Chapitre 9
Le nombre baryonique
La non-conservation du nombre baryonique

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 doit aussi admettre qu'il n'existe 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.

2 Les prédictions des modèles de grande unification

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 $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$. 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 $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ comme sous-groupe:

$$G \supset SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) \tag{1}$$

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:

$$g_3(M) = g_2(M) = g_1(M) = g \tag{2}$$

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.

2.1 $SU(5)$ comme exemple

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 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:

$$5^* = \begin{pmatrix} d_r^c \\ d_b^c \\ d_v^c \\ e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \tag{3}$$

$$10 = \begin{pmatrix} 0 & -u_v^c & u_b^c & u_r & d_r \\ u_v^c & 0 & -u_b^c & u_b & d_b \\ -u_b^c & u_r^c & 0 & u_v & d_v \\ -u_r & -u_b & -u_v & 0 & e^+ \\ -d_r & -d_b & -d_v & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L \tag{4}$$

où les indices r, b et v 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. Il y en a ($5^2-1 = 24$). La décomposition de cette représentation 24 suivant $SU(3)$ et $SU(2)$ donne:

$$24 = (8,1) + (1,3) + (1,1) + (3,2) + (\overline{3},2) \tag{5}$$

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

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

$$uu \to X^{(4/3)} \to e^+\overline{d} \tag{6}$$

$$ud \to Y^{(1/3)} \to \nu_e\overline{d} \tag{7}$$

$$ud \to Y^{(1/3)} \to e^+\overline{u} \tag{8}$$

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:

$$\tau_P = k\frac{M^4}{M_P^5} \tag{9}$$

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*.

$$SU(5) \to SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) \to SU(3)_{CDQ} \otimes U(1)_{EDQ} \tag{10}$$

$$X, Y \sim 10^{15}\ \mathrm{GeV} \qquad W, Z \sim 10^{2}\ \mathrm{GeV} \tag{11}$$

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 renormalisation permet de calculer la valeur de $\sin^2\theta_W$ à basse énergie, là où existent les résultats expérimentaux. On obtient:

$$\sin^2\theta_W(m_W) = 0.216 \pm 0.004 \tag{12}$$

ce qui est proche de la valeur mesurée expérimentalement:

$$\sin^2\theta_W(m_W) = 0.219 \pm 0.00 \tag{13}$$

Cependant, lorsque la précision des mesures a augmenté, c'est accord n'a pas tenu.

Il faut aussi 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 $p \to e^+\pi^0$ et que la vie moyenne partielle est donnée par:

$$\tau_P(p \to e^+\pi^0) \approx (0.06 - 240) \times 10^{29}\ \mathrm{ans} \tag{14}$$

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:

$$16_{SO(10)} = 10_{SU(5)} \oplus 5^*_{SU(5)} \oplus 1_{SU(5)} \tag{15}$$

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:

$$\begin{aligned} &SO(10) \to SU(4)\otimes SU(2)_R \otimes SU(2)_L \to SU(3)_c \otimes U(1) \otimes SU(2)_R \otimes SU(2)_L \\ &\to SU(3)_c \otimes U(1) \otimes U(1)_R \otimes SU(2)_L \to SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1) \to SU(3)_c \otimes U(1)_{E.M.} \end{aligned} \tag{16}$$

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.

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 (homogènes) et les calorimètres (inhomogènes). 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 $\theta = \cos^{-1}(\beta/n)$, 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 cônes 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 déclanchement 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 $p \to e^+\pi^0$:

$$\frac{\tau_P}{B} > 2.5 \times 10^{32} \text{ ans} \tag{17}$$

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*, 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.

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 et l'état antineutron $\overline{n}$. Ceci rappelle évidemment la situation des mésons K^0 et $\overline{K}^0$, 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 et l'état $\overline{n}$. 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'ILL (Institut Laue-Langevin, franco-allemand-britannique, Grenoble). Pour l'instant, on n'a pu établir que des limites supérieures.

À l'intérieur d'un noyau, un neutron peut aussi osciller entre les états n et $\overline{n}$. 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.