Chapitre 10
La conservation du nombre leptonique

1 La double désintégration β

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

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2)e^- e^- \overline{\nu}_e \overline{\nu}_e \tag{1}$$

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 ($\beta\beta 0\nu$):

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

pour lequel il y a violation du nombre leptonique.

2 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:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2)e^-e^- \qquad \text{(double désintégration } \beta^- \text{ sans neutrinos, } \beta^-\beta^-0\nu) \tag{3}$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z-2)e^+e^+ \qquad \text{(double désintégration } \beta^+ \text{ sans neutrinos, } \beta^+\beta^+0\nu) \tag{4}$$

$$e^-(A, Z) \rightarrow e^+(A, Z-2) \qquad \text{(conversion d'un électron orbital en un positron)} \tag{5}$$

$$e^-e^-(A, Z) \rightarrow (A, Z-2) \qquad \text{(double capture d'électron orbital sans neutrinos)} \tag{6}$$

3 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 ($\beta\beta0\nu$) par rapport à la double désintégration β avec neutrinos ($\beta beta2\nu$). 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 ($\beta\beta0\nu$), 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 (pour un neutrino de masse nulle). Il devenait alors évident que la non-observation de la double désintégration β pouvait tout simplement 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 $(1-\gamma^5)/2$ devant le neutrino émis et un opérateur $(1+\gamma^5)/2$ devant le neutrino absorbé. L'amplitude de probabilité est alors rigoureusement nulle.

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.

Avec le succès de la théorie $V - A$ et l'absence de preuves expérimentales d'une masse finie du neutrino, la double désintégration β avait perdu beaucoup de son intérêt. Mais avec l'avénement des théories de jauge, et aussi à cause des implications d'une masse finie du neutrino en cosmologie, la désintégration $(\beta\beta 0\nu)$ est devenue l'un des processus fondamentaux les plus importants, ce qui justifie un effort expérimental considérable.

4 Les divers mécanismes possibles de violation du nombre leptonique

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 moyens de contourner l'interdiction d'hélicité:

1. 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.

2. 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 excellente 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 chargé et d'un boson neutre) est une possibilité suggérée par certains modèles de grande unification. Un boson de Higgs, le *majoron* 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 noyaux1.

5 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 rayons 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 (7.76à la double désintégration β. On essaie évidemment de construire des cristaux de germanium de plus en plus gros.

D'autre part, il est possible de fabriquer des cristaux de germanium enrichi en isotope 76. Le ^{76}Ge (0^+) se désintègre vers l'état fondamental du ^{76}Se (0^+) et vers son premier état excité (2^+). La désintégration vers le 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 dans des directions opposées, 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 finie.

'A 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:

$$T(^{76}\mathrm{Ge}; 0^+ \rightarrow 0^+) \sim 4.4 \times 10^{23} \text{ ans} \tag{7}$$

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

$$\langle m_\nu \rangle \leq 0.8 - 2.3 \text{ eV} \tag{8}$$

avec:

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_{i,j} |U_{ej}|^2 m_j \exp(i\alpha_j) \tag{9}$$

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. Ce résultat est 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_{ej}) 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 TPC. 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 ± 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 coincidences électron-gamma.