A decorative graphic in the top-left corner features a grid of overlapping squares in various shades of grey and light blue, set against a dark blue background.

Cours de physique des particules  
(MA1 ou MA2)  
Année académique 2023-24  
PHYSF-416 (5ECTS)

# **CHAPITRE 4 : INTERACTIONS FAIBLES**

## **PARTIE 1**

# Rappel : Plan du cours

- I. Introduction et rappels
- II. Symétries et lois de conservation
- III. Modélisation des interactions fondamentales et prédictions
- IV. Interactions faibles
- V. Interactions électrofaibles
- VI. Violation CP
- VII. Les oscillations des neutrinos
- VIII. Les oscillations des neutrinos: solaires et atmosphériques
- IX. Les oscillations des neutrinos: sources artificielles
- X. Les propriétés des neutrinos

# Chapitre IV : Interactions faibles

- **IV.1. Introduction**
- **IV.2. Opérateur parité qui agit sur les spineurs**
- **IV.3. Conservation de la parité dans QED (et QCD)**
- **IV.4. Conséquences de la violation de la parité dans les If**
- **IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A**
- **IV.6. Universalité leptonique**
- **IV.7. Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo**
- **IV.8. La nécessité d'un 4ème quark: le charme**
- **IV.9. La matrice CKM**
- **IV.10. Le triangle d'unitarité**

## IV.1. Introduction

Nous avons vu que pour **QED**, le terme d'interaction du lagrangien s'écrivait:

$$-\bar{q} \gamma^\mu \psi \cdot A_\mu = -q j^\mu \cdot A_\mu$$

Où  $j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$  est le courant fermionique qui s'écrit en fonction de la fonction d'onde  $\psi$  qui est un spinor.

Pour **QCD**, ce sera la même forme car on a aussi:

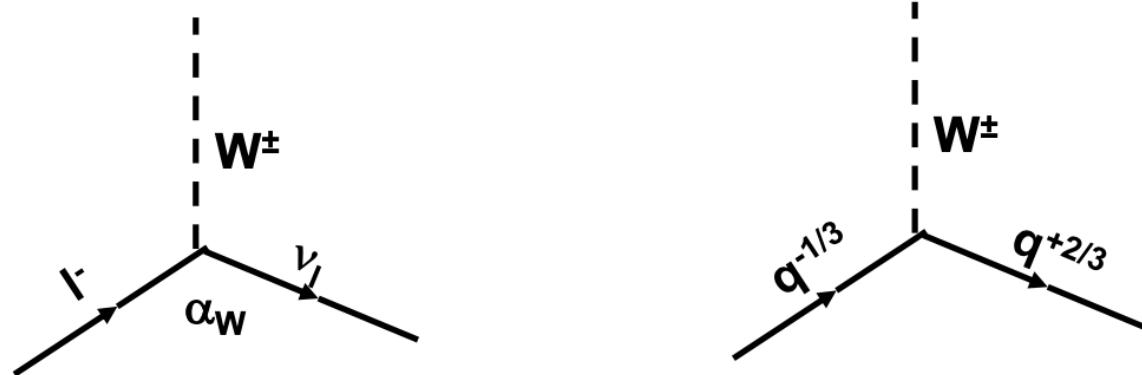
- Bosons intermédiaires de masse nulle
- Neutres
- et de spin 1

Bien sûr l'IF a ses particularités mais qui ne jouent pas à ce niveau.

# IV.1. Introduction

Par contre, la situation est très différente pour l' **If à CC**:

- Boson intermédiaire très massif:  $W^\pm$
- Couple des fermions de charge différente
- Violation de la parité ... et de la conjugaison de charge



## IV.2. Opérateur parité qui agit sur les spineurs

$$(i\hbar\gamma^\mu \partial_\mu - mc)\psi = 0 \quad \mu = 0,1,2,3$$

Pour déduire P pour les spineurs, on va utiliser:

$$\psi' = P\psi \quad \text{et} \quad \psi = P\psi'$$

On exprime le fait que  $\psi$  doit être solution de l'équation de Dirac pour une particule libre:

$$(\partial_\mu) = \left( \frac{\partial}{\partial x^\mu} \right) = \left( \frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right) ; \quad (\partial^\mu) = \left( \frac{\partial}{\partial x_\mu} \right) = (g^{\mu\nu} \partial_\nu) = \left( \frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right)$$

$$i\gamma^1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + i\gamma^2 \frac{\partial \psi}{\partial y} + i\gamma^3 \frac{\partial \psi}{\partial z} - m\psi = -i\gamma^0 \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad \text{On remplace } \psi = P\psi'$$

On multiplie par  $\gamma^0$

On passe au nouveau système de coord.  $x \rightarrow -x'$ , ...,  $t \rightarrow t$

$$-i\gamma^0 \gamma^1 P \frac{\partial \psi'}{\partial x'} - i\gamma^0 \gamma^2 P \frac{\partial \psi'}{\partial y'} - i\gamma^0 \gamma^3 P \frac{\partial \psi'}{\partial z'} - m\gamma^0 P\psi' = -i\gamma^0 \gamma^0 P \frac{\partial \psi'}{\partial t'}$$

## IV.2. Opérateur parité qui agit sur les spineurs

Sachant que les matrices  $\gamma$  anticommutent, on obtient:

$$i\gamma^1\gamma^0 P \frac{\partial\psi'}{\partial x'} + i\gamma^2\gamma^0 P \frac{\partial\psi'}{\partial y'} + i\gamma^3\gamma^0 P \frac{\partial\psi'}{\partial z'} - m\gamma^0 P \psi' = -i\gamma^0\gamma^0 P \frac{\partial\psi'}{\partial t'}$$

$$\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu} \cdot I_4$$

D'autre part,  $\psi'$  doit satisfaire l'équation de Dirax dans le système prime:

$$i\gamma^1 \frac{\partial\psi'}{\partial x'} + i\gamma^2 \frac{\partial\psi'}{\partial y'} + i\gamma^3 \frac{\partial\psi'}{\partial z'} - m\psi' = -i\gamma^0 \frac{\partial\psi'}{\partial t'}$$

En comparant, on voit que  $\gamma^0 P \propto I$ . Comme  $P^2 = I$  On a:  $P = \pm\gamma^0$

On peut montrer que le choix arbitraire  $P = +\gamma^0$  conduit à attribuer une parité intrinsèque +1 aux particules de spin  $1/2$  (2 premières composantes du spinor) et -1 aux antiparticules (composantes 3 et 4).

## IV.3. Conservation de la parité dans QED (et QCD)

Soit l'interaction  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ . Nous avons vu que son amplitude de transition est donnée par:

$$\mathcal{M} = \frac{g_1 g_2}{q^2 - m_x^2}$$

où  $g_1$  et  $g_2$  sont les constantes de couplage aux vertex 1 et 2

$m_x$  est la masse de la particule échangée,  
 $q$  est le transfert d'impulsion

$g_1 = \mathcal{M}_{1 \rightarrow 3}$  (amplitude de transition du processus au vertex 1)

$g_2 = \mathcal{M}_{2 \rightarrow 4}$  (amplitude de transition du processus au vertex 2)  
avec à chaque vertex, émission ou absorption d'un boson

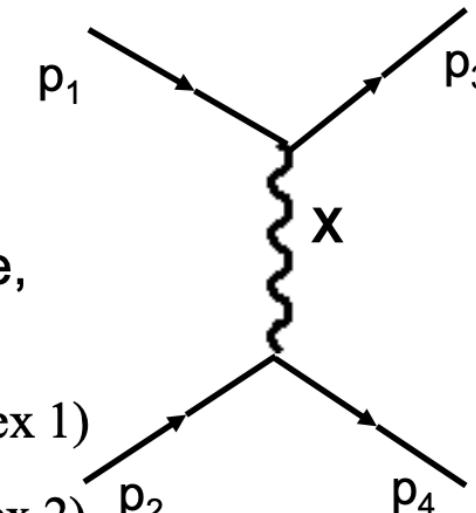
$$\mathcal{M}_{1 \rightarrow 3} = \langle \psi_3 | V | \psi_1 \rangle$$

$$\mathcal{M}_{2 \rightarrow 4} = \langle \psi_4 | V | \psi_2 \rangle$$

Équivalent quantique  
De la version classique

$$M_{nk} = \int \phi_k^* V \phi_n d^3 \vec{r}$$

:



## IV.3. Conservation de la parité dans QED (et QCD)

Cas de QED:

Exemple :  $e^- + q \rightarrow e^- + q$

On a:  $m_X = 0$  et on peut montrer à partir du terme d'interaction du lagrangien de QED, que:

$$V_1 = Q_1 e^- \gamma^\mu A_\mu = e^- \gamma^\mu A_\mu$$

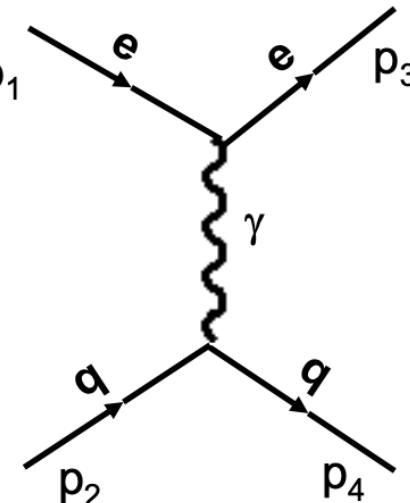
$$V_2 = Q_2 q \gamma^\mu A_\mu = Q_q e^- \gamma^\mu A_\mu$$

Avec:  $Q_q$ : nombre de charge du quark

En écrivant  $\psi(p, x, t) = u(p) e^{-ipx}$ , en remplaçant dans l'expression de  $\mathcal{M}$  et en sommant sur tous les états de polarisation du  $\gamma$  échangé, on obtient:

$$\mathcal{M} = \frac{Q_q e^2}{q^2} j_e j_q \quad \text{où: } j_e^\mu = \overline{u(p_3)} \gamma^\mu u(p_1) \quad \text{courant au vertex électronique.}$$

$$j_q^\mu = \overline{u(p_4)} \gamma^\mu u(p_2) \quad \text{courant au vertex des quarks.}$$



## IV.3. Conservation de la parité dans QED (et QCD)

Voyons comment se transforment les courants sous P:

$$u \xrightarrow{P} \bar{u}^0 u \quad \text{d'où} \quad \bar{u} \xrightarrow{P} \bar{u} \bar{u}^0$$

$$j_e^\mu = \overline{\bar{u}(p_3)} \gamma^\mu u(p_1) \xrightarrow{P} \overline{\bar{u}(p_3)} \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 u(p_1)$$

$$j_e^0 \xrightarrow{P} \overline{\bar{u}(p_3)} \gamma^0 \gamma^0 \gamma^0 u(p_1) = \overline{\bar{u}(p_3)} \gamma^0 u(p_1) = j_e^0 \quad \text{car } \gamma^0 \gamma^0 = I$$

$$j_e^k \xrightarrow{P} \overline{\bar{u}(p_3)} \gamma^0 \gamma^k \gamma^0 u(p_1) = -\overline{\bar{u}(p_3)} \gamma^k \gamma^0 \gamma^0 u(p_1) = -j_e^k; k = 1, 2, 3$$

$$\text{Donc } j_e j_q = j_e^0 j_q^0 - j_e^k j_q^k \xrightarrow{P} j_e^0 j_q^0 - (-j_e^k)(-j_q^k) = j_e j_q$$

L'élément de matrice relatif à l'interaction QED étant invariant pour la parité, il en va de même pour le terme correspondant de l'Hamiltonien (ou du lagrangien).

A part les facteurs de couleur, l'interaction QCD a la même forme et conserve donc la parité

$$\mathcal{M} = \frac{Q_q e^2}{q^2} j_e j_q$$

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$$

## IV.4. Conséquences de la violation de la parité dans les If

Pour les If, il faut donc ajouter un terme aux courants fermioniques, qui permette de rendre compte de la violation de la parité. Seules 5 combinaisons de spineurs avec des produits de matrices  $\gamma$  permettent de construire un élément de matrice  $\mathcal{M}$  qui soit invariant de Lorentz:

Scalaire:  $\bar{\psi}\phi$

Pseudoscalaire:  $\bar{\psi}\gamma^5\phi$

Vecteur:  $\bar{\psi}\gamma^\mu\phi$       avec :  $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$

Vecteur axial:  $\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\phi$

Tenseur:  $\bar{\psi}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)\phi$

## IV.4. Conséquences de la violation de la parité dans les If

Si on veut se limiter à l'échange d'un boson de spin 1, seuls les termes vecteur et vecteur axial peuvent contribuer. On a alors la forme générale:

$$j^\mu \propto \overline{u(p')} \left( g_V \gamma^\mu + g_A \gamma^\mu \gamma^5 \right) u(p) = g_V j_V^\mu + g_A j_A^\mu$$

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu} \cdot I_4$$

avec :  $j_V^\mu = \overline{u(p')} \gamma^\mu u(p)$  et  $j_A^\mu = \overline{u(p')} \gamma^\mu \gamma^5 u(p)$

$$\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = \gamma^5 \gamma^\mu + \gamma^\mu \gamma^5 = 0.$$

On a vu:  $j_V^0 \xrightarrow{P} j_V^0$  et  $j_V^k \xrightarrow{P} -j_V^k; k = 1, 2, 3$

On peut montrer de manière similaire que:

$$j_A^0 \xrightarrow{P} -j_A^0 \quad \text{et} \quad j_A^k \xrightarrow{P} +j_A^k; k = 1, 2, 3$$

Dès lors, le produit scalaire de 2 vecteurs axiaux est aussi invariant pour la parité. Par contre:

$$j_V \cdot j_A \xrightarrow{P} -j_V \cdot j_A$$

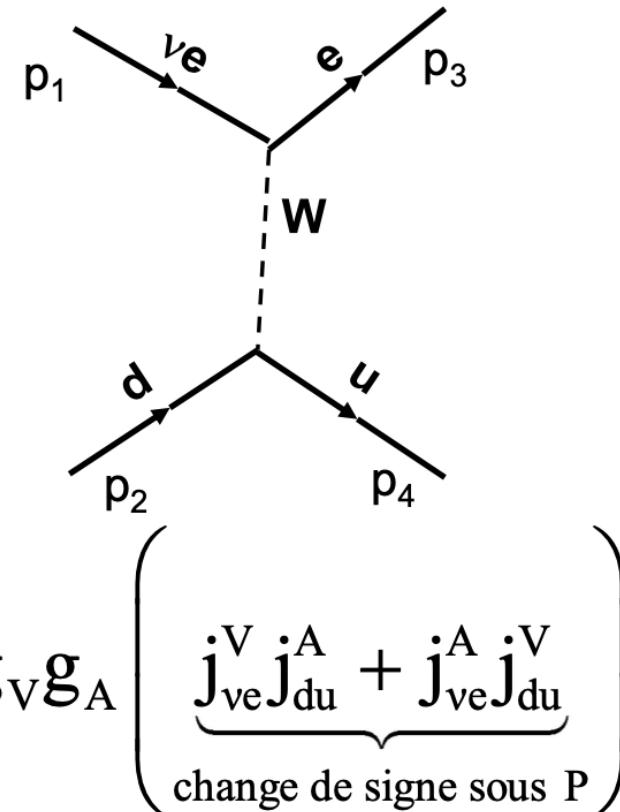
## IV.4. Conséquences de la violation de la parité dans les If

Soit l'interaction faible:  $\nu_e + d \rightarrow e^- + u$

$$j_{ve}^\mu = g_V j_{ve}^V + g_A j_{ve}^A$$

$$j_{du}^\mu = g_V j_{du}^V + g_A j_{du}^A$$

$$\mathcal{M} \propto j_{ve} \cdot j_{du} = \underbrace{g_V^2 j_{ve}^V j_{du}^V + g_A^2 j_{ve}^A j_{du}^A}_{\text{invariant sous } P} + g_V g_A \left( \underbrace{j_{ve}^V j_{du}^A + j_{ve}^A j_{du}^V}_{\text{change de signe sous } P} \right)$$



## IV.4. Conséquences de la violation de la parité dans les If

Force relative du terme violant la parité:

$$\frac{g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2}$$

→ Pour avoir violation de la parité, il faut :

$$g_A \neq 0 \text{ et } g_V \neq 0$$

La violation est maximum pour  $|g_A| = |g_V|$ : V – A ou V + A pur.

L'expérience montre que l'If à CC est V – A pure, ce qui donne pour le courant correspondant:

$$j^\mu = \frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \overline{u(p')} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p)$$

(facteurs numériques non justifiés)

## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

### □ La désintégration du pion chargé :

Si l'IIf était une interaction scalaire ou pseudoscalaire, la prédiction pour le rapport des taux de désintégration leptique du pion chargé serait:

$$\frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} = 5.5 \quad \text{Facteurs d'espace des phases}$$

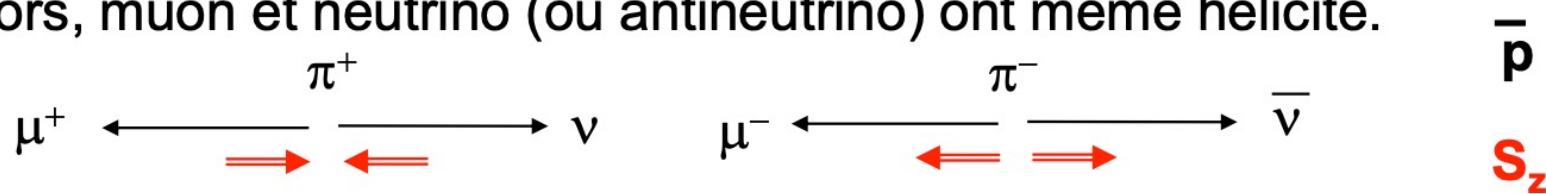
Et la valeur mesurée est:  $\frac{\Gamma(e\nu)}{\Gamma(\mu\nu)} = (1.230 \pm 0.004) \times 10^{-4}$

Une interaction faible scalaire ou pseudo scalaire est donc tout à fait exclue par l'expérience.

## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

### □ La désintégration du pion chargé :

Le  $\pi^\pm$  se désintègre quasi exclusivement en  $\mu^\pm$  et  $\nu_\mu$  ou  $\bar{\nu}_\mu$ . Comme le spin du pion est nul, dans son SCM, les projections de ceux du  $\mu$  et du  $\nu$  sur l'axe de désintégration ( $J_z$ ), doivent être opposées, afin de conserver le moment angulaire suivant l'axe de désintégration. Dès lors, muon et neutrino (ou antineutrino) ont même hélicité.



La non conservation de la parité pour les If se manifeste, entre autre par le fait que le  $\nu$  n'existe qu'en état d'hélicité – 1. Dès lors, les  $\mu$  émis dans la désintégration des  $\pi$  ont aussi une hélicité -1, ce qui explique pourquoi la désintégration du  $\pi^\pm$  en  $e^\pm$  et  $\nu_e$  ou  $\bar{\nu}_e$  est très fortement supprimée .

## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

### □ La désintégration du pion chargé

En effet, si l' $e^-$  avait une masse nulle, il aurait comme le  $\nu$  une hélicité -1 et ne pourrait rigoureusement pas être émis dans la désintégration du  $\pi^-$  qui réclame un  $e^-$  d'hélicité +1, comme celle de du  $\bar{\nu}_e$ .

La masse de l' $e^-$  est petite mais non nulle et ce mode de désintégration se produit mais avec un très faible rapport de branchement qui, dans l'hypothèse d'une If V-A, est prédict :

$$\frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \frac{(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} = 1.283 \times 10^{-4}$$

## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

### □ La désintégration du pion chargé

La 1<sup>ère</sup> fraction donne le rapport des probabilités d'avoir un  $\mu$  ou un  $e$  de la bonne hélicité; cette probabilité est en fait  $\propto$  à  $1 - \beta \sim m^2/2E^2 = m_{\mu/e}^{-2}/2m_\pi^{-2}$ .

La 2<sup>ème</sup> fraction est le facteur d'espace des phases.

La valeur mesurée du rapport est en excellent accord :

$$\frac{\Gamma(e\nu)}{\Gamma(\mu\nu)} = (1.230 \pm 0.004) \times 10^{-4}$$

Ce résultat peut se généraliser à tous les fermions : quand ceux-ci approchent la vitesse de la lumière dans une désintégration à courant chargé, ils sont émis avec une hélicité gauche. L'opposé est vrai pour les antifermions.

## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

D'une manière générale, la distribution angulaire des produits d'une désintégration faible peut s'exprimer en terme d'une combinaison linéaire des 5 contributions possibles:

S, P, V, A, T

La confrontation à la distribution angulaire observée expérimentalement permet d'établir des limites sur la contribution des différentes possibilités S, P, V, A et T.

Le test le plus précis a été réalisé par l'expérience TWIST qui a mesuré la distribution angulaire et l'énergie du positron émis dans la désintégration de  $10^{10}$  muons polarisés (2011).

## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

- Production des muons positifs polarisés

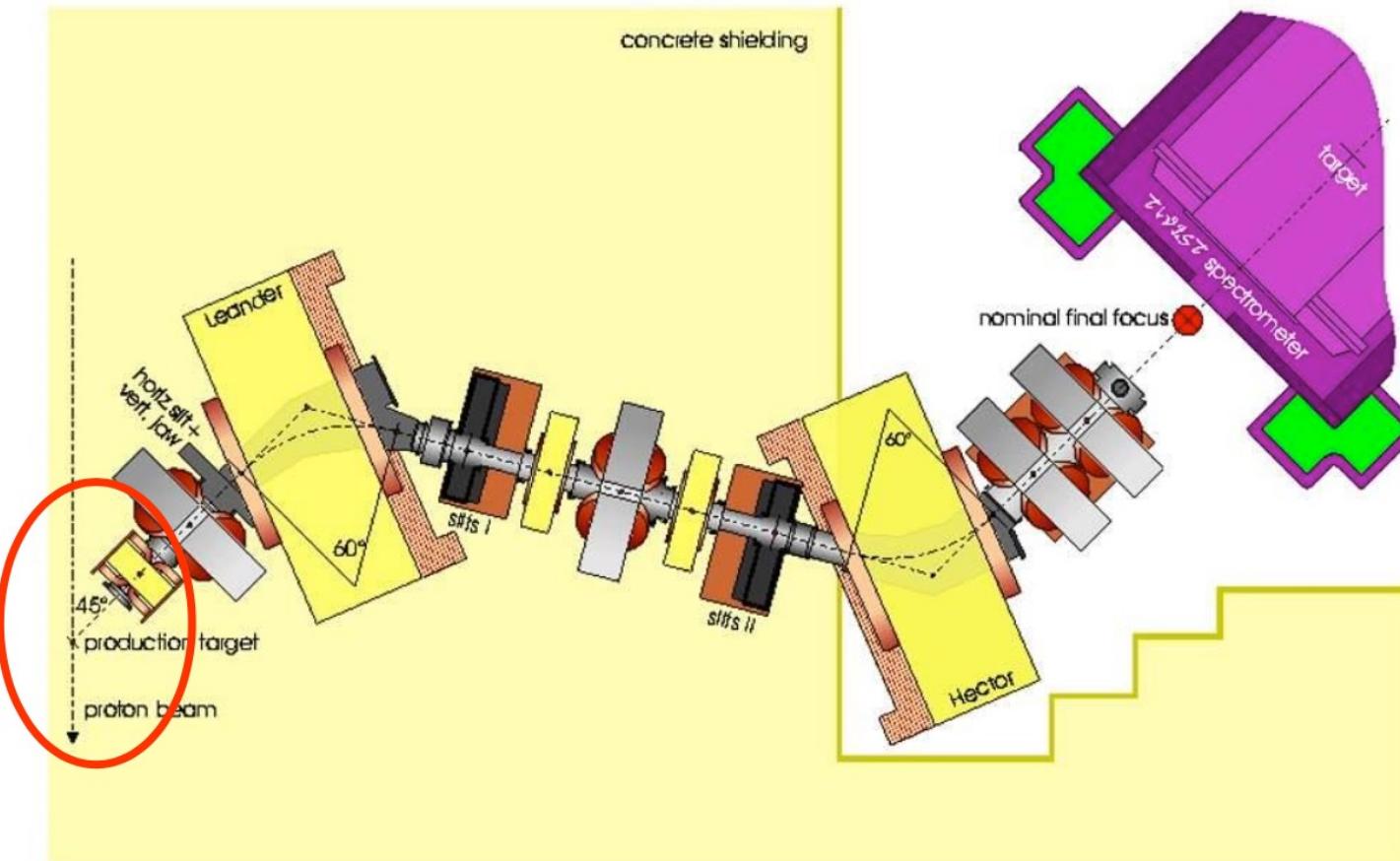
Ils sont produits dans la désintégration de  $\pi^+$  créés à partir d'un faisceau de protons de 500 MeV qui irradie une surface de graphite.

- Ils sont ensuite conduits vers le détecteur.

## IV.5. Evidence expérimentale de la



The M13 beam line used for *TWIST* at TRIUMF



Walker - 7. Feb 2001 - M13\_beamline - TW001

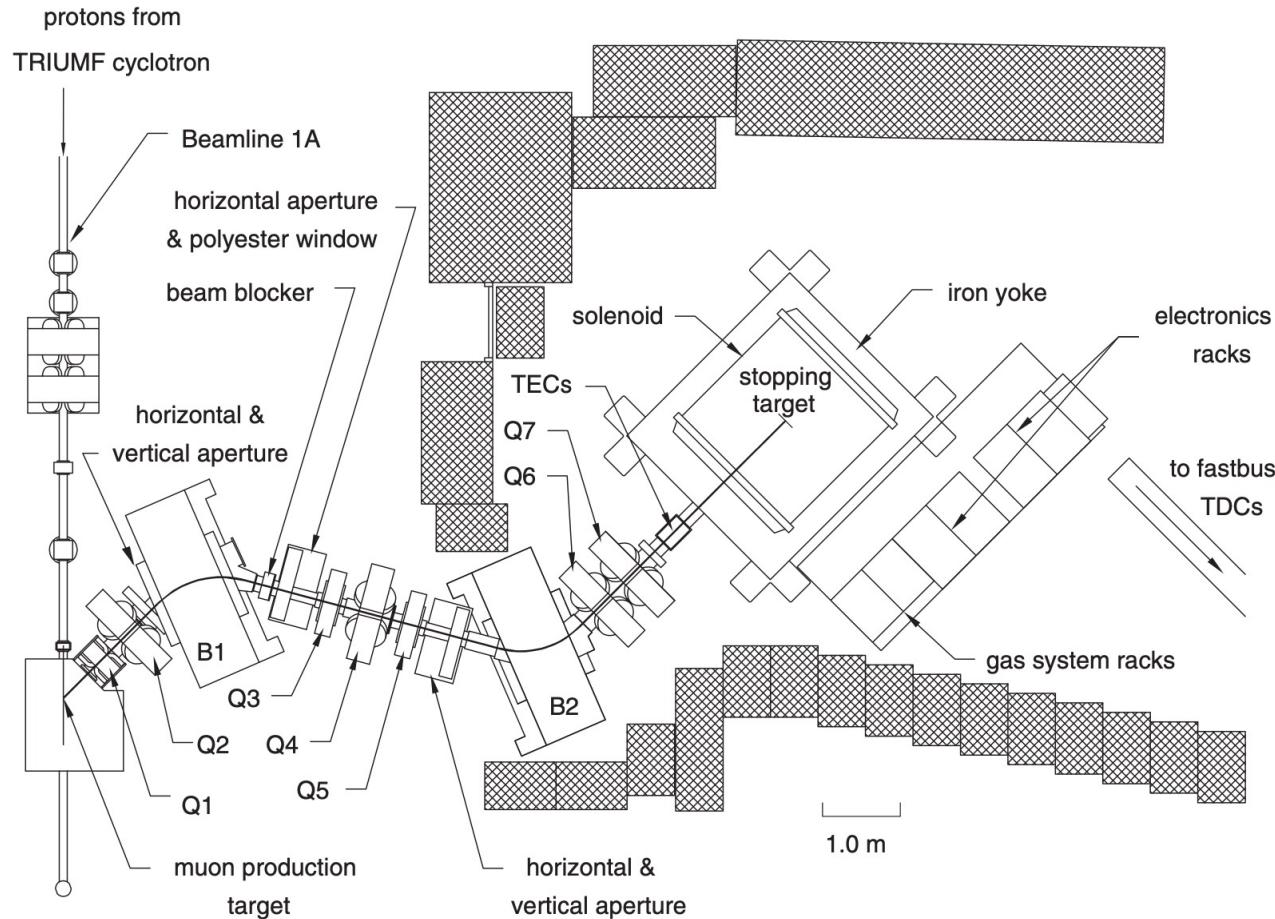
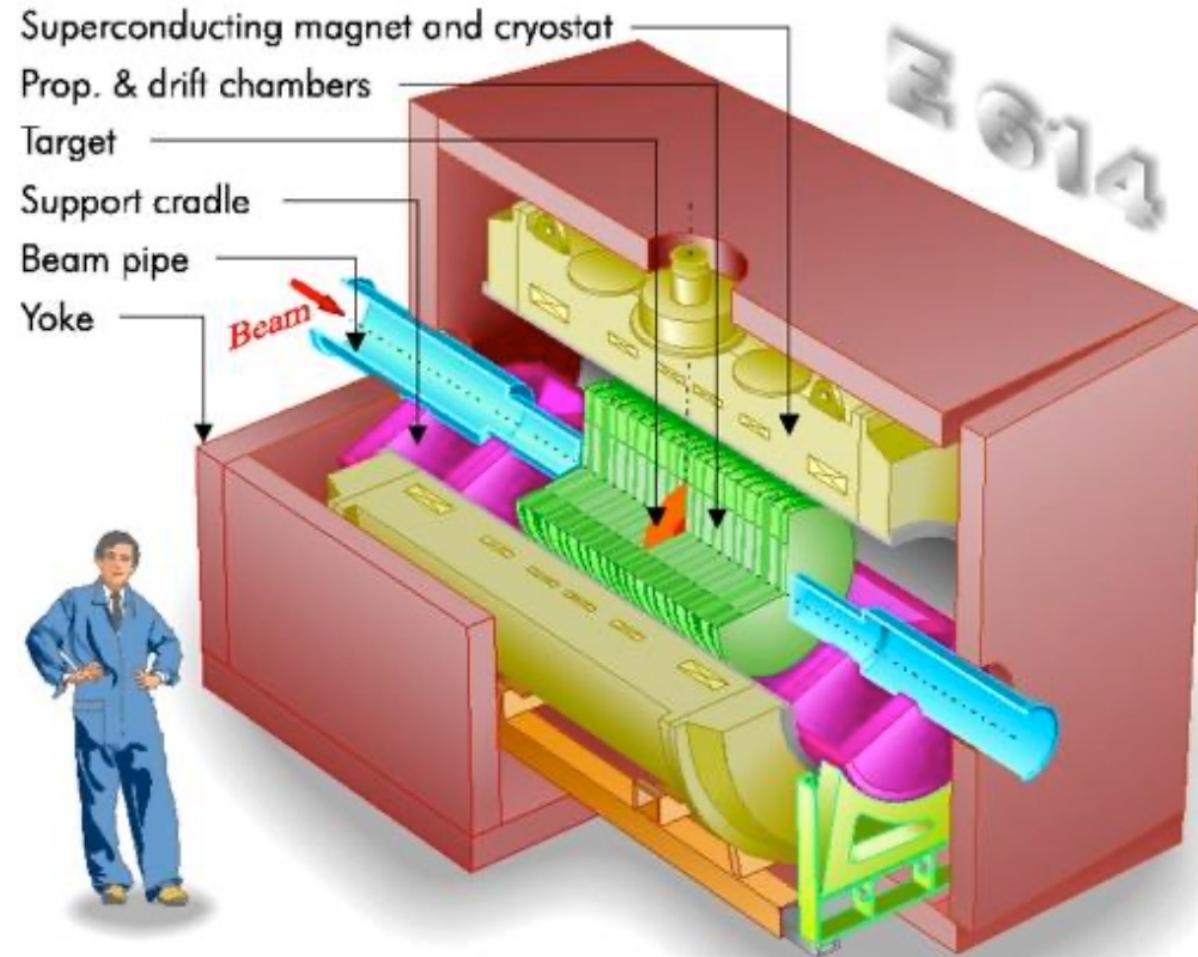


FIG. 1. Proton and M13 beam lines at TRIUMF. Surface muons were selected from the muon production target and transported to a muon stopping target at the center of the TWIST detector. The properties of the muon beam were measured by a pair of time expansion chambers (TECs) near the entrance of the detector.

## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

L'énergie des  $\mu^+$  est calibrée de manière à les arrêter au centre du détecteur. Dans une fine feuille métallique.

Les positrons émis dans la désintégration traversent une série de chambres à fils situées dans un champ magnétique de 2 T, ce qui permet de mesurer leur direction d'émission et leur quantité de mvt.



## IV.5. Evidence expérimentale de la structure V – A

Les résultats sont exprimés en fonctions d'un certain nombre de paramètres, dits paramètres de Michel, dont le paramètre  $\rho$ :

Valeur prédite pour une interaction V – A pure :  $\rho = 0.75$

Valeur mesurée par TWIST (2011):  $\rho = 0.74997 \pm 0.00026$

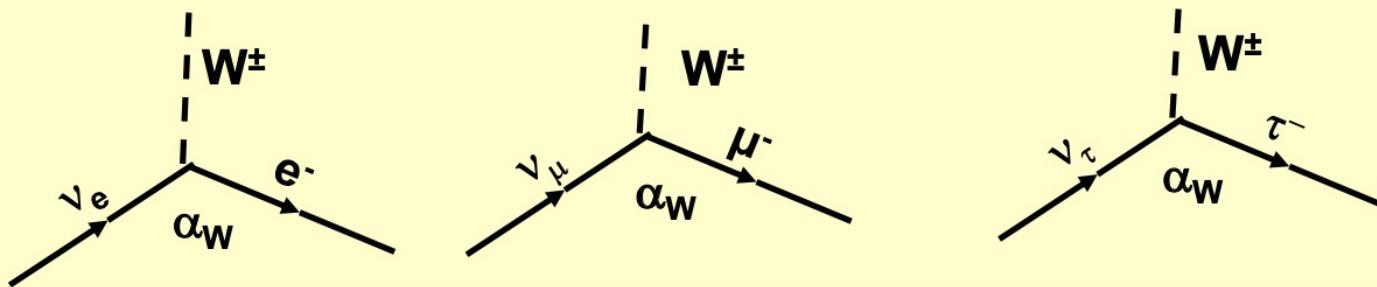
$$\rho = \frac{3}{4}, \quad \eta = 0, \quad \xi = 1, \quad \xi\delta = \frac{3}{4}.$$

$$\frac{d^2\Gamma}{x^2 dx d\cos\theta} \sim (3 - 3x) + \frac{2}{3}\rho(4x - 3) + P_\mu\xi \cos\theta[(1 - x) + \frac{2}{3}\delta(4x - 3)].$$

$$x = E_e/E_e^{max}$$

## IV.6. Universalité leptonique

Universalité leptonique : même  $\alpha_w$  pour les 3 familles



A très basse énergie, comme dans les désintégrations de leptons chargés, l'approximation de Fermi d'une interaction ponctuelle peut être faite, l'amplitude de transition est proportionnelle à la constante de Fermi et on peut montrer que:

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \equiv \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^e G_F^\mu m_\mu^5}{192\pi^3}$$

Où, comme il y a un vertex faisant intervenir  $e$  et l'autre  $\mu$ , 2 ctes différentes sont envisagées

## IV.6. Universalité leptonique

De même pour le tau:  $\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{G_F^e G_F^\tau m_\tau^5}{192\pi^3}$

Toutefois, vu sa masse élevée plusieurs canaux de désintégration sont possible pour le tau et

$$\frac{1}{\tau_\tau} \equiv \Gamma_{\text{total}} = \sum_i \Gamma_i$$

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \Gamma_{\text{total}} \cdot \text{Br}(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \quad \text{Rapport de branchement}$$

En combinant on obtient:

$$\frac{G_F^\tau}{G_F^\mu} = \frac{m_\mu^5}{m_\tau^5} \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \text{Br}(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$$

$$\begin{aligned} m_\mu &= 0.1056583715(35) \text{ GeV/c}^2 \\ m_\tau &= 1.77682(16) \text{ GeV/c}^2 \\ \tau_\mu &= 2.1969811(22) \times 10^{-6} \text{ s} \\ \tau_\tau &= 0.2906(10) \times 10^{-12} \text{ s} \\ \text{Br}(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) &= 0.1783 (5) \end{aligned}$$

## IV.6. Universalité leptonique

Ce qui donne comme résultat expérimental:

$$\frac{G_F^\tau}{G_F^\mu} = 1.0023 \pm 0.0033 \quad \text{En accord avec l'hypothèse d'universalité leptonique}$$

De manière similaire:

$$\frac{G_F^e}{G_F^\mu} \simeq \frac{\text{Br}(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\text{Br}(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = \frac{0.1783}{0.1741} = 1.024$$

En fait, ici, il faut faire une petite correction d'espace des phases due à la différence de masse, ce qui conduit finalement à:

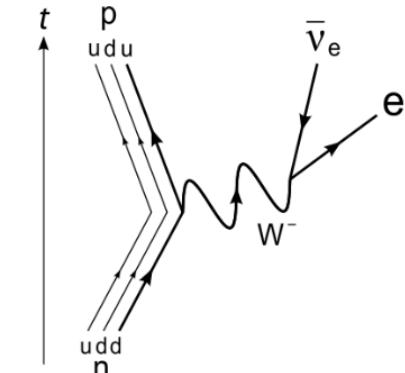
$$\frac{G_F^e}{G_F^\mu} = 1.000 \pm 0.004 \quad \text{En accord avec l'hypothèse d'universalité leptonique}$$

$$\alpha_w^\tau = \alpha_w^\mu = \alpha_w^e = \alpha_w$$

## IV.7. Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo

$\alpha_W$  identique pour tous les vertex leptoniques.

Qu'en est-il des vertex impliquant les quarks?



Etude des désintégrations  $\beta$ :  $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$

$|\mathcal{M}|^2 \propto G_F^e G_F^\beta$  où  $G_F^\beta$ : constante de couplage faible au vertex des quarks

La mesure de  $\Gamma$  pour une désintégration  $\beta$  "super-permise" dans laquelle  $\Gamma$  n'est pas réduit par diverses lois de conservation, comparée à celle de la désintégration du  $\mu$ -:  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  (vertex  $e-\nu$  en commun)

Conduit à:  $G_F^\mu = (1.1663787 \pm 0.0000006) \times 10^{-5} \text{ GeV}^2$

$$G_F^\beta = (1.1066 \pm 0.0011) \times 10^{-5} \text{ GeV}^2$$

Donc:  $G_F^\beta$  5% plus petit que  $G_F^\mu$

$$\alpha_W^q < \alpha_W^l ?$$

## IV.7. Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo

En outre, alors que la conservation séparée des nombres leptoniques  $L_e$ ,  $L_\mu$  et  $L_\tau$  impose de rester dans la même famille, pour les interactions leptoniques, l'observation de désintégrations de particules étranges vers un état final sans étrangeté démontre qu'il peut y avoir changement de famille pour les quarks:

$$K^-(\bar{u}s) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Mais la constante de couplage pour ce vertex impliquant une transition  $s \rightarrow u$ , avec changement de famille, semble 20 fois plus faible que pour:

$$\pi^-(\bar{u}d) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Impliquant une transition  $d \rightarrow u$ , sans changement de famille.

## IV.7. Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo

Mais Cabibbo refuse l'idée d'avoir des constantes de couplage différentes (unification!) et il postule:

$$\alpha_w^q = \alpha_w^l$$

Et pour rendre compte des taux de désintégration différents, il fait l'hypothèse que :

Etats de masse d et s  $\neq$  etats propres de l'lf d' et s'  
(à l'époque seuls u, d et s étaient connus)

Donc

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_c) & \sin(\theta_c) \\ -\sin(\theta_c) & \cos(\theta_c) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Reliés par une rotation d'angle  $\theta_c$ , appelé **angle de Cabibbo**.

## IV.7. Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo

On a donc:

$$d' = \cos(\theta_C) d + \sin(\theta_C) s$$

$$s' = -\sin(\theta_C) d + \cos(\theta_C) s$$

Les W couplent aux états obtenus après la rotation de Cabibbo:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

(c pas encore découvert à l'époque)

De la même manière qu'ils couplent aux paires de leptons:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$$

## IV.7. Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo

Leur couplage aux particules physiques, états d'une saveur donnée, sont donc:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ \cos(\theta_c) d + \sin(\theta_c) s \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ -\sin(\theta_c) d + \cos(\theta_c) s \end{pmatrix}$$

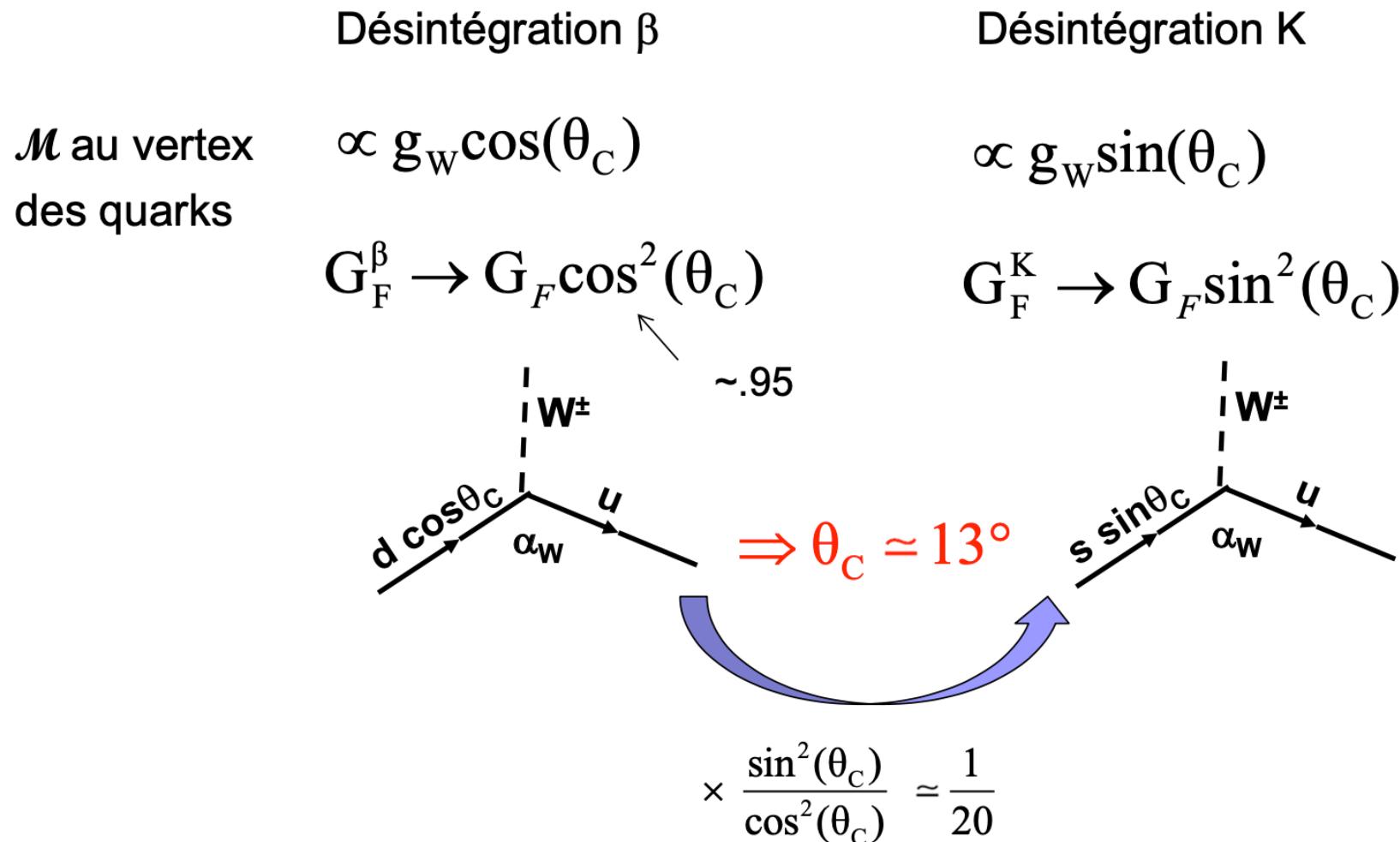
Exemple: Désintégration  $\beta^-$  Désintégration K-

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \quad K^-(us) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

L'amplitude de transition au vertex  $d \rightarrow u$ , est multipliée par  $\cos(\theta_C)$

L'amplitude de transition au vertex  $s \rightarrow u$ , est multipliée par  $\sin(\theta_C)$

## IV.7. Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo

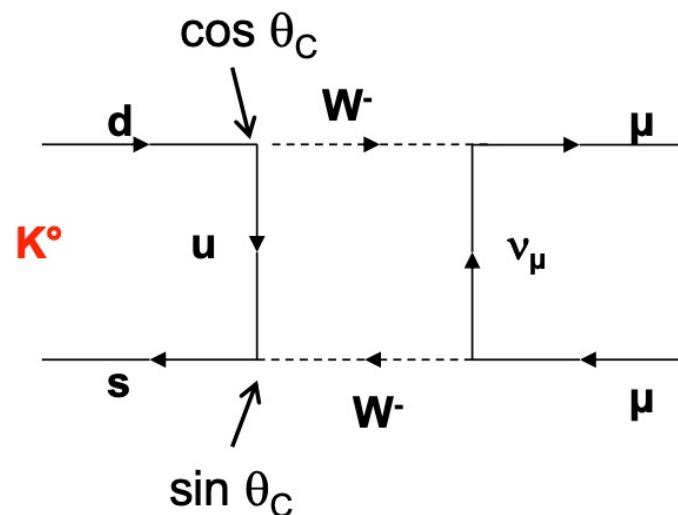


## IV.8. La nécessité d'un 4ème quark: le charme

L'hypothèse de Cabibbo permettait de rendre compte des taux de dizaines de désintégrations mais il subsistait un problème:

$$\text{Br}(K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6.84 \pm 0.11) \times 10^{-9} \ll \text{estimation}$$

Le calcul était basé sur le seul diagramme qu'il était possible de construire à l'époque, avec seulement, d, u, s:



$$\mathcal{M}_u \propto g_w^4 \cos(\theta_C) \sin(\theta_C)$$

## IV.8. La nécessité d'un 4ème quark: le charme

Mécanisme de GIM (Glashow, Iliopoulos, Maiani – 1970)

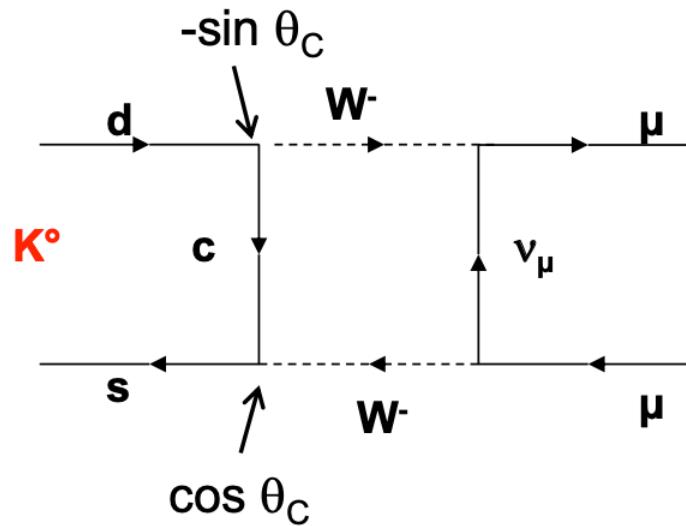
Ils font l'hypothèse qu'il existe un 4ème quark, c, couplé au s':  $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$   
Avec:

$$s' = -\sin(\theta_C) d + \cos(\theta_C) s$$



Ce qui permet de construire un 2ème diagramme pour la désintégration du  $K^0$ , où le c remplace le u.

## IV.8. La nécessité d'un 4ème quark: le charme



$$\mathcal{M}_u \propto g_w^4 \cos(\theta_C) \sin(\theta_C)$$

$$\mathcal{M}_c \propto -g_w^4 \cos(\theta_C) \sin(\theta_C)$$

$$\mathcal{M}_{\text{tot}} = \mathcal{M}_u + \mathcal{M}_c \approx 0 \rightarrow |\mathcal{M}_{\text{tot}}|^2 \approx 0$$

L'annulation n'est pas totale à cause de la différence de masse

$$|m_c - m_u|$$

Le quark c a été découvert un peu plus tard, en 1974, par l'intermédiaire du  $J/\psi$ .