Chapitre 11
La non-conservation des nombres leptoniques partiels

1 Pas de communication entre les différentes familles de leptons

On trouvera plus de détails et une bibliographie abondante dans un article de synthèse[1].

Toute l'histoire de cette question commence avec la découverte du muon. Tout d'abord, l'arrivée de cette particule fut bien reçue, car on attendait la particule prédite par Yukawa (et qui, nous le savons maintenant, 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:

$$\mu \rightarrow e\gamma \tag{1}$$

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 peut interagir avec un noyau (A, Z) et se transformer en un électron suivant la réaction:

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

Cette réaction est appelée *conversion muon-électron dans un noyau* et nous en reparlerons plus tard en détails. Très tôt, des expérimentateurs montrèrent que le muon ne disparit pas par ces processus là. À Chalk River, Hincks et Pontecorvo[2] réglèrent la question du $\mu \rightarrow e\gamma$, et à Paris, Lagarrigue et Peyrou[3] celle de la conversion $\mu - e$ dans un noyau. Ces expériences étaient réalisées avec des rayons cosmiques.

Figure 1: La désintégration $\mu \to e\gamma$ 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.

Plus tard, 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:

$$\mu^+ \to e^+ \nu \overline{\nu} \tag{3}$$

Mais cela ne réglait pas le problème du $\mu \to e\gamma$. 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 $\mu \to e\gamma$. Le neutrino émis au premier vertex pouvait être réabsorbé au second. Le γ était émis quelque part par le courant chargé. Il n'était pas possible, à l'époque, de calculer exactement la probabilité de transition de la désintégration $\mu \to e\gamma$, et donc le rapport d'embranchement:

$$R(\mu \to e\gamma) = \frac{\Gamma(\mu^+ \to e^+\gamma)}{\Gamma(\mu^+ \to e^+\nu\overline{\nu})} \tag{4}$$

faute de disposer d'une théorie renormalisable des interactions faibles. On tombait sur une divergence, que l'on évitait en mettant une coupure, 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 $\mu \to e\gamma$. 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 (Table 1).

La désintégration:

$$\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu \tag{5}$$

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

$$\begin{aligned} \mu^+ &\to e^+\gamma &(6)\\ \mu^+ &\to e^+\gamma\gamma &(7)\\ \mu^+ &\to e^+e^-e^+ &(8) \end{aligned}$$

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

Table 1: Définition des nombres leptoniques partiels (additifs).

et aussi:

$$\mu^+ e^- \to \mu^- e^+ \quad \text{(conversion muonium-antimuonium)} \tag{9}$$

$$\pi^0 \to \mu^+ e^- \tag{10}$$

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

$$\mu^-(A,Z) \;\to\; e^-(A,Z) \tag{11}$$
$$\mu^-(A,Z) \;\to\; e^+(A,Z-2) \tag{12}$$

sans compter des désintégrations des kaons et autres mésons.

Évidemment, 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:

$$\pi^+ \;\to\; \mu^+ \nu_\mu \tag{13}$$
$$\pi^- \;\to\; \mu^- \overline{\nu_\mu} \tag{14}$$

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 résultat[4], confirmé ensuite au CERN. On observe que les neutrinos muoniques ne produisent que des muons. Les quelques électrons observés sont compatibles avec la contamination du faisceau de neutrinos muoniques par des neutrinos électroniques provenant des désintégrations:

$$\pi^+ \;\to\; e^+ \nu_e \tag{15}$$
$$\pi^- \;\to\; e^- \overline{\nu}_e \tag{16}$$

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 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 $\tau \to e\gamma$ et $\tau \to \mu\gamma$, 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:

$$\mu^+ \to e^+ \overline{\nu}_e \nu_\mu \tag{17}$$

$$\mu^+ e^- \to \mu^- e^+ \tag{18}$$

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 aussi 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 Mahmoud ont introduit un autre schéma dans lequel un seul nombre leptonique est introduit. On définit:

$$L = +1 \quad \text{pour} \quad e^-, \nu_e, \mu^+ \text{ et } \overline{\nu_\mu} \tag{19}$$

$$L = -1 \quad \text{pour} \quad e^+, \overline{\nu}_e, \mu^- \text{ et } \nu_\mu \tag{20}$$

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

$$\mu^-(A, Z) \to e^+(A, Z-2) \tag{21}$$

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.

2 La recherche des désintégrations $\mu \to e\gamma$, $e\gamma\gamma$, eee, 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 $\mu \to e\gamma$, l'expérience fut acceptée, mais seulement en seconde priorité, le comité lui préférant une autre de mes propositions, l'étude de la désintégration $\pi^+ \to e^+\nu_e\gamma$.

Un groupe de PSI (Paul-Scherrer Institut), SIN à l'époque (Schweizerisches Institut für Nuklearforschung)) avait commencé à travailler sur la recherche du $\mu \to e\gamma$ 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, on nous invita 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 (Los Alamos Meson and Proton Factory), 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}. Puis, utilisant une technique encore plus élaborée, la limite supérieure descendit à 4.9×10^{-11}. Une autre expérience (MEGA) a été entreprise à LAMPF, visant une sensibilité de l'ordre de 10^{-13} mais elle n'a pas encore produit un résultat final.

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 deg) 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:

$$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\overline{\nu}_\mu\gamma \tag{22}$$

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 décroit 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.

3 La conversion muon-électron dans un noyau

On trouvera plus de détails dans l'article de synthèse[1].

À 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

Figure 2: La chambre à projection temporelle de TRIUMF.

électrique et à un champ magnétique parallèles. Toute particule chargée traversant la chambre produit des électrons d'ionisation.

Les éléments numérotés sont:

1. la carcasse en fer de l'électro-aimant,
2. les bobines,
3. les scintillateurs extérieurs pour le déclanchement,
4. les chambres proportionnelles extérieures, aussi pour le déclanchement,
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 déclanchement,
10. la chambre proportionnelle intérieure,
11. les fils (cathodes) de détection des trajectoires.

Les électrons d'ionisation 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 déclanchement 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.

Figure 3: Trajectoire d'un électron dans la TPC. L'impulsion mesurée est $p = 94.2$ MeV/c.

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

$$\mu^- Ti \rightarrow e^- Ti \tag{23}$$

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 $\mu - e$ 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 $\mu - e$ 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:

$$E_{e^-} = m_\mu - B - R \sim 106 \text{ MeV} \tag{24}$$

où B est l'énergie de liaison du muon dans l'atome muonique initial (formé aprés 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, à première vue, 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

Figure 4: 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 $\mu \to e$ en supposant un rapport d'embranchement de 7×10^{-11} (une limite supérieure obtenue précédemment).

des rapports d'embranchement de conversion $\mu - e$ de l'ordre de 10^{-12}. Une autre source de bruit de fond provient de la capture radiative des muons:

$$\mu^-(A,Z) \to \nu_\mu(A,Z-1)\gamma \tag{25}$$

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.

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 $\mu - e$. 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} pour le rapport d'embranchement:

$$R(\mu^- \to e^-) = \frac{\Gamma(\mu^- Ti \to e^- Ti)}{\Gamma(\mu^- Ti \to \nu_\mu Sc)} \tag{26}$$

4 Les résultats et leur signification

La table 2 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%).

$\mu^+ \to e^+\gamma$	4.9×10^{-11}	LAMPF, Crystal Box
$\mu^+ \to e^+\gamma\gamma$	7.2×10^{-11}	LAMPF, Crystal Box
$\mu^+ \to e^+e^-e^+$	1.0×10^{-12}	PSI, SINDRUM
$\mu^- Ti \to e^- Ti$	4.5×10^{-12}	TRIUMF, TPC
$\mu^- Ti \to e^+ Ca$	9.0×10^{-11}	TRIUMF, TPC

Table 2: Limites supérieures sur des processus interdits.

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 plusieurs ordres de grandeur, 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 $\mu \to e\gamma$, 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) ont mobilisé 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:

$$R(\mu \to e\gamma) = \frac{\alpha}{32\pi} \sin^2\theta \cos^2\theta \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2} \right)^2 \tag{27}$$

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

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{28}$$

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

Avec les données actuelles sur les masses des neutrinos ν_e et ν_μ on calcule (avec la valeur maximale $\theta = \pi/4$): $R \sim 10^{-27}$, ce qui est absolument inobservable. L'existence du $\mu \to e\gamma$ 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:

$$R(\mu \to e\gamma) = \frac{\alpha}{32\pi} \sin^2\theta \cos^2\theta \left(\frac{M_1^2 - M_2^2}{M_W^2} \right)^2 \tag{29}$$

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 $R(\mu \to e\gamma)$ des valeurs aussi grandes que les limites supérieures expérimentales. On voit, à partir de cet exemple, que la mesure de $R(\mu \to e\gamma)$ 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 $\mu^+ \to e^+\gamma\gamma$ est moins probable que la désintégration $\mu^+ \to e^+\gamma$ par un facteur de l'ordre de $\alpha = 1/137$. Il existe même au moins un modèle dans lequel la désintégration avec deux γ est plus probable que la désintégration avec un seul γ. Même si les modèle en question semblent abandonnés, cet exemple illustre combien les valeurs des rapports d'embranchement dépendent des modèles. De la même façon, la désintégration $\mu^+ \to e^+e^-e^+$ donnerait des informations complémentaires à celles obtenues par l'étude du $\mu^+ \to e^+\gamma$.

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 composites[5, 6].

Même si la supergravité sort du cadre de ce cours il faut noter quelques articles[7], 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.

References

[1] *"Searches for lepton-flavour violation"*, P. Depommier and C. Leroy, Reports on Progress in Physics 58 61 1994.

[2] *"Search for Gamma-Radiation in the 2.2 Microsecond Meson Decay Process"*, E.P. Hincks and B. Pontecorvo, Phys. Rev. 73 257 1948.

[3] *"Capture des mésons μ négatifs dans le cuivre et dans l'étain*, A. Lagarrigue et C. Peyrou, Comptes Rendus Acad. Sciences Paris, 234 1873 1952.

[4] *"Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos"*, G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9 36 1962.

[5] *"Consequences of Flavor as a Dynamical Quantum Number"*, V. Visnjic-Triantafillou, Phys. Lett. B95 47 1980.

[6] *"Natural Composite Model for Quarks and Leptons"*, V. Visnjic-Triantafillou, Phys. Rev. D25 248 1982.

[7] *"Large Muon- and Electron-Number Nonconservation in Supergravity Theories"*, F. Borzumati and A. Masiero, Phys. Rev. Lett. 57 961 1986.