut aussi introduire la fréquence locale :

$$\omega_m = \omega (1 - 2k \cos 2\theta + k^2)^{1/2}$$

La résonance se produit pour :

$$2G N_e \sqrt{2} p = \Delta m^2 \cos 2\theta$$

numériquement, en introduisant la densité p (en g/cm^3) et Y le nombre d'électrons par atome :

$$G N_e \sqrt{2} = 3,67 \times 10^{-24} 2 p Y \text{ (en eV)}$$

Les conditions peuvent être réalisées pour que la résonance se produise quelque part à l'intérieur du soleil. Examinons alors la variation des fréquences en fonction de la densité (ou encore en fonction de k pour des valeurs de p et de Δm^2 fixées. On obtient deux branches de courbes ayant pour asymptotes les droites de pentes $\pm \omega$ passant par le point $k = \cos 2\theta$. Un neutrino électronique créé dans une région de grande densité suivra la courbe supérieure, et si la condition d'adiabaticité est satisfaite, se retrouvera à l'état muonique. Seuls les neutrinos ayant une énergie supérieure à un certain seuil subiront cette transition. Les neutrinos de basse énergie ne seront pas altérés. Suivant les valeurs choisies pour θ et Δm^2 plusieurs scénarios

peuvent être imaginés, qui tentent de résoudre le problème des neutrinos solaires, une énigme qui a occupé les physiciens et les astrophysiciens pendant un bon nombre d'années.

Remerciements

J'ai profité de discussions intéressantes avec plusieurs de mes collègues du Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université de Montréal, en particulier Luc Vinet au sujet des axions. Je remercie particulièrement Bernard Goulard qui a lu le manuscrit et qui m'a suggéré de nombreuses améliorations.

Je remercie également Jacques Bérichon, qui a réalisé plusieurs dessins avec grand soin, comme il en a l'habitude.

Références

- 1 "The Discrete Symmetries P, T and C", C.N. Yang, Colloque International sur l'Histoire de la Physique des Particules, Journ. Phys. C8 439 1982.
- 2 "Review of Particle Properties", Particle Data Group, Phys. Letters 170B 1 1986.
- 3 "Positronium", S. Berko and H.N. Pendleton, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 543 1980.
- 4 "The Infancy and Youth of Neutrino Physics: some Recollections", B. Pontecorvo, Colloque International sur l'Histoire de la Physique des Particules, Journ. Phys. C8 221 1982.
- 5 "Mécanique quantique", A. Messiah, Dunod, Paris, 1964, Chapitre XV (Invariance et théorèmes de conservation, renversement du temps).
- 6 "PCT, Spin and Statistics, and all that", R.F. Streater and A.S. Wightman, W.A. Benjamin, Inc., 1964.
- 7 Voir référence 2.
- 8 "Future Physics at LEAR", R. Landua, Rapport CERN-EP/86-136, septembre 1986.
- 9 "Eighth-Order Anomalous Magnetic Moment of the Electron", T. Kinoshita and W.B. Lindquist, Phys. Rev. Lett. 47 1573 1981.
- 10 "New Comparison of the Positron and Electron g Factors", P.B. Schwinberg et al., Phys. Rev. Lett. 47 1679 1981.
- 11 "Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik", W. Pauli, Handbuch der Physik, volume 24, tome 1, 1933, éditeurs Geiger et Scheel; voir aussi la nouvelle édition, Handbuch der Physik, volume 5, tome 1, 1958, page 150, Editeur S. Flügge.
- 12 Voir la discussion qui suit la contribution de C.N. Yang, référence 1.
- 13 "The Effects on Populations of Exposure to Low Levels of Ionizing Radiation: 1980", Committee on the Biological Effects of Ionizing Radiation, National Academy Press, Washington, D.C., 1980.
- 14 "Present Knowledge About the New Particles", C.N. Yang, Rev. Mod. Phys. 29 231 1957.
- 15 "Beta Decay Opens The Way To Weak Interactions", E. Amaldi, Colloque International sur l'Histoire de la Physique des Particules, Journ. Phys. C8 261 1982.
"The Universal Fermi Interaction and the Conserved Vector Current in Beta Decay", C.S. Wu, Rev. Mod. Phys. 36 618 1964.
- 16 "Beta Decay", C.S. Wu and S.A. Moskowsky, Interscience Publishers, Wiley and Sons, New-york, London, Sidney, 1966.
- 17 "CP Violation and K^0 Decays", K. Kleinknecht, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 1 1976.

- 18 "Violation of CP Invariance, C Asymmetry and Baryon Asymmetry of the Universe", A.D. Sakharov, JETP Letters 5 24 1967.
Voir aussi "Grand Unified Theories and the Origin of the Baryon Asymmetry", E.W. Kolb and M.S. Turner, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 645 1983.
- 19 "Rare and Ultrarare Muon Decays", S. Frankel, in "Muon Physics", edited by V.W. Hughes and C.S. Wu, Academic Press, New York, 1975.
- 20 "Gauge theory of elementary particle physics", Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, Clarendon Press, Oxford, 1984.
- 21 "Quantum Chromodynamics", F.J. Ynduráin, Springer-Verlag, New-york, Berlin, Heidelberg, Tokyo.
"Quantum Chromodynamics: The Modern Theory of the Strong Interaction", F. Wilczek, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32 177 1982.
- 22 Voir référence 20.
- 23 "Production and Decay of the B Quark", E.H. Thorndike, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 195 1985.
- 24 "Majorana Neutrinos", B. Kayser, Comments Nucl. Part. Phys. 14 69 1985.
"Gauge theory of elementary particle physics", Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, Clarendon Press, Oxford, 1984, page 412.
- 25 "Gauge Theories and their Unification", P. Ramond, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 31 1983.
- 26 "A Review of Supersymmetry and Supergravity", J.G. Taylor, Progress in Particle and Nuclear Physics, edited by D. Wilkinson, Pergamon Press, Volume 12, 1.
- 27 "An Introduction to the Possible Substructure of Quarks and Leptons", L. Lyons, Progress in Particle and Nuclear Physics, edited by D. Wilkinson, Pergamon Press, Volume 10, 227.
- 28 "Weak Interactions and Nuclear Beta Decay", H. Schopper, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1966.
- 29 "The Violation of Parity Invariance", C.S. Wu, in "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. Chapitre XXIV, C.S. Wu et al. (The Experimental Determination of the β -Interaction).
- 30 "Beta Decay", C.S. Wu and S.A. Moskowsky, Interscience Publishers, Wiley and Sons, New-york, London, Sidney, 1966.
- 31 "Polarization of Radiation Following β -Decay", R.M. Steffen and H. Frauenfelder, in "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. Chapitre XXIV, C.S. Wu et al. (The Experimental Determination of the β -Interaction).
- 32 "Mécanique quantique", A. Messiah, Dunod, Paris, 1964, Chapitre XX (L'équation de Dirac).
- 33 "The Helicity of β -Particles", R.M. Steffen and H. Frauenfelder, in "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965.

Chapitre XXIV, C.S. Wu et al. (The Experimental Determination of the β -interaction).

- 34 Voir référence 28.
- 35 "Helicity of the Neutrino", M. Goldhaber et al., in "Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965. Chapitre XXIV, C.S. Wu et al. (The Experimental Determination of the β -interaction).
- 36 "Weak Interactions, PETRA Results", DESY Report 84-048, June 1984, DESY, Hamburg.
"New Results on $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ From the JADE Detector at PETRA", DESY Report 84-078, August 1984, DESY, Hamburg.
- 37 "The Parity Non-Conserving Electron-Nucleon Interaction", E.D. Commins and P.H. Bucksbaum, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 1 1980.
- 38 "Parity Violation in Atoms", C.A. Piketty, Invited Paper to the International Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei", Heidelberg, July 1986.
- 39 "Semi-Leptonic Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei: Parity Violations in Electron Scattering and Weak Neutral Currents", J.D. Walecka, Nucl. Phys. A285 349 1977.
"Parity Violating Asymmetries in Polarized Electron Scattering", E. Derman and W.J. Marciano, Ann. of Phys. 121 147 1979.
"Semileptonic Weak and Electromagnetic Interactions with Nuclei: Parity Violations in Electron Scattering and Abnormal-Parity Admixtures in Nuclear States, B.D. Serot, Nucl. Phys. A322 408 1979.
"Polarized Electron-Nucleus Scattering and Parity-Violating Neutral-Current Interactions", G. Feinberg, Phys. Rev. D12 3575 1975.
- 40 "The Structure of Neutral Currents", P.Q. Hung and J.J. Sakurai, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 31 375 1981.
- 41 "Search for Parity Violation in the Elastic Scattering of Polarized Electrons from Nuclei", Bates Proposal, P.A. Souder et al., September 14, 1977.
"Measurement of Parity Violation in the Elastic Scattering of Polarized Electrons by Nuclei (Experimental Plan)", P.A. Souder et al., Bates Electron Accelerator, April 14, 1979.
- 42 "Parity Violation in the Nucleon-Nucleon Interaction", E.G. Adelberger and W.C. Haxton, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 501 1985.
- 43 "Unified Treatment of the Parity Violating Nuclear Force", B. Desplanques, J.F. Donoghue and B.R. Holstein, Ann. Phys. (N.Y.) 124 449 1980.
- 44 "Formation of Parity-Nonconserving Nuclear Forces in the Standard Model $SU(2)_L \otimes U(1) \otimes SU(3)_C$ ", V.M. Dubovik and S.V. Zenkin, Ann. Phys. (N.Y.) 172 100 1986.
- 45 "Parity non-conservation in the alpha particle decay of the 8.87 MeV 2^- state of ^{16}O ", K. Neubeck, H. Schober and H. Wäffler, Phys. Rev. C10, 320, 1974.

- 46 R.G.H. Robertson et al., Bull. Am. Phys. Soc. 25 577 1980.
- 47 "Study of Parity Nonconservation in $p\alpha$ scattering", R. Henneck et al., Phys. Rev. Lett. 48 725 1982.
- 48 Voir référence 42.
- 49 "A New Experimental Study of the Circular Polarization of np Capture γ -rays", V.A. Knyaz'kov et al., Nucl. Phys. A417 209 1984.
- 50 "Search for Right-Handed Currents in Muon Decay", J. Carr et al., Phys. Rev. Lett. 51 627 1983. "Search for Right-Handed Currents by Means of Muon Spin Rotation", D.P. Stoker et al., Phys. Rev. Lett. 54 1887 1985
- "Search for Right-Handed Currents in Muon Decay", A. Jodidio et al., Phys. Rev. D34 1967 1986.
- 51 "Manifest Left-Right Symmetry and its Experimental Consequences", M.A.B. Bég et al., Phys. Rev. Lett., 38 1252 1977.
- 52 "Precision Measurement of Positron Polarization in ^{68}Ga Decay based on the Use of a new Positron Polarimeter", G. Gerber et al., Phys. Rev. D15 1189 1977.
- 53 "Muon Spin Rotation Studies at SIN", M. Camani et al., Hyperfine Interactions 2 83 1976.
- 54 "Positive-Muon Spin Depolarization in Solids", T. McMullen and E. Zaremba, Phys. Rev. B18 3026 1978.
- 55 "CP Violation and K^0 Decays", K. Kleinknecht, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 1 1976.
- " K^0 Decay and CP Violation", J. Steinberger, Rapport CERN 70-1, NP Division, 1970.
- 56 Voir référence 2.
- 57 Voir référence 2.
- 58 "Invariance Principles and Elementary Particles", J.J. Sakurai, Princeton University Press, 1964.
- 59 "Improved Experimental Test of Detailed Balance and Time Reversibility in the Reactions $^{27}\text{Al} + p \rightleftharpoons ^{24}\text{Mg} + \alpha$ ", E. Blanke et al., Phys. Rev. Lett. 51 355 1983.
- 60 "Evidence of Time-Symmetry Violation in the Interaction of Nuclear Particles", R.J. Slobodrian et al., Phys. Rev. Lett. C47 1803 1981.
- 61 " $^9\text{Be}(\vec{^3\text{He}}, \vec{p})^{11}\text{B}$ Polarization and Implications for Time-Reversal Invariance", R.A. Hardekopf et al., Phys. Rev. C25 1090 1982.
- 62 "No Evidence for Time Reversal Invariance Violation from $(\vec{^3\text{He}}, \vec{p})$ Polarization Measurements", R.P. Trelle et al., Phys. Letters B134 34 1984.
- 63 "Large Deviations from the Polarization-Analysing Power Equality and Implied Breakdown of Time Reversal Invariance, H.E. Conzett et al. in "Polarization Phenomena in Nuclear Physics-1980", Lausanne, 1980, edited by G.G. Ohlsen et al., AIP Conference Proceedings, Number 69.
- 64 "Difference between Polarization and Analysing Power for 800-MeV n-p Elastic Scattering: Test

- of Time-Reversal Invariance", T.S. Bhatia et al., Phys. Rev. Lett. 48 227 1982.
- "Upper Limit for T-Invariance Violation in Elastic pp Scattering", E. Aprile et al., Phys. Rev. Lett. 47 1360 1981.
- "Time Reversal and Charge Symmetry Studies in Single Nucleon Transfer Reactions in the A = 5 System", A.L. Sagle et al., Phys. Rev. C25 1685 1982.
- "Check of the T-Invariance Principle in 635 MeV pn-Scattering", R. Zulkarneev et al., Phys. Letters 61B 164 1976.
- "Test of the Polarization-Analysing Power Equality in Two ($\vec{p},d$) Reactions and their Inverses", B.L. Burks et al., Phys. Rev. C25 1168 1982.
- 65 "Test of Time Reversal Invariance in p-p Elastic Scattering at 198.5 MeV", C.A. Davis et al., Phys. Rev. C33 1196 1986.
- 66 "New Experimental Limit on T Invariance in Polarized-Neutron β Decay", R.I. Steinberg et al., 33 41 1974.
- 67 "Improved Experimental Test of Time-Reversal Symmetry in ^{19}Ne β Decay", R.M. Baltrusaitis and F.P. Calaprice, Phys. Rev. Lett. 38 464 1977.
- 68 "Test of Time Reversal Invariance in ^{57}Fe ", N.K. Cheung et al., Phys. Rev. C16 2381 1977.
- "Test of Time-Reversal Invariance in ^{131}Xe ", J.L. Gimlett et al., Phys. Rev. C25 1567 1982.
- 69 "Fundamental Symmetries", D. Wilkinson, Proc. Sixth Int. Symp. Polar. Phenom. in Nucl. Phys., Osaka, 1985; J. Phys. Soc. Jpn 55 347 1986.
- 70 "Electric-Dipole Moments of Particles", N.F. Ramsey, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32 211 1982.
- 71 "Electric Dipole Moment of the Neutron", N.F. Ramsey, Comments Nucl. Part. Phys. 10, 227, 1981.
- 72 "A Proposed High Sensitivity Search for T-Violation in eV Neutron Resonances", C.D. Bowman et al., Communication à la Conférence "Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei", Heidelberg, Juillet 1986.
- "Test of T Invariance in Neutron Optics", P.K. Kabir, Phys. Rev. D25 2013 1982.
- "Enhancement of T-Noninvariant Effects in Neutron-Induced Nuclear Reactions, V.E. Bunakov and V.P. Gudkov, Z. Phys. A308 363 1982.
- 73 "Limits for Short-Lived Neutral Particles Emitted in μ^+ or π^+ Decay", R. Eichler et al., Phys. Letters B175 101 1986.
- 74 "Search for Light Short-Lived Particles in Radiative Upsilon Decays", G. Mageras et al., Phys. Rev. Lett. 56 2672 1986.
- "Upper Limits for the Production of Light Short-Lived Neutral Particles in Radiative Υ Decay", T. Bowcock et al., Phys. Rev. Lett. 56 2676 1986.
- 75 "Search for Neutral Particles in Electron-Beam-Dump Experiment", A. Konaka et al., Phys. Rev. Lett. 57 659 1986.

- 76 "Search for a Short-Lived Neutral Particle Produced in Nuclear Decay", M.J. Savage et al., Phys. Rev. Lett. 57 178 1986.
- 77 "Proton Decay Experiments", D.H. Perkins, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34 1 1984.
"Baryon Number and Lepton Number Conservation Laws", H. Primakoff and S.P. Rosen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 31 145 1981.
"Proton Decay", K. Enqvist and D.V. Nanopoulos, Progress in Particle and Nuclear Physics, edited by D. Wilkinson, Pergamon Press, Volume 16, 1.
- 78 "Proton Decay: Theory Versus Experiment", W. Lucha, Comments Nucl. Part. Phys. 16 155 1986.
- 79 "Lie Algebras in Particle Physics", H. Georgi, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 1982.
- 80 "Gauge theory of elementary particle physics", Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, Clarendon Press, Oxford, 1984.
- 81 "Grand Unification, Proton Decay, and Magnetic Monopoles", M. Goldhaber and W.J. Marciano, Comments Nucl. Part. Phys. 16 23 1986.
- 82 "Nuclear Effects on Proton Decay", L. Bracci et al., Phys. Letters 167B 356 1986.
"Influence of the Nuclear Medium on the Lifetime of the Proton", Carl B. Dover and Ling-Lie Chau Wang in "A Festschrift for Maurice Goldhaber", Transactions of the New York Academy of Sciences, Series II, Volume 40, 1980.
- 83 "Experimental Search for Neutron-Antineutron Transitions with Free Neutrons", G. Fidecaro et al., Phys. Letters 156B 122 1985.
- 84 "Double Beta Decay", W.C. Haxton and G.J. Stephenson, Jr., Progress in Particle and Nuclear Physics, edited by D. Wilkinson, Pergamon Press, Volume 12, 409.
"Baryon Number and Lepton Number Conservation Laws", H. Primakoff and S.P. Rosen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 31 145 1981.
"The Neutrino Mass and Family, Lepton and Baryon Number Non-Conservation in Gauge Theories", J.D. Vergados, Phys. Rep. 133 1 1986.
- 85 "Double Beta Decay", D. Bryman and C. Picciotto, Rev. Mod. Phys. 50 11 1978.
- 86 "New Contribution to Neutrinoless Double Beta Decay in Gauge Models", R.N. Mohapatra and J.D. Vergados, Phys. Rev. Lett. 47 1713 1981.
- 87 "The Neutrino Mass and Family, Lepton and Baryon Number Non-Conservation in Gauge Theories", J.D. Vergados, Phys. Rep. 133 1 1986.
- 88 "Neutrinoless Double- β Decay and its Relation to Pion Double Charge Exchange", A. Fazely and L.C. Liu, Phys. Rev. Lett. 57 968 1986.
- 89 "The Time Projection Chamber", edited by J.A. Macdonald, AIP Conference Proceedings, Number 108, American Institute of Physics.

- 90 "Neutrinoless Double β -Decay in ^{76}Ge ", F. Leccia et al., *Nuovo Cimento* 78A 50 1983.
- 91 "Is There No Muon-Electron Conversion?", J. Schacher, *Comments Nucl. Part. Phys.* 8 97 1978.
"The Neutrino Mass and Family, Lepton and Baryon Number Non-Conservation in Gauge Theories", J.D. Vergados, *Phys. Rep.* 133 1 1986.
- 92 "Search for Gamma-Radiation in the 2.2 Microsecond Meson Decay Process", E.P. Hincks and B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* 73 257 1948.
- 93 A. Lagarrigue et C. Peyrou, *Comptes Rendus Acad. Sciences Paris* 234 1873 1952.
- 94 "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos", G. Danby et al., *Phys. Rev. Lett.* 9 36 1962.
- 95 Voir référence 28.
- 96 "Reaction $\mu^- + \text{Nucleus} \rightarrow e^- + \text{Nucleus}$ in Gauge Theories", W.J. Marciano and A.J. Sanda, *Phys. Rev. Lett.* 38 1512 1977.
- 97 "Consequences of Flavor as a Dynamical Quantum Number", V. Visnjic-Triantafillou, *Phys. Lett.* B95 47 1980.
"Natural Composite Model for Quarks and Leptons", V. Visnjic-Triantafillou, *Phys. Rev.* D25 248 1982.
- 98 "Large Muon- and Electron-Number Nonconservation in Supergravity Theories", F. Borzumati and A. Masiero, *Phys. Rev. Lett.* 57 961 1986.
"Observable Physics from Superstring Exotic Particles: Small Dirac Neutrino Masses", A. Masiero et al., *Phys. Rev. Lett.* 57 663 1986.
- 99 "Neutrino Oscillations", A.K. Mann, *Comments Nucl. Part. Phys.* 10 155 1981.
"Low-Energy Neutrino Physics and Neutrino Mass", F. Boehm and P. Vogel, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 34 125 1984.
- 100 "Experimental Study of Neutrino Oscillations at a Fission Reactor", F. Boehm et al., *Phys. Letters* 97B 310 1980.
- 101 "Indication for Neutrino Oscillation from a High Statistics Experiment at the Bugey Reactor", J.F. Cavaignac et al., *Phys. Lett.* 148B 387 1984.
- 102 "Neutrino Properties", K. Winter, 2nd ESO/CERN Symposium on Cosmology, Astronomy and Fundamental Physics, Garching, March 1986; CERN-EP/86-61.
- 103 "A Search for ν_μ Oscillations in the Δm^2 Range 0.3-90 eV^2 ", F. Dydak et al., *Phys. Letters* 134B 281 1984.
"Experimental Limits on Neutrino Oscillations", N.J. Baker et al., *Phys. Rev. Lett.* 47 1576 1981.
"Upper Limits to ν_μ - ν_τ Oscillations and ν_μ - τ Coupling", N. Ushida et al., *Phys. Rev. Lett.* 47 1694 1981.
"New Limit on the Strength of Mixing Between ν_μ and ν_e ", L.A. Ahrens et al., *Phys. Rev.* D31,

2732 1985.

- 104 "Anomalous Electron Production Observed in the CERN PS Neutrino Beam", G. Bernardi et al., Phys. Letters B181 173 1986.
- 105 "Neutrino Oscillations in Matter", L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17 2369 1978.
- 106 "Resonant Amplification of ν Oscillations in Matter and Solar Neutrino Spectroscopy", S.P. Mikheyev and A. Yu Smirnov, Nuovo Cimento 9C 17 1986.
- 107 "Matter Effects for Solar Neutrino Oscillations", J. Bouchez et al., Z. Phys. C32 499 1986.
- 108 "The Solar Neutrino Puzzle", W.C. Haxton, Comments Nucl. Part. Phys. 16 95 1986.
"Yet Another Possible Explanation of the Solar Neutrino Puzzle", E.W. Kolb et al., Phys. Letters B175 478 1986.
"Possible Explanation of the Solar-Neutrino Puzzle", H.A. Bethe, Phys. Rev. Lett. 56 1305 1986.
"Resonant-Solar-Neutrino-Oscillation Experiments", S.J. Parke and T.P. Walker, Phys. Rev. Lett. 57 2322 1986.
- 109 Voir référence 16.
- 110 "Coulomb corrections in allowed β transitions", J.D. Jackson, S.B. Treiman and H.W. Wyld, Jr., Nucl. Phys. 4 206 1957.
- 111 "Muon physics", F. Scheck, Phys. Reports 44 187 1978.
- 112 "Oscillations Among Three Neutrino Types and CP Violation", L. Wolfenstein, Phys. Rev. D18 958 1978.
Voir référence 20, p. 410.
- 113 Voir référence 108.