

Chapitre 7

Interaction faible (1.5)

Interaction faible

- est la seule qui ne produit pas d'états liés
- conséquence de sa faiblesse par rapport à e.m. et forte et de sa très faible portée par rapport à la gravitation
- neutrinos seules particules n'interagissant que via l'interaction faible
- sources artificielles de neutrinos : accélérateurs et réacteurs nucléaires à fission

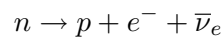
Trois bosons vecteurs sont médiateurs de l'interaction faible. Deux chargés, le W^+ et le W^- (antiparticule l'un de l'autre) et un neutre, le Z^0 . Pas de charge de couleur.

Interactions avec $W^\pm \rightarrow$ courants chargés (CC)

Interactions avec $Z^0 \rightarrow$ courants neutres (CN)

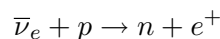
7.1 Exemples d'interactions faibles observées

- Désintégration du neutron



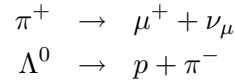
impossible via interaction électromagnétique car photon ne peut pas transférer de charge

- Capture d'antineutrinos



impossible via interaction e.m. ou forte (charge électrique et charge colorée du neutrino nulles)

- Désintégrations de hadrons uniquement en leptons ou avec changement de saveur (violation de l'étrangeté)



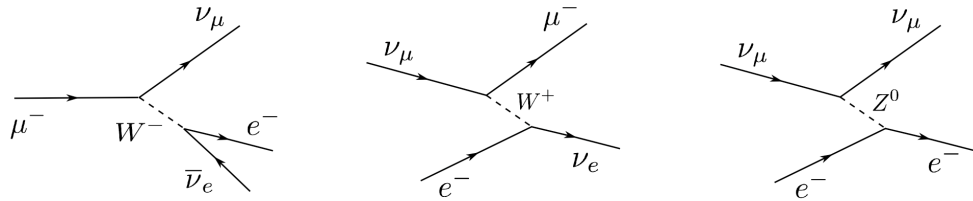
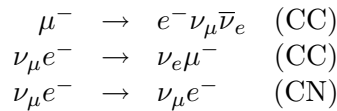
Interactions faibles caractérisées par des vie moyennes de 10^{-8} – 10^{-10} s.

7.2 Classification des interactions faibles

Trois types de processus

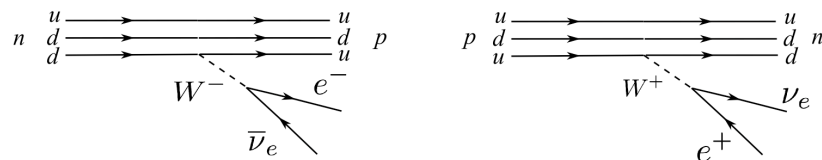
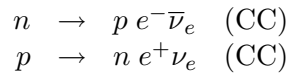
- **Processus leptoniques**

Seuls des leptons sont présents, aussi bien dans l'état initial que dans l'état final. Exemples (on indique CC pour courants chargés et CN pour courants neutres) :

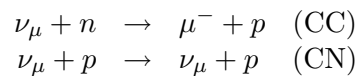


- **Processus semi-leptoniques**

On a la présence de hadrons et de leptons. Il y a changement de saveur des quarks. Exemple important : les désintégrations β .

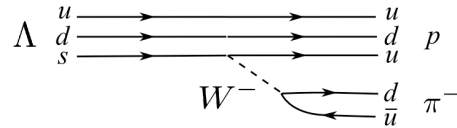
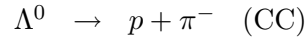


Autre exemple : diffusion de neutrinos par des nucléons



- **Processus non-leptoniques (hadroniques)**

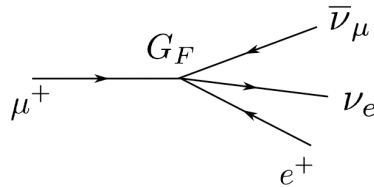
Que des hadrons aussi bien dans l'état final qu'initial. Par exemple :



reconnaissable par la durée de vie longue et par le changement de saveur (quark s en quark u par exemple).

7.3 Théorie de Fermi

En 1934, Fermi propose une théorie de l'interaction faible où l'interaction est ponctuelle entre 4 particules et où la constante de couplage (dans ce cas = élément de matrice de l'interaction) est indépendante des particules en jeu dans l'interaction. Par exemple, la désintégration d'un μ^+ se fait selon le schéma :



La mesure de la constante de couplage donne $G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Le calcul de la largeur de désintégration peut se faire à l'aide de la règle d'or de Fermi (encore lui!) et on obtient :

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{G_F^2}{2\pi^3} dE_e \int_{m_\mu/2 - E_e}^{m_\mu/2} dE_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}} (m_\mu - 2E_{\bar{\nu}}) \\ &= \frac{G_F^2 m_\mu}{48\pi^3} dE_e E_e^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{E_e}{m_\mu/2} \right) \end{aligned}$$

L'intégration finale donne

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\mu^5$$

Où l'on néglige la masse de l'électron final devant celle du μ .

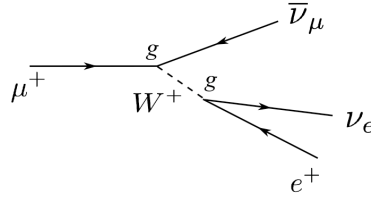
L'interaction faible ne dépendant pas du type de lepton (pas plus que du type de saveur pour les quarks), on peut en déduire certaines relations entre les temps de vie ou largeurs de certaines désintégrations. Par exemple :

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5 = 1,346 \times 10^6$$

à comparer avec l'expérience :

$$\frac{\tau_\mu \times BR(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})}{\tau_\tau \times BR(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = 1,347 \times 10^6$$

Limitations de ce modèle Dans le cadre du modèle standard (que nous verrons dans un chapitre ultérieur), la même désintégration se fait par l'intermédiaire d'un boson W^+ :



toujours dans ce modèle standard, l'élément de matrice de transition est calculé en attribuant une constante de couplage g à chaque vertex. Cet élément est alors proportionnel à :

$$M_{fi} \propto \frac{gg}{M_W^2 - t}$$

où M_W est la masse du boson échangé et t l'impulsion transférée. Lorsque le processus est à basse énergie, l'impulsion transférée est faible et l'on a

$$M_{fi} \propto \frac{g^2}{M_W^2} \sim G_F$$

Comme l'impulsion du W est très faible (masse du W grande, de l'ordre de 80 GeV), les deux vertex d'interaction peuvent être considérés comme étant très proches, d'où la validité de la théorie de Fermi à faible énergie.

7.4 Courants neutres

Observation de processus impliquant des courants faibles chargés (échange de W) \rightarrow années 1960

Observation d'événements mettant en jeu des courants faibles neutres (échange de bosons Z^0) \rightarrow 1973 au CERN

Existence d'interactions de ν_μ avec la matière en absence de leptons chargés, avec un faisceau de neutrinos :

$$\begin{aligned}\nu_\mu + N &\rightarrow \nu_\mu + X \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + X\end{aligned}$$

7.5 Non conservation de la parité

7.5.1 Le "puzzle" $\theta - \tau$

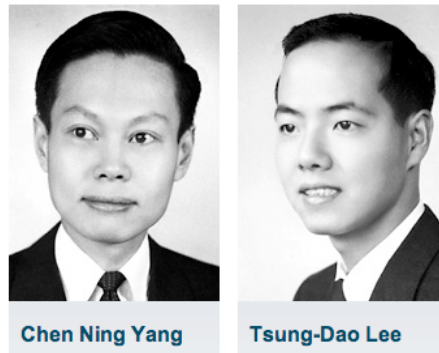
Jusqu'en 1956, tout le monde pensait que la conservation de la parité était universelle.

Mais problème des particules étranges $\theta - \tau$

- Même masses (495 MeV), spin, temps de vie
- $\theta \rightarrow \pi^- + \pi^0$ avec $L = 0, J = 0 \Rightarrow P = (-1)^{L+2} = +1$
- $\tau \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^-$ avec $L = 0, J = 0 \Rightarrow P = (-1)^{L+3} = -1$

Question de Lee et Yang (juin 1956) : et si la parité n'était pas conservée dans les interactions faibles ?

Alors θ et τ sont une seule et même particule, le K^-



7.5.2 Expérience de Wu et al

Lee et Yang proposent de considérer la désintégration β d'un noyau N :

$$N \rightarrow N' + e + \nu \quad (7.1)$$

Dans le centre de masse, les trois quantités cinématiques sont les trois impulsions $\mathbf{p}_{N'}, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\nu$. Avec ces quantités, on peut construire

- des produits scalaires, comme $\mathbf{p}_{N'} \cdot \mathbf{p}_e$. Comme ce sont des scalaires, elles ne violent pas la parité.

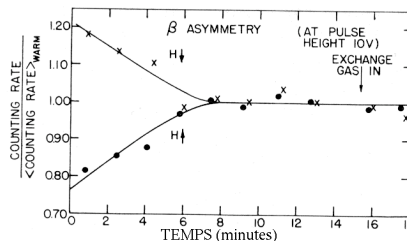
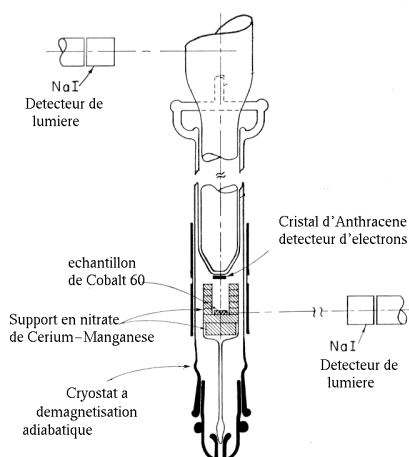
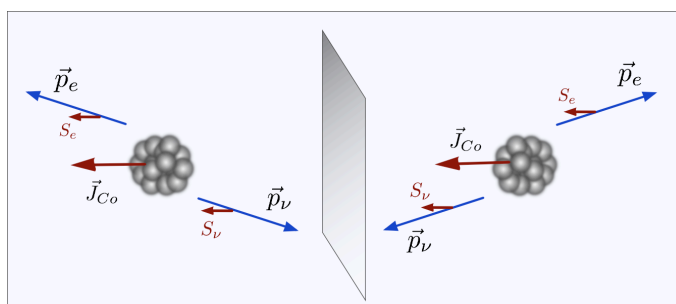
- des produits mixtes, comme $\mathbf{p}_{N'} \cdot \mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu$. Comme c'est un pseudoscalaire, il devrait violer la parité. Mais les vecteurs étant coplanaires, ce produit mixte est nul.

Lee et Yang en concluent que la violation de la parité ne pourra être observée qu'avec un pseudo-vecteur. Un tel pseudo-vecteur peut être obtenu par une polarisation. On doit polariser un échantillon de noyaux, donnant ainsi une valeur non nulle à la valeur moyenne de l'opérateur moment cinétique intrinsèque $\langle J \rangle$. La quantité mesurée peut être $\langle J \rangle \cdot \mathbf{p}_e$.

L'expérience est réalisée par Mme Chien Shiung Wu (+ Ambler et Wilson) en 1957, en observant la désintégration du ^{60}Co polarisé, dans la réaction



On s'attend à ce que, si la parité est conservée, la distribution angulaire de l' e^- est symétrique par rapport à la direction de polarisation du ^{60}Co . Il ne devrait pas y avoir de corrélation entre le spin du noyau et l'impulsion de l'électron.



Quand le champ magnétique H est vers le haut, il y a un déficit en électrons de Cobalt 60 partant vers le haut. Si H est dirigé vers le bas, il y a un excès en électrons vers le haut. La désintégration bêta préfère la direction opposée au spin du noyau de Cobalt. (après 8 mn, l'échantillon est réchauffé et l'asymétrie disparaît)

Wu et al observent un taux d'émission d'électron plus important dans la direction opposée à la direction du spin du noyau de ^{60}Co , montrant ainsi une violation de la parité.

7.5.3 "Interprétation" théorique

Définition de l'hélicité : projection du spin sur la ligne de vol. Si \mathbf{p} est l'impulsion de la particule et σ sont les matrices de Pauli, l'hélicité est :

$$h = \frac{1}{p} \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{2p} \begin{pmatrix} p_z & p_- \\ p_+ & -p_z \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

avec $p_{\pm} = p_x \pm ip_y$

Valeurs propres, vecteurs propres :

vp = +1 (hélicité dite "droite", spin et impulsion alignés \Rightarrow)

$$|\Rightarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2p(p+p_z)}} \begin{pmatrix} p+p_z \\ p_+ \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

vp = -1 (hélicité dite "gauche", spin et impulsion antialignés \Leftarrow)

$$|\Leftarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2p(p+p_z)}} \begin{pmatrix} -p_- \\ p+p_z \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

L'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz, ni même galiléen (car change si $v_{\text{référentiel}} > v_{\text{particule}}$), *sauf si la particule a une masse nulle.*

Interprétation violation parité par Lee+Yang+Landau+Salam

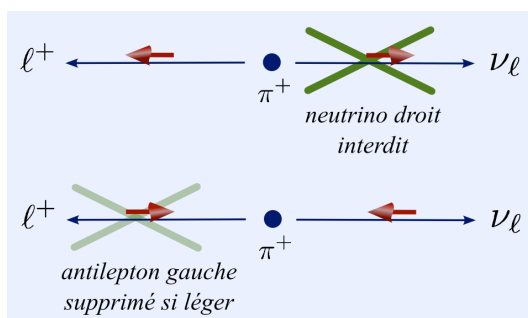
- Si ν ou $\bar{\nu}$ est sans masse, son hélicité est définie pour tout référentiel, puisqu'alors une transformation de Lorentz ne change pas l'hélicité.
- Si ν (respectivement $\bar{\nu}$) est toujours gauche (resp. droit), l'interaction avec un ν (resp. $\bar{\nu}$) ne conserve pas la parité.
- mais des désintégrations sans ν violent aussi parité : $\Lambda \rightarrow p\pi^-, n\pi^0$

A partir de là, Feynman+Gell-Mann proposent une théorie dite "V-A", plus générale qui suppose que toutes les particules (resp. antiparticules) mises en jeu sont "gauches" (resp. "droites").

Explique par exemple

$$BR(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}) \sim 100\% \gg BR(\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e) \sim 10^{-5}$$

en effet, le spin du π^+ est nul et la conservation du moment cinétique impose :



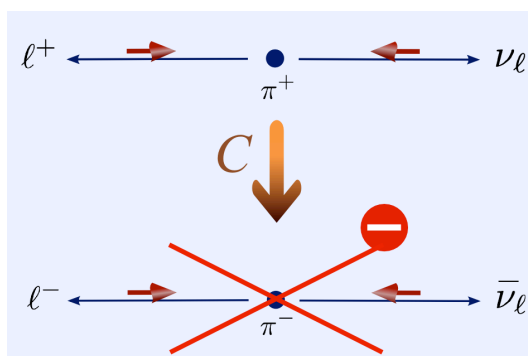
l'hélicité d'une particule n'est fixée quel que soit le référentiel que pour une particule sans masse. Plus la masse est grande, plus il est facile de créer un lepton droit (ou un antilepton gauche) par exemple.

D'où $BR(\mu) \gg BR(e)$.

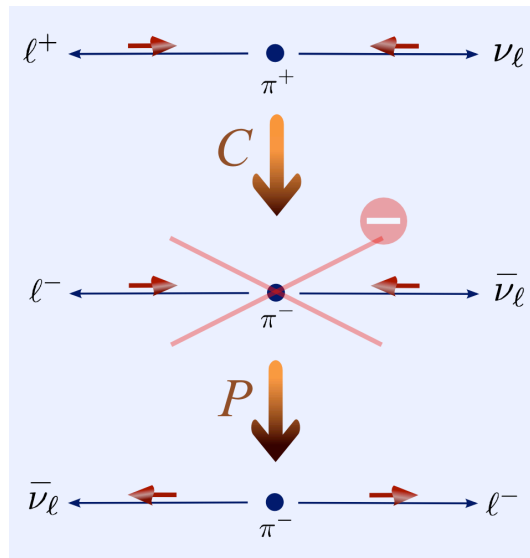
7.6 Non conservation de CP

7.6.1 Hypothèse de conservation de CP

Conservation de C testée extensivement dans les interactions fortes et électromagnétiques. Mais violée dans les interactions faibles en liaison avec P :



Et si, en plus de changer C , qui est violée, on changeait le sens des spins, ce que l'on peut faire à l'aide de la parité? Peut-être le résultat serait-il autorisé? Dès 1957, Lee et Yang proposent que la combinaison CP soit une symétrie universelle :

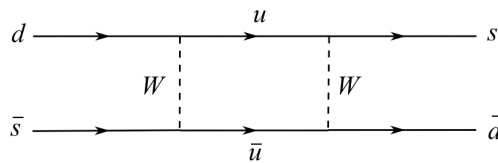


Mais... la violation de la symétrie CP est observée dans les désintégrations des K^0 et \bar{K}^0 .

7.6.2 Système K^0 et \bar{K}^0

Gell-Mann et Pais (1955)

- $K^0 = d\bar{s}$ et $\bar{K}^0 = \bar{d}s$
- même masse
- il existe un mécanisme d'oscillation dont le schéma est :



système quantique à deux états qui ne sont pas les états de propagation.

- deux états propres de CP, appelés
 - K_1^0 de $CP = +1$
 - K_2^0 de $CP = -1$

Si l'on considère les désintégrations possibles en 2π et 3π , on montre que $CP(\pi^0\pi^0) = [CP(\pi^0)]^2 = (-1)^2 = +1$ et $CP(\pi^+\pi^-) = C(\pi^+\pi^-)P(\pi^+\pi^-) = (-1)^L(-1)^L = +1$. On montre aussi que $CP(\pi^+\pi^-\pi^0) = -1$ et $CP(\pi^0\pi^0\pi^0) = -1$.

en conséquence, si CP est conservé,

- l'état K_1^0 de $CP = +1$ peut uniquement se désintégrer en 2π
- l'état K_2^0 de $CP = -1$ peut uniquement se désintégrer en 3π

De plus, l'espace de phase de $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ est beaucoup plus grand que celui de $K_2^0 \rightarrow 3\pi$, ce qui fait que

- $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ est une désintégration "rapide" ($c\tau_S = 2,67$ cm)
- $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ est une désintégration "lente" ($c\tau_L = 15,5$ m)

Expérience de Christenson, Cronin, Fitch et Turlay (1964), observe une faible proportion de $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, telle que

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2 \times 10^{-3}$$

(K_L^0 est défini ci-dessous)

ceci montre la violation de CP , même si cette violation est faible. Du coup, les états propres ayant une masse et durée de vie définis sont appelés K_S^0 et K_L^0 et diffèrent très légèrement des états K_1^0 et K_2^0 .

7.6.3 Autres observations

Observations plus récentes (2004) dans des systèmes de mésons B .

- Si CP est conservé, la largeur de désintégration d'une particule M en un certain état final f devrait être identique à la largeur de l'antiparticule \bar{M} en un état final \bar{f}
- étude des désintégrations du $B_s^0 = s\bar{b}$ et du $\bar{B}_s^0 = \bar{s}b$
- On observe : $\Gamma(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+) < \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-)$

particules et antiparticules sont légèrement différentes \Rightarrow peut être une partie de l'explication de la prédominance de la matière dans notre univers.

7.7 Théorème CPT

Lee et Yang (encore eux !) montrent que, sous des conditions extrêmement générales, la physique est invariante sous l'application combinée de C , P et T , où T est l'opération de renversement du temps.

Une conséquence en est par exemple que les masses d'une particule et d'une antiparticule sont les mêmes.

Donc la violation de CP dans les interactions faibles implique la violation de T . Beaucoup de tests, observé dans le système $K^0 - \bar{K}^0$:

$$P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) > P(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) \text{ au niveau de } 1\%.$$