

Teoria de Gauge? dos I.F? (A20) ✓

(1)

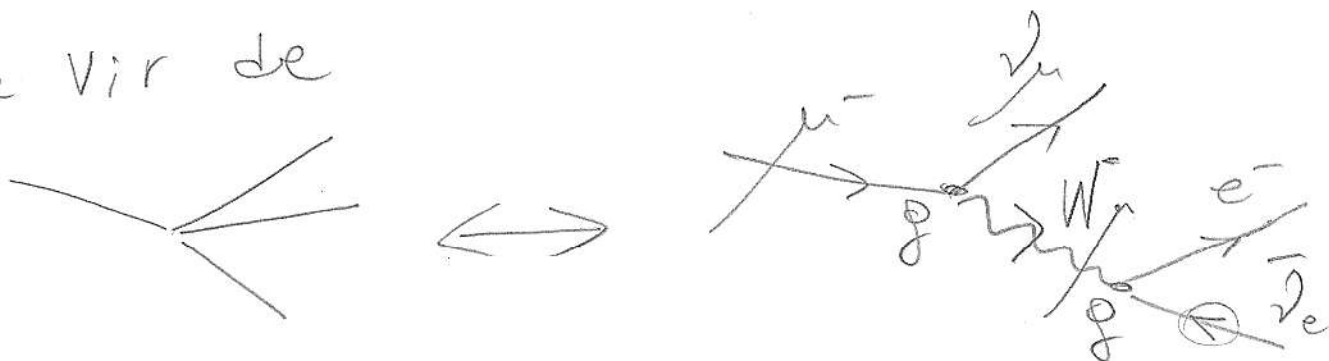
Correntes conservadas $\rightarrow W_{\mu}^{\pm}$ bóson de

Gauge MASSIVO. Ex $\mu^- \rightarrow \nu_{\mu} e^{-} \bar{\nu}_e$

$$\mathcal{M} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\alpha} \mu_L) (\bar{e}_L \gamma_{\alpha} \nu_L)$$

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\alpha} (1-\gamma^5) \mu) (\bar{e} \gamma_{\alpha} (1-\gamma^5) \nu_e)$$

Pode vir de



$$\mathcal{M} = g^2 (\bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\alpha} \frac{(1-\gamma^5)}{2} \mu) \frac{(-g_{\alpha\beta})}{g^2 - M_W^2} (\bar{e} \gamma^{\beta} \frac{(1-\gamma^5)}{2} \nu_e)$$

\rightarrow g constante $g^2 \ll M_W^2$ ($q = p_{\mu} - p_{\nu_{\mu}}$)

$$\mathcal{M} \rightarrow \frac{g^2}{M_W^2} (\bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\alpha} \frac{(1-\gamma^5)}{2} \mu) (\bar{e} \gamma_{\alpha} \frac{(1-\gamma^5)}{2} \nu_e)$$

→ $\frac{G_F}{\sqrt{2}} \leftrightarrow \frac{g^2}{4M_W^2}$ nos ϕ^2 boxes

(2)

A renode

$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \textcircled{\#} \frac{g^2}{4M_W^2}$

→ Q_W "coys" from!

Interações Fracas III, Correntes Neutras (3)

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$$

Observação de

$$\begin{cases} \bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- \\ \nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X \\ \bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu X \end{cases}$$

$\mu^+ \mu^- \nu \bar{\nu} \quad K^0 \rightarrow \mu \mu$

⇒ $\left\{ \begin{array}{l} \text{Correntes fracas carregadas} \\ \text{Correntes fracas neutras} \\ \text{Corrente Eletromagnética} \end{array} \right. \quad ! ?$

⇒ 4 Bósons de Gauge $\begin{cases} \rightarrow 3 \text{ partículas } (W^+, W^-, Z) \\ \rightarrow 1 \text{ é } \gamma \text{ fóton} \end{cases}$

Correntes de $SU(2)_L$

(4)

Correntes Carregadas

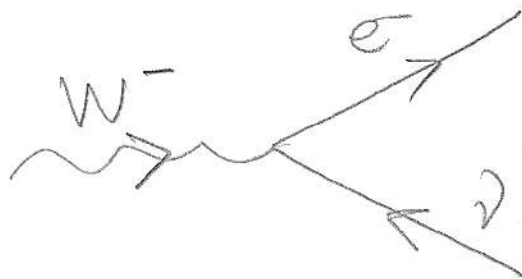
$$j_\mu^+ \equiv j_\mu^+ = \frac{1}{2} \bar{\nu} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L$$

corrente fermiónica interagindo com W^+



$$j_\mu^- \equiv j_\mu^- = \frac{1}{2} \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu = \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L$$

corresp. a



j^+ : \oplus : quer dizer aumenta a carga da partícula incidente (de \oplus a \oplus !)

j^- : diminui a carga da part. incidente de \ominus a \ominus !

Se definimos un "vector" de 2 componentes

(5)

$$\chi_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix}$$

e definimos

$$\left. \begin{cases} \sigma_+ \equiv \frac{1}{2}(\sigma_1 + i\sigma_2) \\ \sigma_- \equiv \frac{1}{2}(\sigma_1 - i\sigma_2) \end{cases} \right\} \text{Matrices de Pauli}$$

$$\Rightarrow \text{Notamos que } \sigma_{\pm} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \pm i \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \boxed{\sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}}$$

$$\boxed{\sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}}$$

$$\Rightarrow \text{Ej. } \begin{cases} \sigma_+ \chi_L = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_L^- \\ 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_- \chi_L = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_L \end{pmatrix} \end{cases}$$

⇒ Podemos escrever os correntes
correlacionados como:

(6)

$$j_{\mu}^{+} = \bar{\nu}_L \gamma_{\mu} e_L = (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L) \gamma_{\mu} \begin{pmatrix} e_L \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow [j_{\mu}^{+} = \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \sigma_{+} \chi_L]$$

Analogamente

$$j_{\mu}^{-} = \bar{e}_L \gamma_{\mu} \nu_L = (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L) \gamma_{\mu} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_L \end{pmatrix}$$

$$[j_{\mu}^{-} = \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \sigma_{-} \chi_L]$$

⇒ Correntes correlacionadas ^(colunas?) podem ser escritas
 em função de geradores de simetria

$$SU(2) \left[\begin{array}{l} SU(2)_L \text{ e } U(1)_Y \\ \text{se acoplarem a LH f\u00e9rmions} \end{array} \right]$$

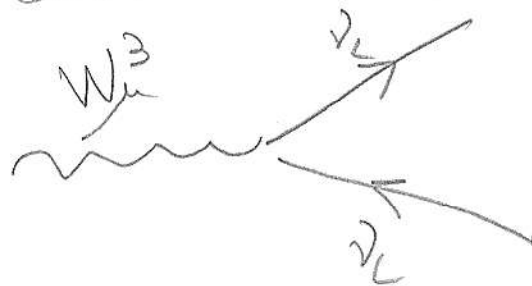
Muito complicado definir

(7)

$$J_\mu^3 \equiv \bar{\chi}_L \gamma_\mu \frac{1}{2} \sigma_3 \chi_L$$
$$= (\bar{\nu}_L \bar{e}_L) \gamma_\mu \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$$

$$J_\mu^3 = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma_\mu e_L$$

É uma corrente neutra?



MDS NÃO Sabemos que
a corrente neutra não se acopla só
no LH MDS também do RH!

Por outro lado, a corrente eletromagnética:

(8)

$$j_{em}^{\mu} = -\bar{e} \gamma_{\mu} e = -\bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L - \bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R$$

onde defina os operadores \otimes para

$$j_{em}^{\mu} = e j_{em}^{\mu} = e \bar{e} \gamma_{\mu} e$$

$Q = -1$ para o elétron

MAS EM se acopla igualmente a LH e RH

j_{em}^{μ} não respeita $SU(2)_L$ (não é j_{em}^3 !)

$j_{em}^{\mu} \equiv j_{em}^{\mu N}$ também não!

MAS queremos obter $j_{em}^{\mu N}$ e j_{em}^{μ} a partir de $j_{em}^3 \oplus$ uma outra corrente que não respeite $SU(2)_L$

→ Corrente (Nutra) que não resfrita

(9)

SU(2)_L: ("hipercarga")

$$j_{\mu}^{iY} = \bar{\Psi} \gamma_{\mu} \frac{Y}{4} \Psi \quad \frac{Y}{4} : \text{hipercarga (\#)} \\ \text{de } \Psi$$

TAL que

$$j_{\mu}^{i3} + j_{\mu}^{iY} = j_{\mu}^{em}$$

⇒ a simetria é agora SU(2)_L × U(1)_Y

$$j_{\mu}^{iY} = j_{\mu}^{em} - j_{\mu}^{i3} = -\bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R - \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L \\ - \left(\frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L \right)$$

$$= -\bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L - \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L$$

$$\Rightarrow j_{\mu}^{iY} = -\bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R - \frac{1}{2} \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \chi_L$$

$$\Rightarrow \boxed{Y_{e_R} = -1}$$

$$j \boxed{Y_{\nu_L} = -\frac{1}{2}}$$

As hipercargas dos férmions de mão-direita são \neq dos dos férmions de mão-esquerda!

A carga elétrica Q , entretanto, é definida como

$$\bar{\nu}_L \frac{1}{2} \sigma_3 \nu_L + \bar{\ell}_L \gamma_4 Y_{\ell_L} \ell_L = \bar{\ell}_L Q \ell_L$$

$$\Rightarrow \boxed{Q = T_3 + Y}$$

Onde T_3 são os autovalores de $\frac{1}{2} \sigma_3 \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \nu_L \\ -\frac{1}{2} e_L \end{pmatrix}$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \ell_L \text{ tem } T_3 = -\frac{1}{2} \\ \nu_L \text{ tem } T_3 = +\frac{1}{2} \\ e_R \text{ tem } T_3 = 0 \end{array} \right.$$

→ Carga elétrica do elétron

(11)

$$\int Q_{eL} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1 \checkmark$$

2 = ?

$$\int Q_{pL} = +\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = +\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0 \checkmark$$

→ ok:

E o elétron de modo linear?

$$Q_{eR} = \overset{T_3^{(ee)}}{0} + \frac{1}{2} = -1 \checkmark \text{ ok!}$$

Parce os Quarks

(12)

$$\left. \begin{aligned} Q_{u_L} = +\frac{2}{3} ; T_3^{u_L} = +\frac{1}{2} &\Rightarrow Y_{u_L} = \frac{1}{6} \\ Q_{d_L} = -\frac{1}{3} ; T_3^{d_L} = -\frac{1}{2} &\Rightarrow Y_{d_L} = \frac{1}{6} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Hipercarga} \\ \text{de} \\ \text{doblete!} \end{array}$$

$$\Rightarrow Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \text{ tem } Y_{Q_L} = \frac{1}{6}$$

Q_L interage com W^+ ; W^- , e W^3 !

Os Quarks de MD - direita? (NÃO interagem com W^+ e W^- !)

$$\left. \begin{aligned} Q_{u_R} = +\frac{2}{3} ; T_3^{u_R} = 0 &\Rightarrow Y_{u_R} = +\frac{2}{3} \\ Q_{d_R} = -\frac{1}{3} ; T_3^{d_R} = 0 &\Rightarrow Y_{d_R} = -\frac{1}{3} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{NÃO são} \\ \text{num} \\ \text{doblete!} \end{array}$$

Os férmions de MD são dupletos de $SU(2)_L$ (NÃO se copiam com os (W^+, W^3) bósons de gauge de $SU(2)_L$!)

Bósons de Gauge

- Teores W_{μ}^+ , W_{μ}^- ; W_{μ}^3 e B_{μ} (de $U(1)_Y$)

B_{μ} é um bóson de uma função $U(1)$
Como 5 fótons de QED , mas ainda aqui
não temos fótons. (É um proto-fóton!)

Acoplamento de Gauge a) $SU(2)_L$

W_{μ}^+ e W_{μ}^- se acoplam a J_{μ}^+ e J_{μ}^-

ou W_{μ}^1 , W_{μ}^2 se acoplam a $J_{\mu}^1 = \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \frac{\sigma^1}{2} \chi_L$
 $J_{\mu}^2 = \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \frac{\sigma^2}{2} \chi_L$

Tal que, de fato, J_{μ}^{\pm}

$$J_{\mu}^{\pm} = J_{\mu}^1 \pm i J_{\mu}^2$$

Temps fine

$$W_{\mu}^{\pm} \equiv \frac{W_{\mu}^1 \mp i W_{\mu}^2}{\sqrt{2}}$$

W_{μ}^3 se couple à J_{μ}^3

$\Rightarrow SU(2) \Rightarrow$

$$-ig J_{\mu}^3 W_{\mu}^3$$

couplément de $SU(2)_L$

$U(1)_Y$

$$-ig' J_{\mu}^Y B_{\mu}$$

couplément $U(1)_Y$

4 bosons de Gauge: $\left\{ \begin{array}{l} 3 \text{ de } SU(2)_L \\ 1 \text{ de } U(1)_Y \end{array} \right\}$

essentiellement
rien de voir en \Rightarrow

$$W_{\mu}^{\pm}, Z_{\mu}, \gamma$$

os bósons de gauge neutros

(15)

W_μ^3 e B_μ

Se "misturam" para dar A_μ e Z_μ !

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} Z_\mu = \cos\theta W_\mu^3 - \sin\theta B_\mu \\ A_\mu = \sin\theta W_\mu^3 + \cos\theta B_\mu \end{cases}$$

θ é experimentalmente determinado

ângulo de Weinberg \approx

$\sin^2\theta \approx 0.23$

medida "mistura" de $SU(2)_L \times U(1)_Y$!