

Introdução à Física das Partículas Elementares

4300422

edisiplinas.if.usp.br

(buscar: física das partículas elementares)

Fernando S Navarra

navarra@if.usp.br

Guilherme Germano

guilherme.germano@usp.br

Plano do Curso

14/03	Cap. 1	25/04	Cap. 4	25/05	Cap. 9
16/03	Cap. 1	27/04	Cap. 5	30/05	Cap. 9
21/03	Cap. 2	02/05	Cap. 6	01/06	Cap. 9
23/03	Cap. 2	04/05	Cap. 6	06/06	
28/03	Cap. 3	09/05	Cap. 7	08/06	
30/03	Cap. 3	11/05	Cap. 7	13/06	Cap. 10
04/04		16/05	Cap. 8	15/06	Cap. 10
06/04		18/05	Cap. 8	20/06	Cap. 11 (Daniel)
11/04	Cap. 4	23/05	P2	22/06	Cap. 11 ←
13/04	Cap. 4			27/06	Cap. 11 (Lucas, Fran)
18/04	Cap. 4			29/06	P3
20/04	P1	Monitoria 27/06 18:00 Sala 2003		04/07	Sub

3ª Prova

Capítulo 09 : exercícios 9.1 e 9.5

Capítulo 10 : exercícios 10.1 , 10.2 , 10.5 e ler a seção 10.9 para fazer o exercício 10.6

Capítulo 11 : exercícios 11.1 e 11.3

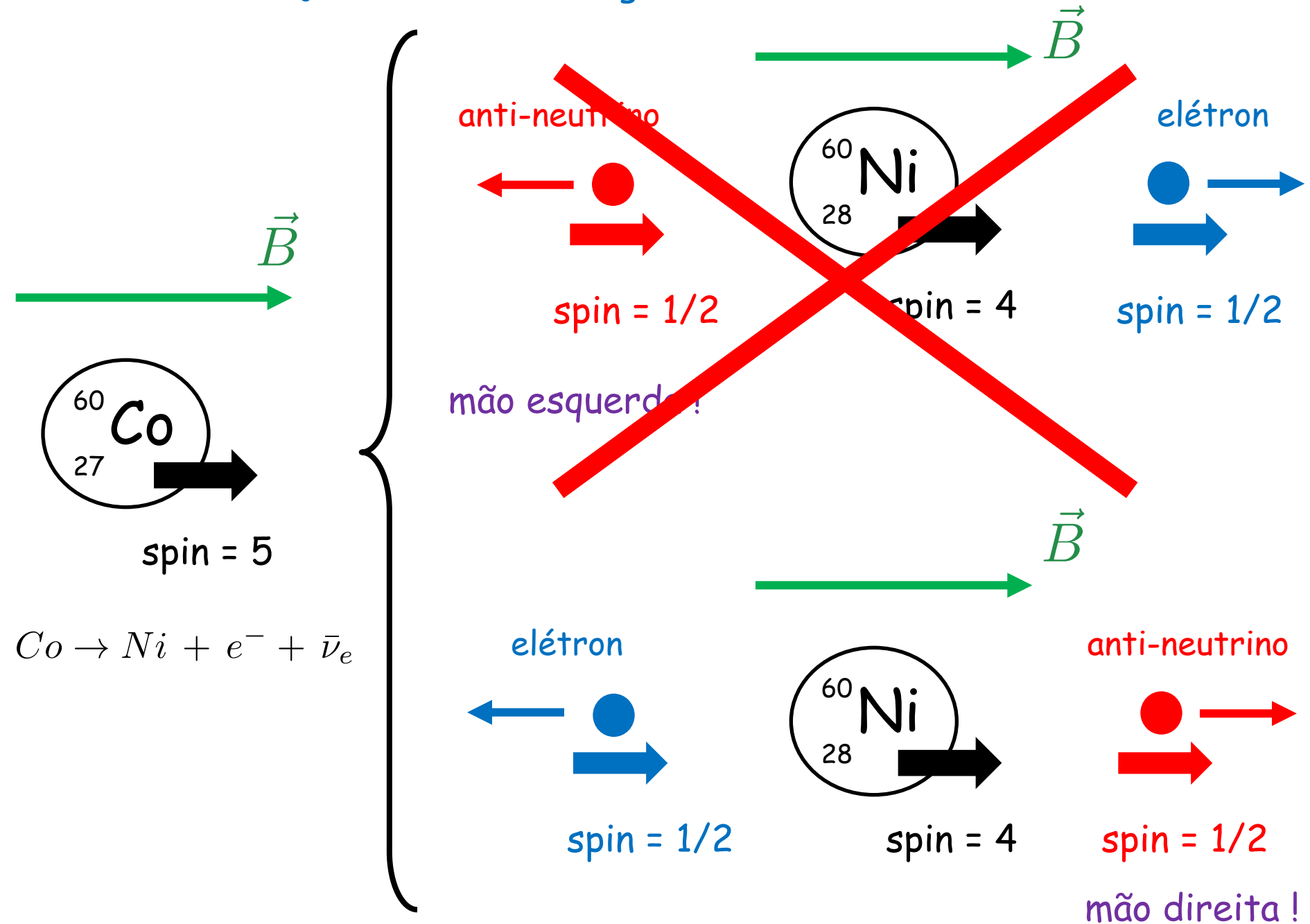
Reproduzir as passagens dos slides !

Aula 24

Capítulo 11

Interações Fracas

Conservação do momento angular e do momento linear

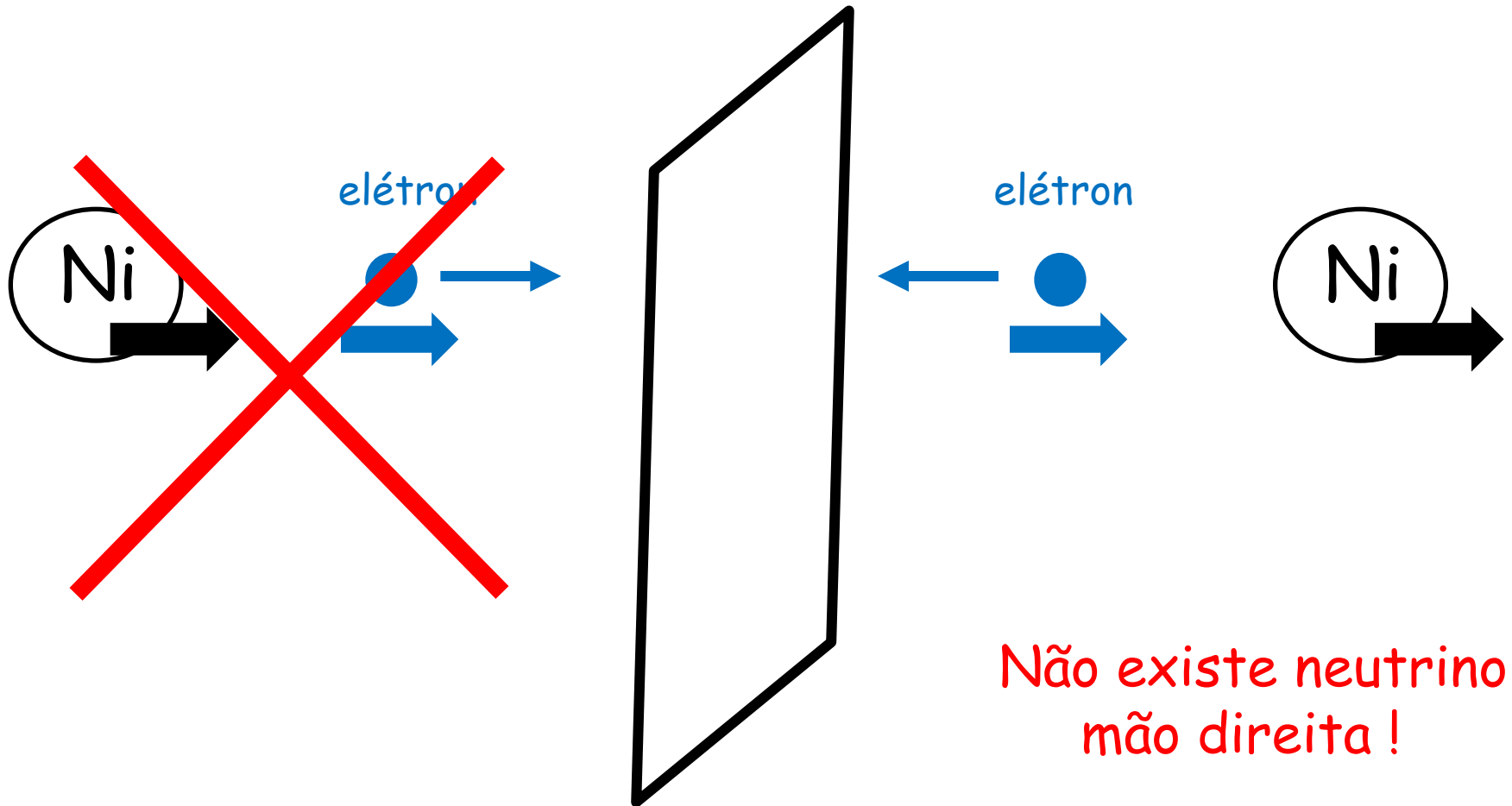


O espelho

O espelho "faz" a transformação de paridade.

Não existe a imagem especular do segundo processo

Quando a paridade é conservada ela existe !



A transformação de paridade para fermions :

$$u \xrightarrow{\hat{P}} \hat{P}u = \gamma^0 u$$

$$\bar{u} \xrightarrow{\hat{P}} \bar{u} \gamma^0$$

Uma corrente vetorial não é auto-estado de paridade $j_V^\mu = \bar{u}(p') \gamma^\mu u(p)$

O produto escalar das duas correntes vetoriais é invariante por paridade:

$$j_e \cdot j_q = j_e^0 j_q^0 - j_e^k j_q^k \xrightarrow{\hat{P}} j_e^0 j_q^0 - (-j_e^k)(-j_q^k) = j_e \cdot j_q,$$

Uma corrente axial não é auto-estado de paridade $j_A^\mu = \bar{u}(p') \gamma^\mu \gamma^5 u(p)$

O produto escalar de duas correntes axiais é invariante por paridade:

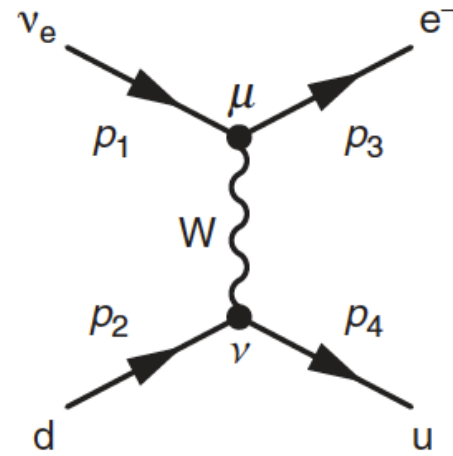
$$j_1 \cdot j_2 = j_1^0 j_2^0 - j_1^k j_2^k \xrightarrow{\hat{P}} (-j_1^0)(-j_2^0) - j_1^k j_2^k = j_1 \cdot j_2.$$

O produto escalar de uma corrente vetorial e uma axial inverte a paridade:

$$j_V \cdot j_A \longrightarrow -j_V \cdot j_A$$

Viola a paridade !

Vamos estudar o processo:



$$j_{\nu e}^{\mu} = \bar{u}(p_3)(g_V \gamma^{\mu} + g_A \gamma^{\mu} \gamma^5)u(p_1) = g_V j_{\nu e}^V + g_A j_{\nu e}^A.$$

$$j_{du}^{\nu} = \bar{u}(p_4)(g_V \gamma^{\nu} + g_A \gamma^{\nu} \gamma^5)u(p_2) = g_V j_{du}^V + g_A j_{du}^A.$$

$$\mathcal{M}_{fi} \propto j_{\text{ve}} \cdot j_{\text{du}} = g_V^2 j_{\text{ve}}^V \cdot j_{\text{du}}^V + g_A^2 j_{\text{ve}}^A \cdot j_{\text{du}}^A + g_V g_A (j_{\text{ve}}^V \cdot j_{\text{du}}^A + j_{\text{ve}}^A \cdot j_{\text{du}}^V)$$

$$j_{\text{ve}} \cdot j_{\text{du}} \xrightarrow{\hat{P}} g_V^2 j_{\text{ve}}^V \cdot j_{\text{du}}^V + g_A^2 j_{\text{ve}}^A \cdot j_{\text{du}}^A - g_V g_A (j_{\text{ve}}^V \cdot j_{\text{du}}^A + j_{\text{ve}}^A \cdot j_{\text{du}}^V)$$

$$|g_V| = |g_A| \quad \text{Violação máxima}$$

Interação	$V - A$	$\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$
-----------	---------	--

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

A estrutura quiral das interações fracas

$$\left\{ \begin{array}{ll} P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) & \text{projektor direito} \\ P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) & \text{projektor esquerdo} \end{array} \right.$$

Qualquer espinor pode ser decomposto em parte direita e parte esquerda :

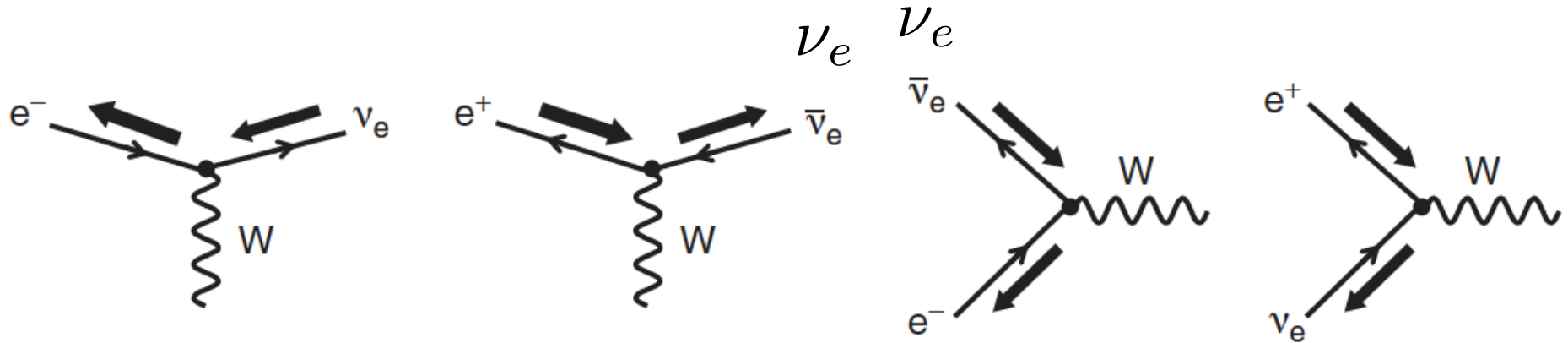
$$u = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)u + \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)u = P_R u + P_L u = u_R + u_L$$

A corrente V-A seleciona a componente de mão esquerda.

A de mão direita dá zero :

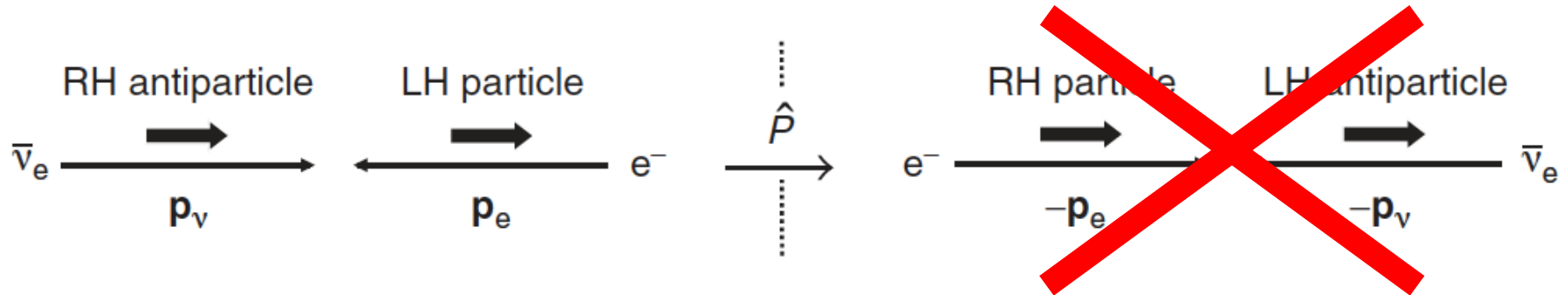
$$j_{RR}^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_R(p') \gamma^\mu \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) u_R(p) = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_R(p') \gamma^\mu P_L u_R(p) = 0,$$

Processos permitidos no limite $E \gg m$



Helicidade é conservada no vértice: simetria quiral continua valendo!

Por causa da violação da paridade, agora há menos vértices !



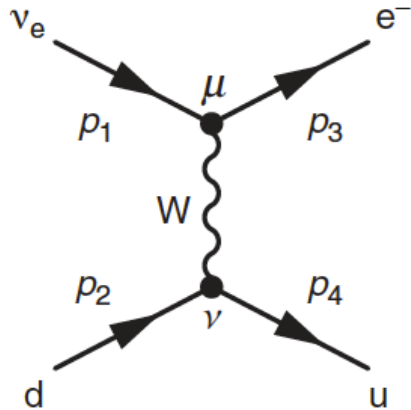
A corrente V-A { seleciona a componente de mão esquerda.
viola a paridade

Hummm...
Tamo juntando as coisas !



Interações Fracas (QFD)

Regras de Feynman	{	Linhas externas	→	iguais às da QED
		Vértices	→	V - A
		Propagadores	→	boson W massivo



Vértice :

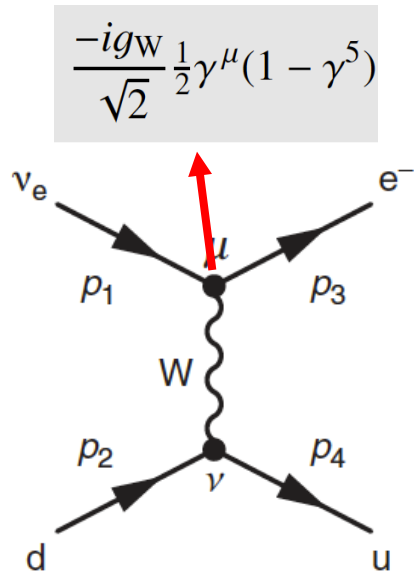
$$j^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}(p') \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p).$$

Fator no vértice :

$$\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$$

A corrente V-A {
seleciona a componente de mão esquerda.
viola a paridade

O propagador do bóson W



$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2}$$



$$\frac{-i}{q^2 - m_W^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2} \right)$$

A teoria "efetiva" de Fermi

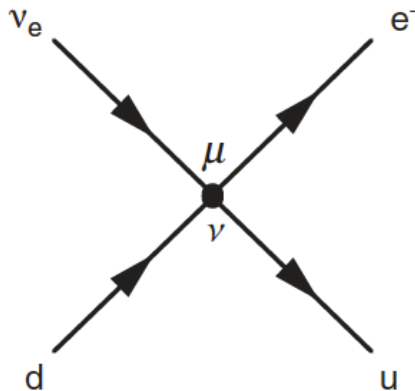
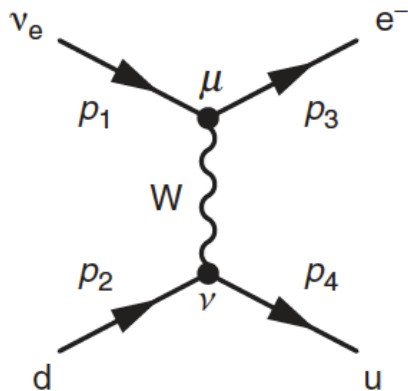
A baixas energias

$$|q^2| \ll m_W^2$$

$$\frac{-i}{q^2 - m_W^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2} \right)$$



$$i \frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2}$$



Interação de contato !

Antes : $\mathcal{M}_{fi} = G_F g_{\mu\nu} [\bar{\psi}_3 \gamma^\mu \psi_1] [\bar{\psi}_4 \gamma^\nu \psi_2]$ sem violação de paridade !

Depois : $\mathcal{M}_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F g_{\mu\nu} [\bar{\psi}_3 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_1] [\bar{\psi}_4 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \psi_2]$, viola a paridade !

A teoria completa do modelo padrão :

$$\mathcal{M}_{fi} = - \left[\frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_3 \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_1 \right] \cdot \left[\frac{g_{\mu\nu} - \cancel{q_\mu q_\nu / m_W^2}}{\cancel{q^2} - m_W^2} \right] \cdot \left[\frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_4 \frac{1}{2} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \psi_2 \right]$$

quando $q^2 \ll m_W^2$

$$M_{fi} = \frac{g_W^2}{8m_W^2} g_{\mu\nu} [\bar{\psi}_3 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_1] [\bar{\psi}_4 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \psi_2] \quad \rightarrow \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8m_W^2}$$

Intensidade da Interação Fraca

Podemos medir bem o decaimento: $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$

Com a teoria de Fermi podemos calcular a largura de decaimento:

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e) = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

Descobrimos que $G_F = 1.166\,38 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

Usando que

$$m_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8m_W^2}$$

Concluimos que

$$\alpha_W = \frac{g_W^2}{4\pi} = \frac{8m_W^2 G_F}{4\sqrt{2}\pi} \approx \frac{1}{30}$$

$$\alpha_W > \alpha$$

A interação fraca seria mais forte que a eletromagnética...

Mas $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8m_W^2}$ a massa do bóson W diminui a intensidade da interação

A intensidade relativa entre QED e QFD depende de q^2 :

A baixas energias temos baixos q^2 :

$$|q^2| \ll m_W^2 \quad \left\{ \begin{array}{l} P_W \sim \frac{1}{q^2 - m_W^2} \approx -\frac{1}{m_W^2} \\ P_{QED} \sim \frac{1}{q^2} \end{array} \right. \quad P_{QED} \gg P_W$$

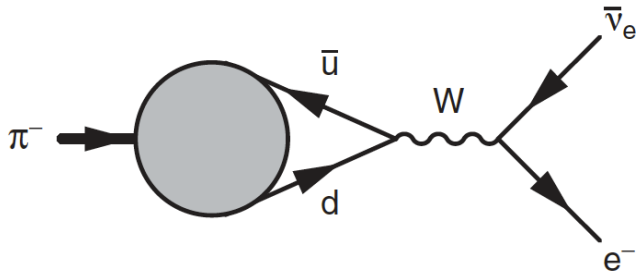
$$|q^2| > m_W^2 \quad \left\{ \begin{array}{l} P_W \simeq \frac{1}{q^2} \\ P_{QED} \sim \frac{1}{q^2} \end{array} \right. \quad P_{QED} \simeq P_W$$

Em altas energias elas têm a mesma "força" !

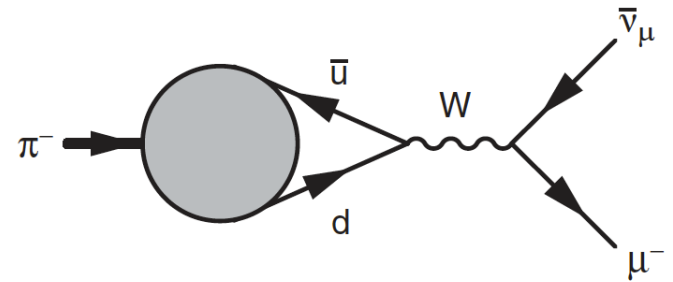
Uma experiência
com resultado
surpreendente

Decaimento fraco de pions carregados

$$\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$$



$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$



$$a \rightarrow 1 + 2$$

$$\Gamma = \frac{p^*}{32\pi^2 m_a^2} \int |\mathcal{M}_{fi}|^2 d\Omega,$$

$$p^* = \frac{1}{2m_i} \sqrt{[(m_i^2 - (m_1 + m_2)^2)][m_i^2 - (m_1 - m_2)^2]}$$

$$m_2 = m_\nu \simeq 0$$

$$p^* = \frac{m_i^2 - m_1^2}{2m_i}$$

$$m_1 = \begin{cases} m_\mu = 100 \text{ MeV} \\ m_e = 0.5 \text{ MeV} \end{cases}$$

$$p_e^* \gg p_\mu^*$$

$$\Gamma_e \gg \Gamma_\mu$$

mas...

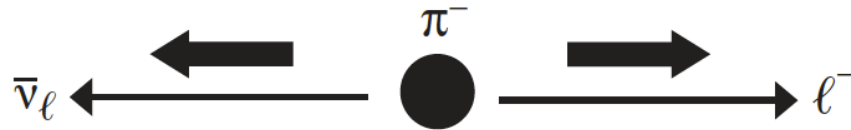
Vemos o oposto !

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 1.230(4) \times 10^{-4}$$

FIM

Uma explicação
qualitativa

Pion tem spin zero $\longrightarrow$ lepton e neutrino formam um singlete de spin



duas partículas
"mão direita"

$$u_{\uparrow} \equiv \frac{1}{2} \left(1 + \frac{p}{E + m} \right) u_R + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{p}{E + m} \right) u_L$$



componente
favorecida pela
interação fraca

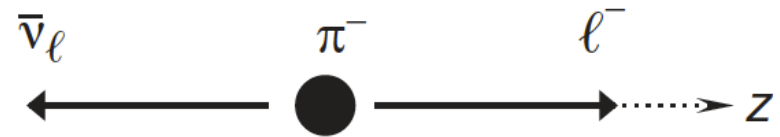
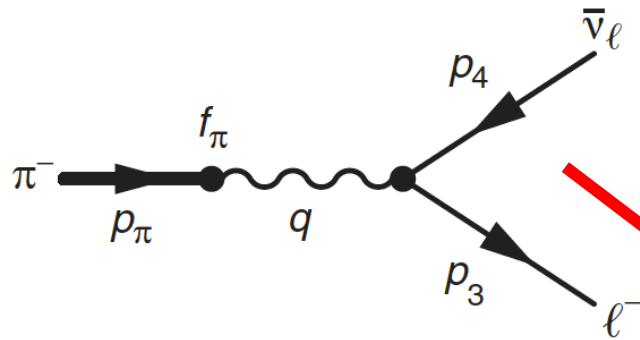
$$\mathcal{M} \sim \frac{1}{2} \left(1 - \frac{p_{\ell}}{E_{\ell} + m_{\ell}} \right)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\ell} = \frac{m_{\pi}^2 + m_{\ell}^2}{2m_{\pi}} \\ p_{\ell} = \frac{m_{\pi}^2 - m_{\ell}^2}{2m_{\pi}} \end{array} \right. \longrightarrow \frac{p_{\ell}}{E_{\ell} + m_{\ell}} = \frac{m_{\pi} - m_{\ell}}{m_{\pi} + m_{\ell}} \longrightarrow \mathcal{M} \sim \frac{m_{\ell}}{m_{\pi} + m_{\ell}}$$

O lepton de massa menor tem uma amplitude menor !

A explicação da teoria V-A

Decaimento fraco de pions carregados



$$p_\pi = (m_\pi, 0, 0, 0)$$

$$p_\ell = p_3 = (E_\ell, 0, 0, p)$$

$$p_{\bar{\nu}} = p_4 = (p, 0, 0, -p)$$

$$j_\ell^\nu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_3) \frac{1}{2} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) v(p_4)$$

Os quarks dentro do pion não estão livres. Corrente do pion : $f_\pi p_\pi^\mu$

$$\mathcal{M}_{fi} = \left[\frac{g_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} f_\pi p_\pi^\mu \right] \times \left[\frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2} \right] \times \left[\frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_3) \gamma^\nu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_4) \right]$$

$$= \frac{g_W^2}{4m_W^2} g_{\mu\nu} f_\pi p_\pi^\mu \bar{u}(p_3) \gamma^\nu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_4)$$

No sistema do centro de massa o pion está em repouso $p_\pi^0 = m_\pi$

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi \bar{u}(p_3) \gamma^0 \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_4) \quad \bar{u} \gamma^0 = u^\dagger \gamma^0 \gamma^0 = u^\dagger$$

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi u^\dagger(p_3) \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_4) \quad \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) v(p_4) = v_\uparrow(p_4)$$

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi u^\dagger(p_3) v_\uparrow(p_4)$$

$$u_\uparrow(p_3) = \sqrt{E_\ell + m_\ell} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{\mathbf{p}}{E_\ell + m_\ell} \\ 0 \end{pmatrix} \quad u_\downarrow(p_3) = \sqrt{E_\ell + m_\ell} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -\frac{\mathbf{p}}{E_\ell + m_\ell} \end{pmatrix} \quad v_\uparrow(p_4) = \sqrt{\mathbf{p}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi \sqrt{E_\ell + m_\ell} \sqrt{\mathbf{p}} \left(1 - \frac{\mathbf{p}}{E_\ell + m_\ell} \right) \quad u_\downarrow^\dagger(p_3) v_\uparrow(p_4) = 0$$

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{g_W^2}{4m_W^2} f_\pi m_\pi \cdot \frac{m_\pi + m_\ell}{\sqrt{2}m_\pi} \cdot \left(\frac{m_\pi^2 - m_\ell^2}{2m_\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2m_\ell}{m_\pi + m_\ell} = \left(\frac{g_W}{2m_W} \right)^2 f_\pi m_\ell (m_\pi^2 - m_\ell^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$\langle |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rangle \equiv |\mathcal{M}_{fi}|^2 = 2G_F^2 f_\pi^2 m_\ell^2 (m_\pi^2 - m_\ell^2)$$

$$E_\ell = \frac{m_\pi^2 + m_\ell^2}{2m_\pi}$$

$$p_\ell = \frac{m_\pi^2 - m_\ell^2}{2m_\pi}$$

$$\Gamma = \frac{p^*}{32\pi^2 m_a^2} \int |\mathcal{M}_{fi}|^2 d\Omega,$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8m_W^2}$$

$$\Gamma = \frac{4\pi}{32\pi^2 m_\pi^2} p \langle |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rangle = \frac{G_F^2}{8\pi m_\pi^3} f_\pi^2 \left[m_\ell (m_\pi^2 - m_\ell^2) \right]^2$$

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left[\frac{m_e(m_\pi^2 - m_e^2)}{m_\mu(m_\pi^2 - m_\mu^2)} \right]^2 = 1.26 \times 10^{-4} = 1.230(4) \times 10^{-4}$$

Valor experimental !

Só observamos elétrons numa direção !

Só existem antineutrinos mão direita !

Só existem neutrinos mão esquerda !



Madame Wu
Prêmio Wolf 1978

Prêmio Nobel 1957
T.D. Lee and C.N. Yang

Minha lição de casa:

1) De onde vem o spin de um núcleo: dos spins dos nucleons? do momento angular ?

Nuclear Spin

$$L = m v r$$

It is common practice to represent the total angular momentum of a nucleus by the symbol I and to call it "nuclear spin". For electrons in atoms we make a clear distinction between [electron spin](#) and electron [orbital angular momentum](#), and then combine them to give the [total angular momentum](#). But nuclei often act as if they are a single entity with intrinsic angular momentum I . Associated with each nuclear spin is a [nuclear magnetic moment](#) which produces magnetic interactions with its environment.

A characteristic of the collection of protons and neutrons (which are [fermions](#)) is that a nucleus of odd mass number A will have a half-integer spin and a nucleus of even A will have integer spin. The suggestion that the angular momenta of nucleons tend to form pairs is supported by the fact that all nuclei with even Z and even N have nuclear spin $I=0$. For

Isotopes of Cobalt

Z	A	Atomic Mass (u)	Nuclear Mass(GeV/c ²)	Binding Energy(MeV)	Spin	Natural Abund.	Half-life	Decay	Q MeV
27	56	55.939841	52.0943	486.92	4	...	77.7d	b+	4.57
27	57	56.936294	53.0225	498.29	7/2	...	271d	EC	0.84
27	59	58.933198	54.8826	517.32	7/2	1.00	stable	...	...
27	60	59.933820	55.8147	524.81	5	...	5.272y	b-	2.82

2) Paridade dos barions :

$$P_{barion} = P(quark_1) \cdot P(quark_2) \cdot P(quark_3) \cdot (-1)^l$$

3) Operador de Paridade na eq. de Dirac. Está na aula 9 !

Transformação de paridade = inversão das coordenadas espaciais

$$x' = -x, \quad y' = -y, \quad z' = -z \quad t' = t$$

ψ é solução da Eq. de Dirac ψ' é a solução "espelhada"

$$\psi' = \hat{P}\psi \quad \longrightarrow \quad \hat{P}\psi' = \psi \quad \psi = \hat{P}\psi'$$

A função de onda transformada deve satisfazer a eq. de Dirac nas novas coordenadas :

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

$$i\gamma^1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + i\gamma^2 \frac{\partial \psi}{\partial y} + i\gamma^3 \frac{\partial \psi}{\partial z} - m\psi = -i\gamma^0 \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

Vamos substituir $\psi = \hat{P}\psi'$ na equação acima e chegar na equação de ψ'

$$i\gamma^1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + i\gamma^2 \frac{\partial \psi}{\partial y} + i\gamma^3 \frac{\partial \psi}{\partial z} - m\psi = -i\gamma^0 \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

$$\psi = \hat{P}\psi'$$

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

Multiplicamos por γ^0 e passamos para as coords linha invertendo sinais
 $(dx = -dx', dy = -dy', dz = -dz')$

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

Usando $\gamma^0 \gamma^k = -\gamma^k \gamma^0$

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

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

Deve ser igual a

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

Então $\gamma^0\hat{P} = \pm I \quad \longrightarrow \quad \hat{P} = +\gamma^0 \quad \text{ou} \quad \hat{P} = -\gamma^0$

Escolhemos o sinal positivo e assim determinamos o operador P

$$\psi \rightarrow \hat{P}\psi = \gamma^0\psi.$$



