

→ Il inclut :

- modèle des quarks
- théorie électrofaible
- QCD ( $\alpha \ll 1$  et  $q^2 \gg 1$ )
- mécanisme BEH

Les théories qui décritent ces interactions sont construites sur la QFT, avec des lagrangiens invariant sous :

- transfo de Lorentz
- transfo de jauge locales
- V transfo correspondant à une loi de conservation observée expérimentalement.

## 4 INTERACTIONS FAIBLES

### 4.1 Introduction

→ Pour la QED, le terme d'interaction du Lagrangien était :

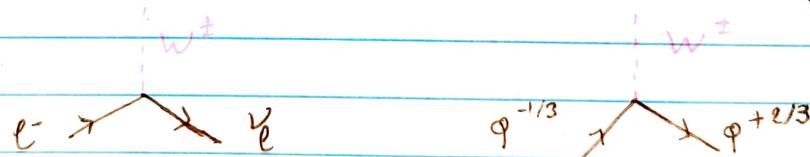
$$\mathcal{L}_I = -g \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu = -g j^\mu A_\mu$$

où  $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$  et où  $j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$  est le courant fermionique

→ Pour la QCD, ce sera la même forme car  $m(g) = 0$ ,  $Q_e(g) = 0$  et  $\hat{S}(g) = 1$

→ La situation est très différente pour l'Iff à CC (Iff à courant chargé)

- le boson intermédiaire  $W^\pm$  est très massif ( $\approx 80$  GeV)
- couple des fermions de charge différente
- violation de la parité et de la conjugaison de charge



### 4.2 Opérateur parité qui agit sur les spineurs

→ Pour déduire l'opérateur parité  $P$  pour les spineurs, on demande de :

$$\Psi' = P\Psi \quad \text{et} \quad \Psi = P\Psi' \quad (\text{ou a bien } P^2\Psi = \Psi)$$

→  $\Psi$  doit être solution de l'éq. de Dirac pour un particule libre :

$$[i\gamma^\mu \partial_\mu - m]\Psi = 0 \iff i\gamma^1 \partial_x \Psi + i\gamma^2 \partial_y \Psi + i\gamma^3 \partial_z \Psi - m\Psi = -i\gamma^0 \partial_0 \Psi$$

Rappel :  $\gamma^\mu \partial_\mu = \sum_\mu \gamma^\mu \partial_\mu = +\gamma^0 \partial_0 + \gamma^1 \partial_1 + \gamma^2 \partial_2 + \gamma^3 \partial_3$

$$i\gamma^1 \partial_x \psi + i\gamma^2 \partial_y \psi + i\gamma^3 \partial_z \psi - m \psi = -i\gamma^0 \partial_t \psi$$

On remplace  $\psi \rightarrow P \psi'$ ,  $\parallel \gamma^0 \parallel$  et  $x^i \mapsto x^i$ :

$$-i\gamma^0 \gamma^1 P \partial_x \psi' - i\gamma^0 \gamma^2 P \partial_y \psi' - i\gamma^0 \gamma^3 P \partial_z \psi' - m \gamma^0 P \psi' = -i\gamma^0 \gamma^0 P \psi'$$

Or,  $\gamma^1 \gamma^2 + \gamma^2 \gamma^3 + \gamma^3 \gamma^1 = 2\eta^{123}$ . Ici  $\gamma^0 \gamma_1 = -\gamma_3 \gamma_2$  si  $i\gamma^0$

$$\Rightarrow i\gamma^0 P \partial_x \psi' + i\gamma^0 P \partial_y \psi' + i\gamma^0 P \partial_z \psi' - m \gamma^0 P \psi' = -i\gamma^0 \gamma^0 P \psi'$$

Or,  $\psi'$  doit satisfaire l'éq. de Dirac:

$$i\gamma^1 \partial_x \psi' + i\gamma^2 \partial_y \psi' + i\gamma^3 \partial_z \psi' - m \psi' = -i\gamma^0 \partial_t \psi'$$

En identifiant les termes, on voit que  $\gamma^0 P \propto 1L$ . Puisque  $P^2 = 1L$ , on a:  $P = \pm \gamma^0$ . On définit (choix du signe arbitraire) alors

**DEF** L'opérateur parité pour les spineurs  $P = +\gamma^0$

↳ On attribue alors une parité intrinsèque +1 aux particules de spin 1/2 et -1 aux antiparticules.

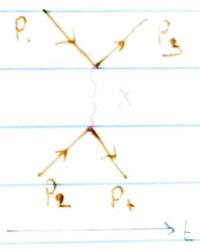
### 4.3 Conservation de la parité dans QED et QCD

→ Soit l'interaction  $1+2 \rightarrow 3+4$ . L'amplitude est donnée par  $M = \frac{g_1 g_2}{q^2 - m_X^2}$  où  $g_{1,2}$  est l'amplitude du vertex 1,2.

et où  $q$  est le transfert d'impulsion.

$$\hookrightarrow g_1 = M_{1 \rightarrow 3} = \langle \psi_3 | V | \nu_1 \rangle$$

$$\hookrightarrow g_2 = M_{2 \rightarrow 4} = \langle \nu_4 | V | \psi_2 \rangle$$



② Cas de QED:

→ Considérons  $e^- + q \rightarrow e^- + q$

→ On a  $m_q = 0$

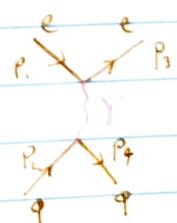
? → A partir du Lagrangien, on peut montrer que:

$$V_1 = Q_1 \gamma^\mu A_\mu = e \gamma^\mu A_\mu \quad V_2 = Q_2 \gamma^\mu A_\mu = Q_q e \gamma^\mu A_\mu$$

avec  $Q_q$  le # de charge du quark

↪ On considère  $\psi(p, x, t) = u(p) e^{-i\bar{p}x}$ . Alors

$$M = \frac{Q_q e^2}{q^2} \cdot \overline{u(p_3)} \gamma^\mu u(p_1) \cdot \overline{u(p_4)} \gamma^\mu u(p_2) = \frac{Q_q e^2 j_\mu^\mu j_{q,1}}{q^2}$$



→ Transformation des courants sous P:  
 $u \xrightarrow{P} j^0 u$  et  $\bar{u} \xrightarrow{P} \bar{u} j^0$

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}$$

$$(j^0)^2 = 1$$

$$j_e^m = \overline{u(P_3)} \gamma^m u(p_1) \xrightarrow{P} \begin{array}{c} \text{si } m=0 \\ \text{si } m=k \end{array} \overline{u(P_3)} \gamma^0 j^0 \gamma^0 u(p_1) = \overline{u(P_3)} \gamma^0 u(p_1) = j_e^0$$

$$\overline{u(P_3)} \gamma^k j^k \gamma^0 u(p_1) = -\overline{u(P_3)} \gamma^k u(p_1) = -j_e^k$$

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

↳ L'élément de matrice relatif à l'interaction QED étant invariant pour la parité, son lagrangien et hamiltonien aussi!  
→ Idem pour QCD.

## 4.4 Conséquences de la violation de P dans les If

→ Pour les If, il faut ajouter un terme aux courants fermioniques pour rendre compte de la violation de la parité.

→ Il faut que CM soit invariant de Lorentz. Seules 5 combinaisons du spineurs et de  $\gamma^5$  le permettent:

DEF On définit la matrice  $\gamma^5 \equiv i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$

→ Scalair	$\bar{\psi} \phi$	S
→ Pseudoscalaire	$\bar{\psi} \gamma^5 \phi$	P
→ Vecteur "V"	$\bar{\psi} \gamma^\mu \phi$	V
→ Vecteur axial "A"	$\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \phi$	A
→ Tensur	$\bar{\psi} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \phi$	T

→ On veut se limiter à l'échange d'un boson de spin 1, seul V et A peuvent contribuer. La forme générale est donnée par:  
 $\{j^5, j^5\} = 0$   
 $\gamma^\mu j^\nu + j^\nu \gamma^\mu = 2 j^{5\mu}$

↳ Comment se transforment ces nouveaux courant sous P?

$$j_V \xrightarrow{P} j_V \text{ et } j_A \xrightarrow{P} -j_A$$

$$j_V \xrightarrow{P} \overline{u(p)} \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 u(p) = -\overline{u(p)} \gamma^0 j^5 u(p) = -j_V^0$$

$$j_A \xrightarrow{P} \overline{u(p)} \gamma^0 \gamma^k \gamma^5 \gamma^0 u(p) = +\overline{u(p)} \gamma^k j^5 u(p) = +j_A^k$$

$$(j_V^0, j_V^k) \xrightarrow{P} (j_V^0, -j_V^k) \text{ et } (j_A^k, j_A^k) \xrightarrow{P} (-j_A^k, j_A^k)$$

→ Previous l'exemple suivant:  $d + \bar{\nu}_e \rightarrow u + e^-$

$$\hookrightarrow j_{\bar{\nu}e}^A = g_V j_{\bar{\nu}e}^V + g_A j_{\bar{\nu}e}^A$$

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

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

→ La force relative du terme violant la parité est  $\frac{g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2}$

→ Pour avoir violation de la parité, il faut  $g_A \neq 0$  et  $g_V \neq 0$

↪ La violation est max lorsque  $|g_A| = |g_V|$ :  $V-A$  ou  $V+A$  pur

→ L'expérience montre que l'IIf à CC est  $V-A$  pure, de courant  $j^M = \frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \frac{y^M (1-y^2)}{V-A} n(p)$

## 4.5 Évidence expérimentale de la structure $V-A$

○ La désintégration du pion chargé:

→ Si l'IIf était un interaction scalaire ou pseudo scalaire, on aurait

$$\frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{(m_e^2 - m_\nu^2)^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} = 5,5$$

Or, la valeur mesurée est  $\frac{\Gamma(e\nu)}{\Gamma(\mu\nu)} = (1,230 \pm 0,004) \cdot 10^{-4}$

↪ Interaction scalaire ou pseudo scalaire totalement exclue.

→ Le  $\pi^\pm$  se désintègre quasi exclusivement en  $\mu^\pm$  et  $\nu_\mu$  ou  $\bar{\nu}_\mu$ :



↪ Afin de conserver  $\vec{J}$ , les  $J_3$  du  $\mu$  et du  $\nu$  doivent être opposés. Ils ont donc la même hélicité. Or, le  $\nu$  n'existe qu'en état d'hélicité -1, ce qui explique pourquoi la désintégration  $\pi \rightarrow e\nu$  est très supprimée.

35  
↳ En effet, si on avait  $m(e^-) = 0$ , il aurait comme la  $\nu$  une héllicité -1, et ne pourrait pas être émis dans la désintégration du  $\pi^-$  qui吸lame un  $e^-$  d'héllicité +1, comme celle du  $\bar{\nu}_e$ .

La masse de l' $e^-$  est non nulle mais petite.

↳ Dans l'hypothèse d'une If V-A, ent polarité :

$$\frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \frac{(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} = 1,283 \cdot 10^{-4}$$

↳ Cette proba est  $\propto 1 - p \sim \frac{m^2}{2E} = \frac{m_e c^2}{2 m_\pi^2}$

facteur d'espace des phasons

→ Ce résultat peut se généraliser à tout les fermions : quand ceux-ci apparaissent dans une désintégration à CC (courant chargé), ils sont émis avec une héllicité gauche.

### ① En général :

→ La distribution angulaire des produits d'un désintégration faible s'explique comme une combinaison linéaire des 5 contributions possibles : S, P, V, A, T.

### ② Expérience TWIST (2011) :

→ Production de  $\mu^\pm$  polarisés produit par la désintégration du  $\pi^\pm$ , dont on étudie la distribution angulaire.

→ Les paramètres du Michel décrivent l'espace des phasons, et sont prédit par le MS.

Par exemple, pour un interaction V-A pure,  $p = 0,75$ . Valeur mesurée par TWIST :  $p = 0,74997 \pm 0,00026$ .

## 4.6 Universalité leptונית

**DÉF** L'universalité leptונית désigne la propriété que la constante de couplage est la même entre un lepton et un boson de jauge de tout type, pour toute les familles de leptons :



→ A basse énergie, l'approximation du Fermi d'une interaction ponctuelle est valable  $\Rightarrow$  l'amplitude de transition de  $G_F$ . On peut montrer que

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

→ Pour le tau :  $\Gamma(\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \chi_\tau) = \frac{G_F^e G_F^m (m_\tau^5)}{192 \pi^3} m_\tau$  très élevée

La masse élevée du  $\tau$  permet d'autre canaux de désintégration :

$$\frac{1}{\chi_\tau} \equiv \Gamma_{\text{tot}} = \sum_i \Gamma_i \sim \Gamma(\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \chi_\tau) = \Gamma_{\text{tot}} \cdot \text{Br}(\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \chi_\tau)$$

On obtient :  $\frac{G_F^e}{G_F^m} = \frac{m_\tau^5}{m_e^5} \cdot \frac{\chi_m}{\chi_\tau} \cdot \text{Br}(\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \chi_\tau)$

On mesure  $G_F^e/G_F^m = 1,0023 \pm 0,0033$

$$G_F^e/G_F^m = 1,000 \pm 0,004$$

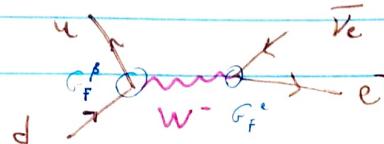
On trouve bien  $\alpha_W^{\tau^2} = \alpha_W^{m^2} = \alpha_W^e \equiv \alpha_W$

## 4.7 Constante de couplage faible des quarks et angle de Cabibbo

→ On vient de voir que  $\alpha_W$  est identique à leptons. Et pour les quarks ?

② Etude des désintégrations β :  $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$

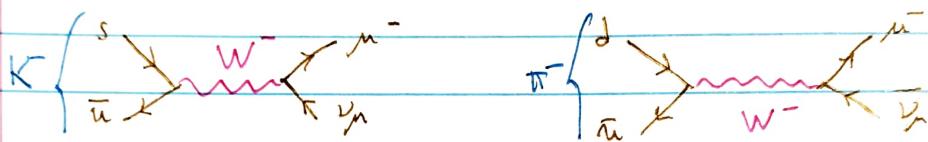
→  $|CM|^2 \propto G_F^e G_F^p$  où  $G_F^p$  est la constante de couplage faible aux vertex des quarks.



→ La mesure du  $\Gamma$  pour un déréaction  $\beta$ , comparé à  $\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)$  conduit à :  $\frac{G_F^A}{G_F} = 105\%$   
 $\hookrightarrow$  Est que  $\alpha_W^q < \alpha_W^l$  ? (non)

### ① Changement de famille pour les quarks :

- Pour les leptons, la conservation séparée des # leptonique  $L_e, \mu, \tau$  interdit les changements de famille.
- Pour les quarks, il y a des changements de familles :



$\hookrightarrow$  Mais la constante de couplage impliquant un changement de famille (ex:  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ) est 20 fois plus faible que celle sans changement (ex:  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ )

### ② Postulat de Cabibbo :

- Cabibbo postule que  $\alpha_W^q = \alpha_W^l$ . Pour cela, il fait l'hypothèse que les états du mome  $d$  et  $s$  sont  $\neq$  des états propres de l'Op  $d'$  et  $s'$ .

DEF L'angle de Cabibbo  $\theta_C$  est tel que :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

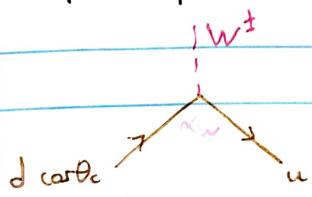
$\hookrightarrow$  Les  $W$  couplent aux états obtenus après la rotation de Cabibbo :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ \cos \theta_C \cdot d + \sin \theta_C \cdot s \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ -\sin \theta_C \cdot d + \cos \theta_C \cdot s \end{pmatrix}$$

$\Rightarrow \alpha_W^q \propto g_W \cos \theta_C$  pour la déréaction  $\beta$  et  $\alpha_W^l \propto g_W \sin^2 \theta_C$  pour la  $K$

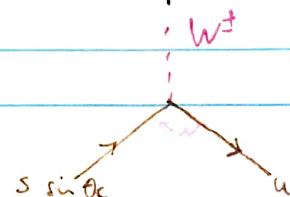
$$G_F^A \rightarrow G_F \cos^2 \theta_C$$

$$G_F^K \rightarrow G_F \sin^2 \theta_C$$



On trouve

$$\theta_C \approx 13^\circ$$



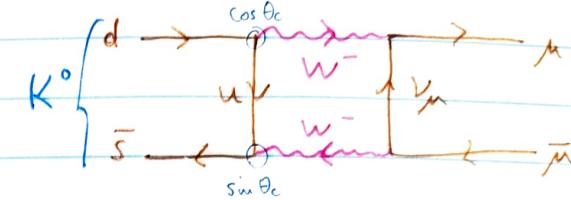
## 4.8 La nécessité d'un 4<sup>e</sup> quark : le charme

→ L'hypothèse de Cabibbo ne résout pas le problème suivant:  
 $\text{Br}(K^0 \rightarrow \mu^+ \bar{\mu}) \sim 10^{-3} \ll \text{estimations}$

↳ Calcul basé sur le seul diagramme possible à l'époque :

→ diagramme d'ordre > 1

→  $M_u \propto g_W^4 \cos \theta_c \cdot \sin \theta_c$



### ① Mécanisme de GIM: (1970)

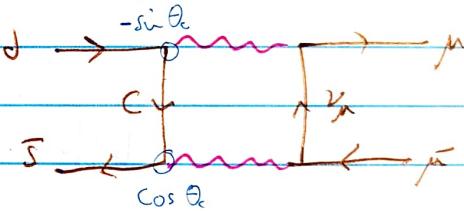
→ Glashow, Iliopoulos et Maiani font l'hypothèse qu'il existe un 4<sup>e</sup> quark **c**, couplé au **s'**, avec  $s' = -\sin \theta_c \cdot d + \cos \theta_c \cdot s$



↳ On peut alors construire un 2<sup>e</sup> diagramme où le c remplace le u.

$$M_c \propto -g_W^4 \cos \theta_c \sin \theta_c$$

$$\hookrightarrow |M_{\text{tot}}|^2 = |M_u + M_c|^2 \approx 0$$



→ L'annulation n'est pas totale car  $|m(c) - m(u)| \neq 0$

→ Le quark c a été découvert un peu plus tard (1974) par l'intermédiaire du J/ψ.

## 4.9 La matrice CKM

### ① Paramètres libres d'une matrice $n \times n$ unitaire

→  $2n^2$  paramètres, mais  $U^\dagger U = \mathbb{1} \rightarrow$  seulement  $n^2$

→  $2n-1$  de ces paramètres sont réabsorbés par des phases

↳ On a  $n^2 - 2n + 1 = (n-1)^2$  paramètres libres.

### ② 3<sup>e</sup> génération de quarks:

→ La 3<sup>e</sup> génération de quarks ( $\bar{b}$ ) découverte, le mécanisme de GIM a été extrapolé en 3 dimension par Cabibbo, Kobayashi et Maskawa:

**DÉF** La matrice unitaire CKM est la matrice qui contient les info sur la proba de changement de saceur d'un quark las d'un  $\bar{q}l$ .

Soit  $(d \ s \ b)$  les états propres du mome et  $(d' \ s' \ b')$  les état propre de saceurs. Alors:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

→ Le courant chargé faible pour les vertex leptonniques était:

$$j_e^M = -\frac{i g_W}{2\sqrt{2}} \overline{u(p)} \gamma^\mu (1-\gamma^5) u(p)$$

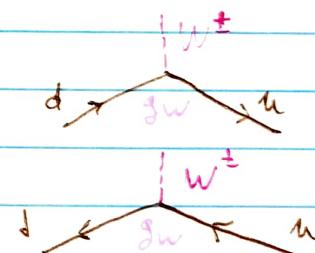
Pour les vertex impliquant des quarks, il devient:

$$j_q^M = -\frac{i g_W}{2\sqrt{2}} (\bar{u} \bar{c} E) \gamma^\mu (1-\gamma^5) (V) \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

→ Par exemple:

$$j_{du}^M = -\frac{i g_W}{2\sqrt{2}} V_{ud} \overline{u} \gamma^\mu (1-\gamma^5) d$$

$$j_{du}^A = -\frac{i g_W}{2\sqrt{2}} V_{ud}^* J \gamma^\mu (1-\gamma^5) u$$



Règle: Lorsque le quark de charge  $-1/3$  participe au courant en tant que:

→ spinor, c'est  $Vij$  qui intervient

→ spinor adjoint, c'est  $Vij^*$  qui intervient

### ③ Paramétrisation de la matrice CKM:

→ Si  $V \in \text{Mat}(3 \times 3, \mathbb{R})$ , on la paramétrise avec les angles d'Euler:

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

↓  
généralisation de  $\theta_C$

→ Si  $V \in \text{Mat}(3 \times 3, \mathbb{C})$  (nécessaire pour permettre la violation du CP), on introduit 9 phases. On peut montrer qu'elles ne sont pas indépendantes : il suffit d'un seul facteur complexe avec une phase  $\delta$  :

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & e^{i\delta} S_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta} S_{13} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

### ③ Mesure des $|V_{ij}|$ :

- On ne prédit pas les  $V_{ij}$ , on les mesure
- Principe : on mesure le taux de réaction avec un vertex leptonnique et un vertex avec la transition de quark souhaitée.

↳ Si on impose l'unité :  $\sum_{j=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1$ , on obtient

$$V \approx \begin{pmatrix} 0,97 & 0,22 & 0,00 \\ 0,22 & 0,97 & 0,04 \\ 0,01 & 0,04 & 1,01 \end{pmatrix}$$

- On remarque la hiérarchie :  $|V_{ub}| \ll |V_{cb}| \ll |V_{ts}| \ll |V_{us}| \ll |V_{cd}|$

$$\Rightarrow \theta_{12} \approx 13^\circ \quad \theta_{23} \approx 2,3^\circ \quad \theta_{13} \approx 0,2^\circ$$

### ④ Paramétrisation de Wolfenstein:

- Exprime la matrice CKM en fonction de 4 paramètres :

$$\lambda = \sin \theta_c = V_{us}, \quad A = V_{cb}/\lambda^2, \quad \rho \text{ et } \eta. \quad \text{On a :}$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho-i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

- La violation de CP implique  $\eta \neq 0$ . Mais les expériences mesurent toujours  $|V_{ij}|^2$

↳ Il faut des mesures sensibles à l'amplitude des transitions plutôt qu'à son module.

## 4.10 Le triangle d'unitarité

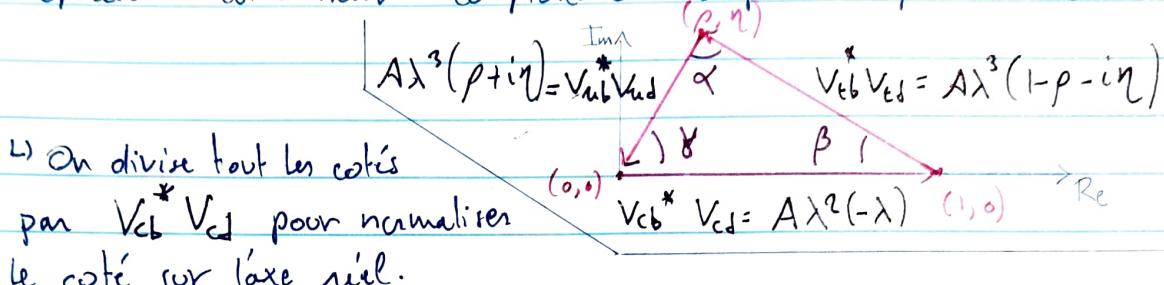
→ Permet d'interpréter les mesures faites pour mettre en évidence la violation de CP.

② Contraintes dues à l'unitarité de la matrice CKM:

$$\rightarrow V^T V = \Rightarrow V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

↳ seule relation du 3<sup>e</sup> ordre en 2

→ Représenter ces 3 nombres complexes dans le plan  $\mathbb{C}$  par des vecteurs:



→ Les sommets sont alors  $(0,0)$ ,  $(1,0)$  et  $(\rho, \eta)$ .

↳ Si la phase complexe est nulle:

$$\eta = 0 \Rightarrow \text{l'aire du triangle est nulle: } \beta = \gamma = 0$$

→ Il est possible d'exprimer les angles  $\beta$  et  $\gamma$  en fonction des éléments de la matrice CKM:

$$\beta = \pi - \arg \left[ \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{cb}^* V_{cd}} \right] = \pi + \arg \left[ V_{cb}^* V_{cd} \right] - \arg \left[ V_{tb}^* V_{td} \right] = 2\pi - \arg \left[ V_{td} \right]$$

↳ La mesure du  $\rho$  conduit à l'argument de  $V_{td}$  et donc à sa phase complexe.