



Campos Intermedidores na Leitura da Quebra Espontânea de Simetria (Implicações no Modelo Padrão e Além)

João Paulo. P. Leal

Universidade Federal de Alfenas

Alfenas, 1 de julho de 2024

- 1 Eletrodinâmica de Proca-Stüeckelberg, massa para campos vetoriais e a simetria de calibre
 - Lagrangiana de Proca e Potencial de Yukawa
 - Invariância de calibre $U(1)$ Local e Campos compensadores de Stüeckelberg
- 2 Teorias de calibre com quebra espontânea de simetria e teorema de Goldstone
 - Quebra Espontânea de Simetria Global $U(1)$ - Nambu-Goldstone bosons
 - Quebra Espontânea de Simetria Local $U(1)$ - Mecanismo de Higgs
 - Caso não-abeliano de quebra espontânea de simetria - $SU(2)$
- 3 Teoria da interação eletrofraca e os campos vetoriais mensageiros da interação
 - O modelo de Fermi e as partículas mensageiras de Leite Lopez
 - O modelo de Leptons de Steven Weinberg
 - A hipótese dos quarks com sabores e cores e a construção do Modelo Padrão
 - Campos intermediadores da interação eletrofraca na abordagem de Stüeckelberg
- 4 Conclusão

Diferente do campo eletromagnético que descreve partículas sem massa (fótons), a Lagrangiana de Proca inclui um termo de massa m para o campo vetorial A_μ permitindo a descrição de partículas de spin-1 com massa não nula.

$$\mathcal{L} = (A_\mu \eta^{\mu\nu} \square A_\nu + m^2 A_\mu A^\mu) + j_\mu A^\mu \quad (1)$$

assim,

$$(\square + m^2)A_\mu = j_\mu \rightarrow (-\vec{\nabla}^2 + m^2)\phi = e_q \delta^3(\vec{x} - \vec{y}) \quad (2)$$

A solução para ϕ nos leva a;

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{e_q}{4\pi x} e^{-mx} \quad (\text{Yukawa}) \\ &= \frac{e_q}{4\pi x} \quad (m = 0, \text{Coulomb})\end{aligned}\tag{3}$$

no que implica em uma interação de curto alcance, pois $\lambda_Y = m^{-1}$ e supondo que o comprimento de Yukawa é em escala próximo ao tamanho em femtômetros do próton (0,84 fm) chegamos ao resultado $m_Y \sim 235 \frac{\text{MeV}}{c^2}$.

Invariância de calibre $U(1)$ Local e Campos compensadores de Stückelberg

Para garantir a invariância de calibre $U(1)$ local, já que o termo de massa na Lagrangiana não é invariante.

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \alpha(x)$$

Introduzimos os campos compensadores $G^{\mu\nu}$ e B_μ de Stückelberg para preservar a invariância de calibre em teorias que descrevem campos vetoriais massivos. $\delta\mathcal{L} = 0$

$$\begin{cases} G_{\mu\nu} = \partial_\mu \partial_\nu \\ B_\mu \rightarrow B_\mu + \partial_\mu \alpha(x) \\ \partial_\mu j^\mu = 0 \end{cases} \quad (4)$$

Partindo da Lagrangiana (5), observamos que esta possui invariância global $U(1)$ e é invariante sob rotações $SO(2)$:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi + \mu^2 \varphi^* \varphi - \lambda (\varphi^* \varphi)^2 \quad (5)$$

sendo o potencial,

$$V(\varphi^*, \varphi) = -\mu^2 \varphi^* \varphi + \lambda (\varphi^* \varphi)^2 \quad (6)$$

As soluções são, $|\varphi| = 0$ e $|\varphi_0| = \pm \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}$, a solução para $|\varphi| = 0$ a simetria $U(1)$ não é quebrada, as outras soluções são um conjunto de mínima energia $\varphi = e^{i\alpha} |\varphi_0|$ (círculo de mínimos).

Fazendo perturbações entorno desse estado de vácuo φ_0 , definindo os novos campos como:

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \chi \text{ e } \varphi_2 = \theta$$

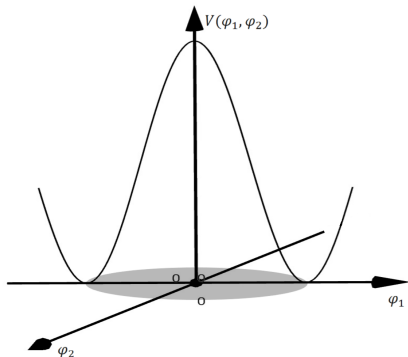


Figura: Potencial $V(\varphi_1, \varphi_2)$, $\mu^2 > 0$

$$L_{\chi, \theta}^{(2)} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \chi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \theta)^2 - \mu^2 \chi^2 \quad (7)$$

nessa configuração notamos que, o campo $\varphi_1 \rightarrow \chi$ possui uma massa $m_\chi \approx \sqrt{2}\mu$ enquanto o campo $\varphi_2 \rightarrow \theta$ permanece sem massa.

Quebra Espontânea de Simetria Local $U(1)$ - Mecanismo de Higgs

Acrescentando o campo eletromagnético $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ e alterando a derivada convencional para a derivada covariante $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$, garantimos a invariância local $U(1)$ da Lagrangiana.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\varphi)^*D^\mu\varphi - V(\varphi^*,\varphi), \quad D_\mu\varphi = (\partial_\mu - ieA_\mu)\varphi \quad (8)$$

assim, notamos uma liberdade de escolha no estado de vácuo uma vez que (7) é invariante $U(1)$ local.

$$\begin{cases} A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \\ \varphi(x) \rightarrow \varphi'(x) = e^{i\alpha(x)}\varphi(x) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A_\mu = \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \\ (\partial_\mu - i\partial_\mu\alpha(x))\varphi = 0 \\ \varphi = e^{i\alpha(x)}\varphi_0 \quad \forall \varphi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}} \end{cases} \quad (9)$$

Escolhendo $\alpha = 0$ e fazendo as perturbações em torno do campo, termos:

$$\begin{aligned}\varphi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_0 + \chi(x) + i\theta(x)) \\ D_\mu\varphi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu\chi + i\partial_\mu\theta - ie\varphi_0 A_\mu)\end{aligned}\tag{10}$$

assim:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{(2)} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\chi)^2 + \frac{e^2\varphi_0^2}{2}\left(A_\mu - \frac{1}{e\varphi_0}\partial_\mu\theta\right)^2 - \mu^2\chi^2 \\ L^{(2)} &= -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2}e^2\varphi_0^2 B_\mu B^\mu + \frac{1}{2}(\partial_\mu\chi)^2 - \mu^2\chi^2\end{aligned}\tag{11}$$

Assim o surge do campo vetorial massivo B_μ com massa $m_B^2 \approx e^2\varphi_0^2$ e a ausência do campo de Nambu-Goldstone $\theta(x)$. Podemos dizer então que o campo de *gauge* 'engole' o campo de Nambu-Goldstone, adquirindo massa.

Caso não-abeliano de quebra espontânea de simetria - $SU(2)$

Neste caso a densidade Lagrangiana tem a seguinte forma:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + (D_\mu\varphi)^\dagger D^\mu\varphi + \mu^2\varphi^\dagger\varphi - \lambda(\varphi^\dagger\varphi)^2 \quad (12)$$

agora os campos são representados por dubletos,

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$$

temos uma liberdade na escolha do estado de mínima energia, portanto,

$$\begin{cases} F_{\mu\nu}^a = 0 \\ D_\mu\varphi = 0 \Rightarrow \varphi(x) = \varphi_0 \\ \frac{\partial V}{\partial|\varphi|} = 0, \quad |\varphi|^2 = \varphi^\dagger\varphi = |\varphi_0|^2 \end{cases} \quad (13)$$

E de maneira perturbativa em torno de φ_0

$$\begin{aligned} D_\mu \varphi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\partial_\mu - \frac{ig}{2} \tau_a A_\mu^a \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} + \chi(x) \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -g \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} (iA_\mu^1 + A_\mu^2) \\ 2\partial_\mu \chi + ig \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} A_\mu^3 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (14)$$

portanto:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \mathcal{F}_{\mu\nu}^a \mathcal{F}^{a\mu\nu} + \frac{g^2 \mu^2}{8\lambda} A_\mu^a A^{a\mu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 - \mu^2 \chi^2 \quad (15)$$

(14) apresenta três campos vetoriais massivos A_μ^a ($a = 1, 2, 3$), com massa $m \approx \frac{g\mu}{2\sqrt{2}\lambda}$, além de um campo escalar massivo χ (campo do bóson de Higgs), com massa $m_\chi \approx \mu\sqrt{2}$

O modelo de Fermi e as partículas mensageiras de Leite Lopez

Tendo em vista o decaimento beta negativo $\beta^- \Rightarrow n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Fermi propôs a seguinte densidade de Lagrangiana para descrever essa reação,

$$\mathcal{L}_{Fermi} = \bar{\psi}_b(i\gamma^\mu \partial_\mu - [M])\psi_b + \bar{\psi}_l(i\gamma^\mu \partial_\mu - [m])\psi_l + G(\bar{p}\gamma^\mu n)(\bar{e}\gamma_\mu \nu_e) \quad (16)$$

Leite Lopes propõe a seguinte densidade de Lagrangiana para descrever o decaimento beta,

$$\mathcal{L}_{LLopez} = W_\mu^+(\eta^{\mu\nu}\square + m_W^2)W_\nu^- + \mathcal{L}_{barions} + \mathcal{L}_{leptons} - g[(\bar{p}\gamma^\mu n) + (\bar{e}\gamma^\mu \nu_e)]W_\mu^- \quad (17)$$

agora a interação é dada por acoplamento corrente-campo. Resolvendo (16), e impondo o limite de pouco momento transferido ($p^2 \ll m_W^2$) devido a uma partícula com massa grande concluímos que:

$$W_\mu^-(x) = \frac{g}{m_W^2}[(\bar{p}\gamma_\nu n) + (\bar{e}\gamma_\nu \nu_e)](x) \quad (18)$$

Regatando a interação tipo corrente-corrente recuperando o modelo de Fermi,

$$-g[(\bar{p}\gamma^\mu n) + (\bar{e}\gamma^\mu \nu_e)]W_\mu^- = \frac{g^2}{m_W^2}[(\bar{p}\gamma^\mu n) + (\bar{e}\gamma^\mu \nu_e)]^2. \quad (19)$$

E ao compararmos a interação de Fermi com a interação efetiva de Leite Lopez,

$$G = \frac{g^2}{e^2 m_W^2} \sim 10^{-4} \frac{1}{[\frac{GeV}{c^2}]^2},$$

e se supormos que $g = e$, a massa do bóson mediador da interação seria $m_W = 100 \frac{MeV}{c^2}$

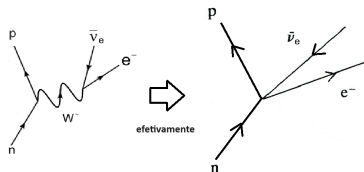


Figura: Decaimento Beta descrito pelo bóson de Leite Lopez

Logo em seguida, extendemos o modelo de Leite Lopez para conter um bóson vetorial neutro $Z^0 \rightarrow (l\bar{l} + b\bar{b})$, com um tripleto de partículas escalares estariam sendo trocadas por um dubleto de férmions respeitando a simetria $SU(2)$ global, temos

$$\mathcal{L}_{LLopez} = \frac{1}{2} \vec{A}_\mu^\dagger (\eta^{\mu\nu} \square + [m_A^2]) \vec{A}_\nu + \mathcal{L}_{barions} + \mathcal{L}_{leptons} - g[\bar{\psi}_b \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_b + \bar{\psi}_l \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_l] \vec{A}_\mu \quad (20)$$

agora temos 3 partículas vetoriais massivas sendo trocadas $\vec{A}_\mu = (A_\mu^1, A_\mu^2, A_\mu^3)$. De maneira explícita.

$$\bar{\psi}_b \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_b \vec{A}_\mu = \bar{p} \gamma^\mu n [A_\mu^1 + iA_\mu^2] + \bar{n} \gamma^\mu p [A_\mu^1 - iA_\mu^2] + \bar{p} \gamma^\mu p A_\mu^3 - \bar{n} \gamma^\mu n A_\mu^3, \quad (21)$$

$$W^\pm = A_\mu^1 \pm iA_\mu^2 \quad Z^0 = A_\mu^3. \quad (22)$$

Assim a densidade de Lagrangiana de interação de Leite Lopez é dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} = & -g[\bar{p} \gamma^\mu n W_\mu^+ + \bar{n} \gamma^\mu p W_\mu^- + \bar{p} \gamma^\mu p Z_\mu^0 - \bar{n} \gamma^\mu n Z_\mu^0] \\ & -g[\bar{e} \gamma^\mu \nu_e W_\mu^+ + \bar{\nu}_e \gamma^\mu e W_\mu^- + \bar{e} \gamma^\mu e Z_\mu^0 - \bar{\nu}_e \gamma^\mu \nu_e Z_\mu^0] \end{aligned} \quad (23)$$

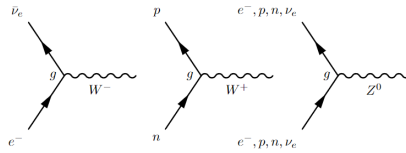


Figura: Vértices propostos implícitamente no trabalho de Leite Lopez

E incluindo os fótons A_μ via simetria de calibre $U(1)$ local e o conceito de derivada covariante $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$, assim:

$$\begin{aligned}
 W_\mu^+ (\eta^{\mu\nu} \square) W_\nu^- &\rightarrow -(\partial_\nu + ieA_\nu) W_\mu^+ (\partial^\nu - ieA^\nu) W^- \\
 \bar{\psi}_b i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_b &\rightarrow \bar{\psi}_b i\gamma^\mu D_\mu \psi_b = \bar{\psi}_b i\gamma^\mu (\partial_\mu + i[q]_b A_\mu) \psi_b \\
 \bar{\psi}_l i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_l &\rightarrow \bar{\psi}_l i\gamma^\mu D_\mu \psi_l = \bar{\psi}_l i\gamma^\mu (\partial_\mu - i[q]_l A_\mu) \psi_l
 \end{aligned} \tag{24}$$

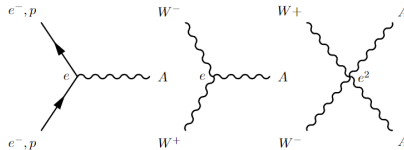


Figura: Vértice de interação entre as partículas do modelo investigado e o fóton

O modelo de Leptons de Steven Weinberg

O modelo de Weinberg é baseado na simetria de calibre $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, a Lagrangiana proveniente para o modelo de léptons de Weinberg é composta,

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{calibre} + \mathcal{L}_{leptons} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs} \\ \mathcal{L}_{calibre} &= -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \\ \mathcal{L}_{leptons} &= i\bar{L}\gamma^\mu(\partial_\mu + \frac{1}{2}ig\tau^a A^a_\mu + \frac{1}{2}ig'B_\mu)L + i\bar{R}\gamma^\mu(\partial_\mu + ig'B_\mu)R \\ \mathcal{L}_{Yukawa} &= -\lambda_e(\bar{L}\Phi R + \bar{R}\Phi^\dagger L), \quad \Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \\ \mathcal{L}_{Higgs} &= (D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi - V(\Phi^\dagger\Phi)\end{aligned}\tag{25}$$

A interações de Yukawa entre os campos de léptons e o campo de Higgs dão origem à massa do elétron após a quebra de simetria

A quebra espontânea de simetria de $SU_L(2) \otimes U_Y(1) \xrightarrow{\text{quebra}} U(1)_e$ é realizada pelo campo de Higgs adquirindo um valor esperado de vácuo,

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (26)$$

Esta quebra de simetria resulta na massa para os bósons W^\pm e Z^0 , mediadores da força fraca, enquanto o fóton γ permanece sem massa, como segue,

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \left(g \tau^a A^a_\mu + \frac{1}{2} g' B_\mu \right)^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} \left[g^2 (A^1_\mu)^2 + g^2 (A^2_\mu)^2 + (-g A^3_\mu + g' B_\mu)^2 \right] \end{aligned} \quad (27)$$

$$W^\pm_\mu = \frac{A^1_\mu \mp i A^2_\mu}{\sqrt{2}}, \quad Z^0_\mu = \frac{(g A^3_\mu - g' B_\mu)}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A_\mu = \frac{(g' A^3_\mu + g B_\mu)}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (28)$$

portanto,

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{v^2}{8}g^2W^+{}_{\mu}W^{+\mu} + \frac{v^2}{8}g^2W^-{}_{\mu}W^{-\mu} + \frac{v^2}{8}(g^2 + g'^2)Z^0{}_{\mu}Z^{0\mu} \quad (29)$$

assim temos as massas dos bósons vetoriais,

$$m_W = g\frac{v}{2} \quad m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2}\frac{v}{2} \quad m_A = 0 \quad (30)$$

definindo um ângulo de mistura ou ângulo de Weinberg-Salam, associado a mudança de base,

$$\begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c\theta_w & -s\theta_w \\ s\theta_w & c\theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c\theta_w & s\theta_w \\ -s\theta_w & c\theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix} \quad (31)$$

voltando a Lagrangiana de leptons,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{leptons} &= \bar{R}\gamma^\mu i(+ig' \cos\theta_w)RA_\mu + \bar{L}\gamma^\mu i(-ig \sin\theta_w\tau^3 + \frac{1}{2}ig' \cos\theta_w)LA_\mu \\ &= -g \sin\theta_w \bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_e A_\mu \end{aligned} \quad (32)$$

e de imediato podemos identificar a carga elétrica como sendo

$$e = g \sin \theta_w \text{ ou } e = g' \cos \theta_w \quad (33)$$

Por fim vou explicitar a massa do elétron,

$$\Delta \mathcal{L}_{Yukawa} = -\lambda_e \left[\bar{L} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} R + \bar{R} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} L \right]$$

$$m_e = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} \nu \quad (34)$$

incluindo os quarks up e down de forma análoga ao setor dos léptons podemos investigar o limite de baixas energias do decaimento beta negativo de forma análoga ao argumento de Leite Lopez,

$$i\bar{L}\gamma^\mu \left(\frac{1}{2} ig\tau^a A^a_\mu + \frac{1}{2} ig' B_\mu \right) L \rightarrow -\frac{g}{4} [\bar{u}(1 - \gamma_5)\gamma^\mu d + \bar{e}(1 - \gamma_5)\gamma^\mu \nu_e] [A^1_\mu + iA^2_\mu] =$$

$$= g_W [\bar{u}(1 - \gamma_5)\gamma^\mu d + \bar{e}(1 - \gamma_5)\gamma^\mu \nu_e] W^-_\mu = J_W^\mu W^-_\mu, \quad g_W = -\frac{\sqrt{2}}{4} g. \quad (35)$$

e investigando o regime de baixos momentos transferidos (m_W , grande) geramos uma interação efetiva corrente-corrente

$$J_W^\mu W_\mu^- \rightarrow J_W^\mu J_{W\mu} = \frac{g^2}{8m_W^2} [\bar{u}(1 - \gamma_5)\gamma^\mu d + \bar{e}(1 - \gamma_5)\gamma^\mu \nu_e]^2, \quad (36)$$

recuperando a teoria V-A de Feynman e Gell-Mann. No modelo de S. Weinberg o decaimento beta negativo é representado no diagrama abaixo da via união dos vértices de interação do bóson vetorial carregado W^- esboçados anteriormente.

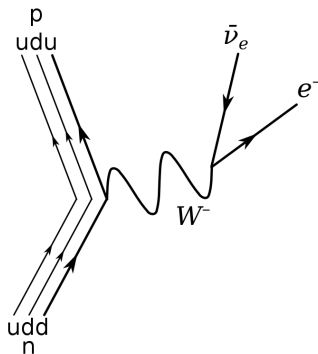


Figura: Decaimento beta negativo tendo em vista o modelo de S. Weinberg

ao compararmos com o valor da constante de Fermi G advinda do setor vetorial

$$G = \frac{g^2}{8e^2 m_W^2} \sim 10^{-4} \frac{1}{\left[\frac{\text{MeV}}{c^2}\right]^2} \quad (37)$$

e levando em conta que $e = g \sin \theta_w$, concluímos que:

$$m_W \sin \theta_w = 35,3 \quad m_W = m_Z \cos \theta_w. \quad (38)$$

exploramos o setor intermediado pela partícula vetorial neutra Z_0 , percebendo a seguinte estrutura,

$$J_Z^\mu Z_{0\mu} = g_Z [\bar{l}(C_V^l - C_A^l \gamma_5) \gamma^\mu l + \bar{\nu}_l(C_V^\nu - C_A^\nu \gamma_5) \gamma^\mu \nu_l + \bar{q}(C_V^q - C_A^q \gamma_5) \gamma^\mu q] Z_{0\mu} \quad (39)$$

resgatando uma corrente neutra J_Z^μ que não altera a carga elétrica dos férmions envolvidos, neste caso se medirmos o ângulo de mistura θ_w , igual no experimento Gargamelle (onde as correntes neutras foram encontradas), $\theta_w \sim 29^\circ$ e conseqüentemente,

$$m_W \sim 80,69 \frac{\text{MeV}}{c^2}, \quad m_Z \sim 89,85 \frac{\text{MeV}}{c^2}. \quad (40)$$

A questão dos sabores, isospin e SU(2) global

Apresentamos um conjunto de argumentos que, de certa forma, justificam a necessidade dos hadrons serem compostos por quarks elementares, percebemos que com duas partículas de isospin $t = \frac{1}{2}$ (quarks up u e down d) podemos gerar todas as partículas anteriores observando não apenas o diagrama de peso mas também o produto tensorial de duas e três representações de isospin $t = \frac{1}{2}$,

$$2 \otimes 2 = 1 \oplus 3$$

Mésons

π^+, π^0, π^- (triplite de isospin 1, $q\bar{q}$).

ρ^+, ρ^0, ρ^- (triplite de isospin 1, $q\bar{q}$).

η (singleto de isospin 0).

A decomposição significa que quando combinamos dois dubletos, obtemos uma representação singleto (isospin 0) e uma representação tríplete (isospin 1).

$$2 \otimes 2 \otimes 2 = 2 \oplus 2 \oplus 4$$

A decomposição indica que podemos formar dois dubletos (isospin 1/2) e um quadrupletto (isospin 3/2)

Bárions

Núcleons (p e n) (dubletos de isospin 1/2, qqq)
 $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ (quadrupletos de isospin 3/2, qqq)

De modo que representamos a troca de píons por núcleons no modelo de Yukawa-Heisenberg-Tamm em termos dos quarks up e down.

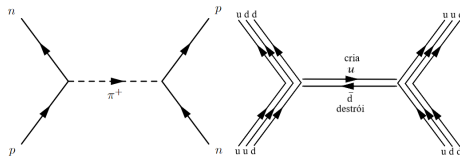


Figura: Prótons viram nêutrons por troca de píons em termos dos quarks ($(u\bar{d})d = u$)

Assim descrevemos a decomposição de produtos de representações de $SU(2)$ para formar mésons e bárions.

A questão das cores e a simetria de calibre SU(3) local

Por meio de uma transformação de calibre SU(3) local, introduzimos os campos de glúons A_{μ}^a ($a = 1, 2, 3 \dots 7, 8$) como campos de conexão, para garantir a invariância sob essas transformações locais,

$$\mathcal{L}_{cromo} = -\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^{\mu} D_{\mu} - m)\psi \tag{41}$$

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - igT_{(a)}A_{\mu}^a, \quad F^a_{\mu\nu} = (\partial_{\mu}A_{\nu}^a - \partial_{\nu}A_{\mu}^a) + gf_{abc}A_{\mu}^b A_{\nu}^c.$$

assim temos a lagrangiana da cromodinâmica descrevendo a interação entre quarks (matéria) e gluons (radiação).

E por fim concluímos modelo de Yukawa-Heisenberg-Tamm da interação forte, com uma dinâmica de sabor e cor.

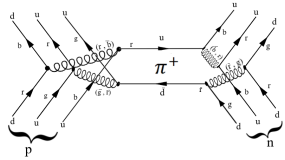


Figura: Um próton vira um neutro e vice versa via troca de um pion carregado positivamente em uma dinâmica de sabor e cor

Campos intermediadores da interação eletrofraca na abordagem de Stüeckelberg

Discutimos a aplicação do mecanismo de Stueckelberg para introduzir massa aos campos vetoriais (fótons) enquanto preserva a simetria de calibre local $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$.

$$\mathcal{L}_{calibre} = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{m_S^2}{2}\left(B_\mu - \frac{1}{m_S}S_\mu\right)\left(B^\mu - \frac{1}{m_S}S^\mu\right) \quad (42)$$

A ideia central foi modificar a Lagrangiana de calibre para incluir um campo escalar S_μ adicional e um termo de massa associado m_S , mantendo a simetria de calibre. incorporando o mecanismo de Higgs para gerar massas aos bósons vetoriais, W^\pm , Z^0 e A_μ

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \left(g\tau^a A^a_\mu + \frac{1}{2}g' B_\mu \right)^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \frac{m_S^2}{2} B_\mu B^\mu \quad (43)$$

Assim temos uma combinação do mecanismo de Higgs com o de Stueckelberg que resulta em uma matriz de massa, que pode ser diagonalizada para encontrar os bósons físicos.

Defindo um novo ângulo de mistura de Weinberg ($\theta = \theta_W + \delta$) para acomodar a nova base e diagonalizar a matriz de massa

$$\begin{pmatrix} A^3 & B \end{pmatrix} \frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 + \mu^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} Z^0 & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_Z^2 & 0 \\ 0 & m_A^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix} \quad (44)$$

$$\begin{pmatrix} A^3 \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^0 \\ A \end{pmatrix}$$

As equações que descrevem as massas dos bósons vetoriais são ajustadas para incluir o termo de Stueckelberg, resultando nas seguintes relações

$$\frac{m_W^2}{\cos^2\theta_w} - m_S^2 \sin^2\theta = m_Z^2, \quad \tan 2\theta \sim \frac{2gg'}{g^2 + g'^2}, \quad m_A = m_S \cos\theta_w \quad (45)$$

temos 4 variáveis (m_W, m_Z, θ_w e m_S) e 3 equações, necessitando de uma condição adicional para determinar a massa do fóton m_S .

Utilizando da incerteza experimental da carga elétrica Δe para refinar a análise,

$$e + \Delta e = g \sin(\theta_w + \delta) = g[\sin \theta_w \cos \delta + \sin \delta \cos \theta_w], \quad (\delta \sim \text{pequeno}). \quad (46)$$

Portanto somos levados aos seguintes resultados

$$e = g \sin \theta_w \cos \delta \quad \Delta e = g \sin \delta \cos \theta_w \quad (47)$$

assim:

$$\tan \delta = \frac{\Delta e}{e} \tan \theta_w \sim \delta \Rightarrow \delta \sim 3,919 \times 10^{-11} \quad (48)$$

e partir das relações (45) e (47), somos conduzidos ao resultado

$$\frac{\mu^2 \sin^2 2\theta_w}{e^2} \frac{1}{4} = \left[\frac{1}{\tan 2\theta_w} - \frac{1}{\tan 2\theta} \right]. \quad (49)$$

Utilizando algumas relações juntamente com algumas identidades trigonométricas apresentadas no texto, concluímos que a massa do fóton A_μ não pode ser maior do que o valor abaixo

$$\frac{m_A^2}{m_W^2} \leq 2\delta \sim 7,838 \times 10^{-11} \rightarrow m_A \leq 0,139 m_e \quad (50)$$

destacando como que nas medições experimentais da carga elétrica limita a massa do fóton.

Portanto, quanto mais preciso é a medida da carga elétrica ($m_A \rightarrow 0$).

Em conclusão, com o estudo dos campos intermediários na leitura da quebra espontânea de simetria (QES) revelou-se essencial para compreender os mecanismos fundamentais que regem as interações das partículas no Modelo Padrão. Dessa forma, obtivemos resultados interessantes sobre como as partículas adquirem massa no contexto da quebra espontânea de simetria.

simetria de calibre

J. C. Taylor, Gauge Theories In The Twentieth Century (World Scientific Publishing Company, Singapore, 2001).

Yang, C. and R. Mills, Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance. Phys. Rev. 96, 191 (1954).

R. Shaw, Problem of Particle Types and Other Contributions to the Theory of Elementary Particles. Tese de Doutorado, Cambridge University, Cambridge (1955).

R. Utiyama, Invariant Theoretical Interpretation of Interaction, Phys. Rev. 101, 1597 (1957).

quebra espontânea e teoria eletrofraca

J. L. Lopes, Gauge Field Theories an Introduction (Pergamom Press, Oxford, 1981).

J. L. Lopes, Lectures on weak interactions: From Fermi-Majorana-Perrin to Glashow-Weinberg-Salam and some cotributions from Latin American physicists, Mexico Nacional University (1986).

Bassalo e Caruso, Leite Lopes, 1st. edn. (LF, São Paulo, 2014).

J. Leite Lopes, A model of the universal fermi interaction, Nucl. Phys. 8, 234 (1958); O. Klein, On the theory of charged fields, Surveys in High Energy Physics, 5:3, 269-285 (1986).

Forty years of the first attempt at the electroweak unification and of the prediction of the weak neutral boson Z_0 , Braz. J. Phys. 29, n3 (1999).

Salam-Weinberg

A. Salam and J. C. Ward, Electromagnetic and Weak Interactions, Phys. Lett. 13, 2 (1964);
S. Weinberg, A Model of Leptons, Phys. Ver. 19, 21 (1967).

Stüeckelberg

H. Ruegg and M. R. Altaba, The Stueckelberg Field, International Journal of Modern Physics
A 19, 3265 (2004).

Partículas e Campos

J. B. Neto, Teoria de Campos e a Natureza-parte quântica, (Livraria da Física, São Paulo, 2017).

Agradecimentos

Gostaria de expressar minha profunda gratidão aos membros da banca examinadora, por dedicarem seu tempo e conhecimento na avaliação deste trabalho. Ao Professor Anderson A. Nogueira sua orientação foram essenciais para a realização deste trabalho.

Agradeço também a todos que assistiram à minha apresentação.

Por fim, meus sinceros agradecimentos ao Instituto de Física da UNIFAL-MG.

