

matheus@ift.unesp.br

<http://www.ift.unesp.br/users/matheus/>

Física de Partículas

Parte 3

Ricardo D'Elia Matheus

XXVII Jornada de Física Teórica

09 a 13 de julho de 2012

Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

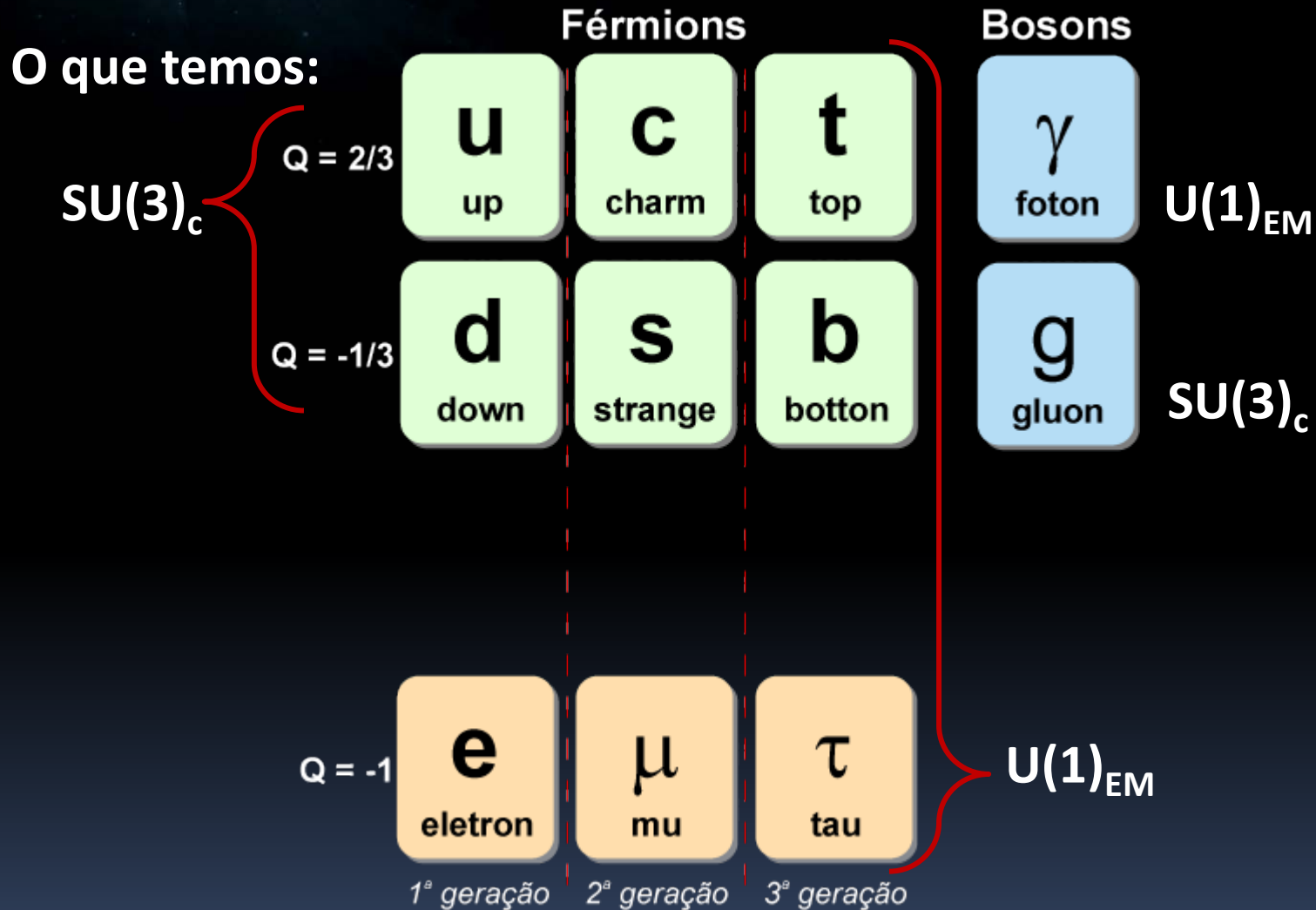
Onde estamos: sabemos qual teoria usar para estudar partículas elementares (TQC) e vimos como as suposições físicas nos levam a construir nossos modelos (as Lagrangeanas).

Buscamos então a Lagrangeana específica que descreve o que já observamos na natureza com objetivo de entender as forças nucleares forte e fraca.

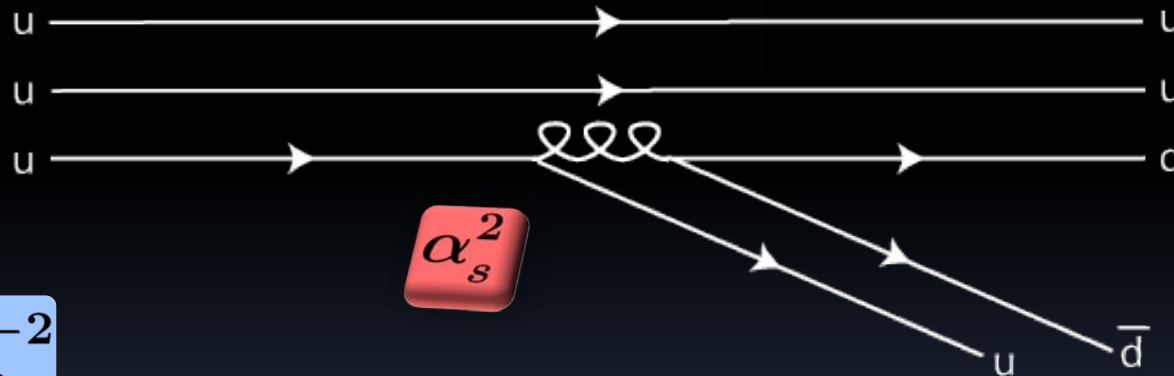
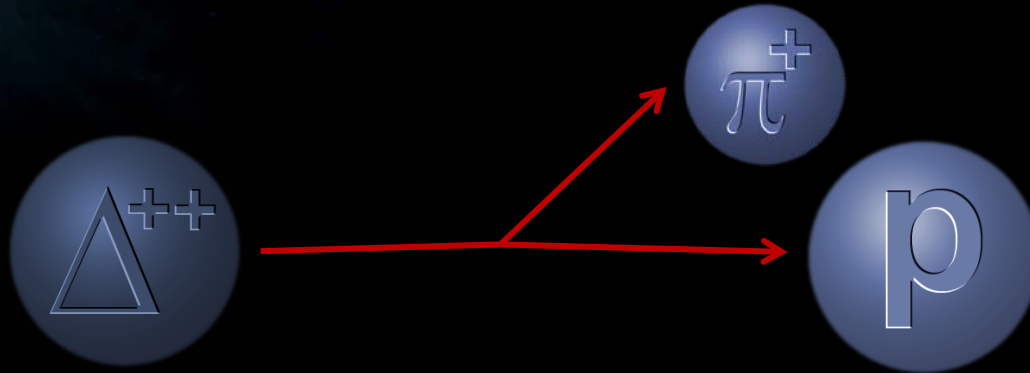
A interação forte e o rico espectro de hadrons foram obtidos a partir dos quarks e da interação por eles sentida, a **Cromodinâmica Quântica** (QCD).

Agora é a vez da Força Nuclear Fraca

Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



Intensidade das Interações

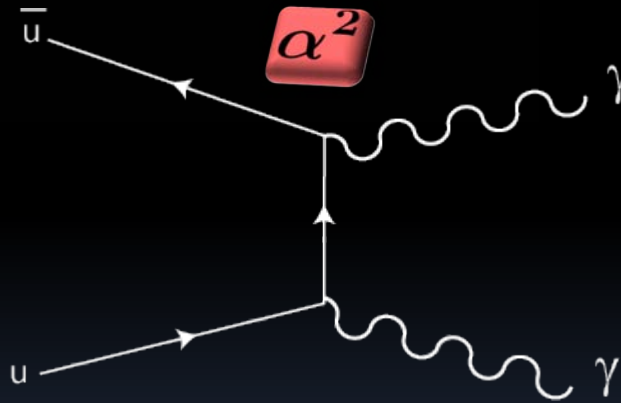
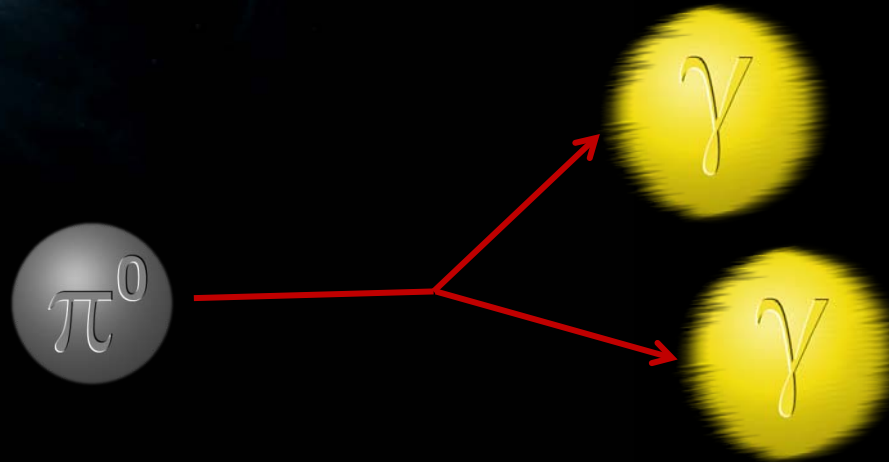


QCD

$$\tau_s \propto \alpha_s^{-2}$$

O tempo médio desse decaimento é de 10^{-23} s.

Intensidade das Interações



QED

$$\tau_{em} \propto \alpha^{-2}$$

O tempo médio desse decaimento é de 10^{-16} s.

Intensidade das Interações

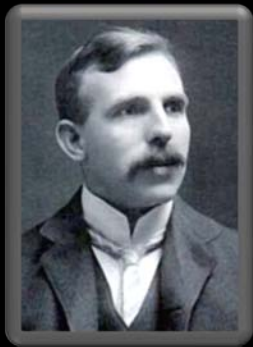


$$\frac{\tau_{em}}{\tau_s} \simeq \left(\frac{\alpha_s}{\alpha} \right)^2 = 10^4 \sim 10^6$$

QCD vs. QED

A força nuclear fraca

Decaimento Beta



*(no começo não sabiam do neutron
mas logo ficaria claro que era ele a decair)*



1899



A vida média do nêutron é de 15 minutos! Diversas outras partículas “estranhas” foram observadas com vidas médias bem mais curtas - mas ainda longas demais para QCD ou QED. Mesmo se pegarmos as que decaem mais rápido (10^{-10} s), parece haver força(s) nova(s) por aí. Assumindo que existe algo equivalente a α , podemos estimar que (para $\tau = 10^{-10}$ s):

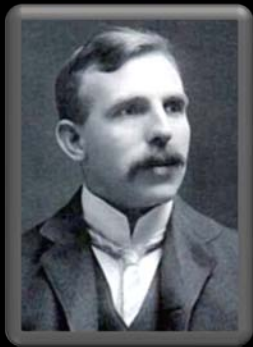
$$\alpha_s \simeq 1$$

$$\alpha \simeq 10^{-2}$$

$$\alpha_W \simeq 10^{-6}$$

A força nuclear fraca

Decaimento Beta



1899

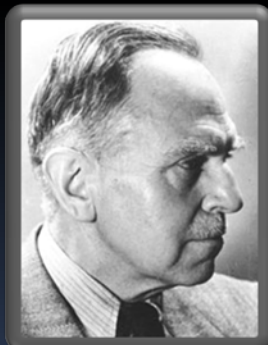


$E_e = 0,782 \text{ MeV}$

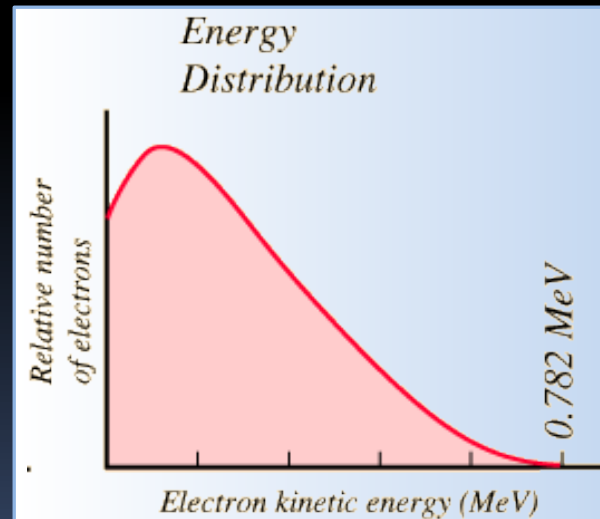


Hahn

Meitner



1911



Missing Energy!

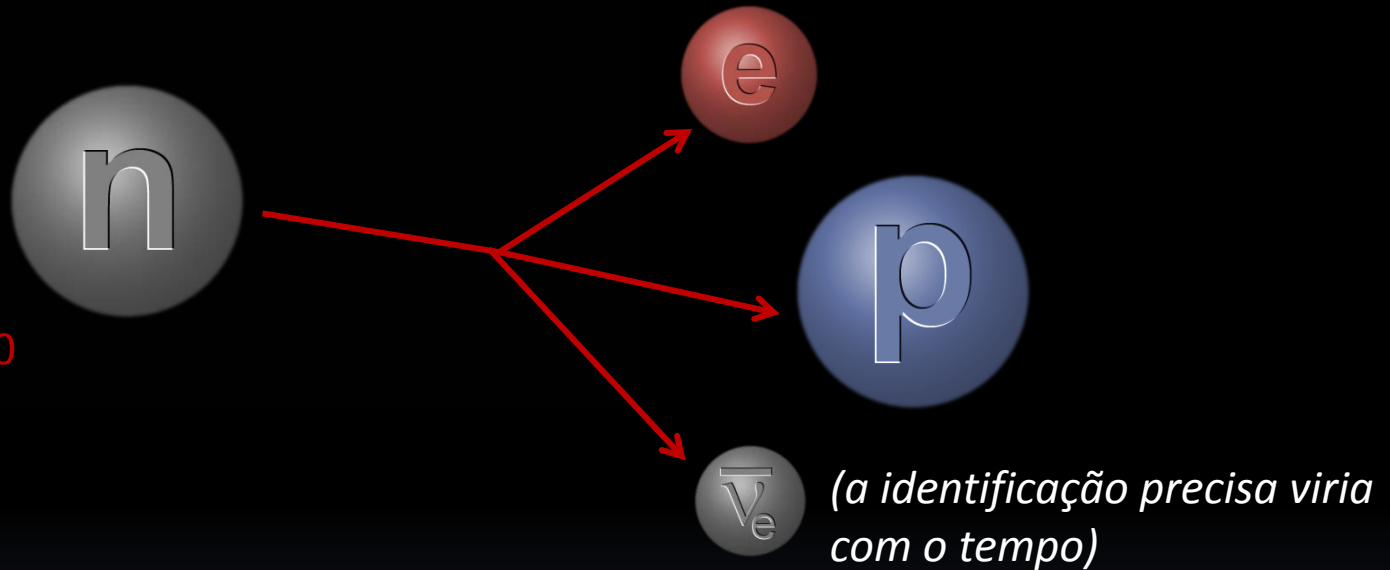
A força nuclear fraca

Decaimento Beta

Pauli



1930



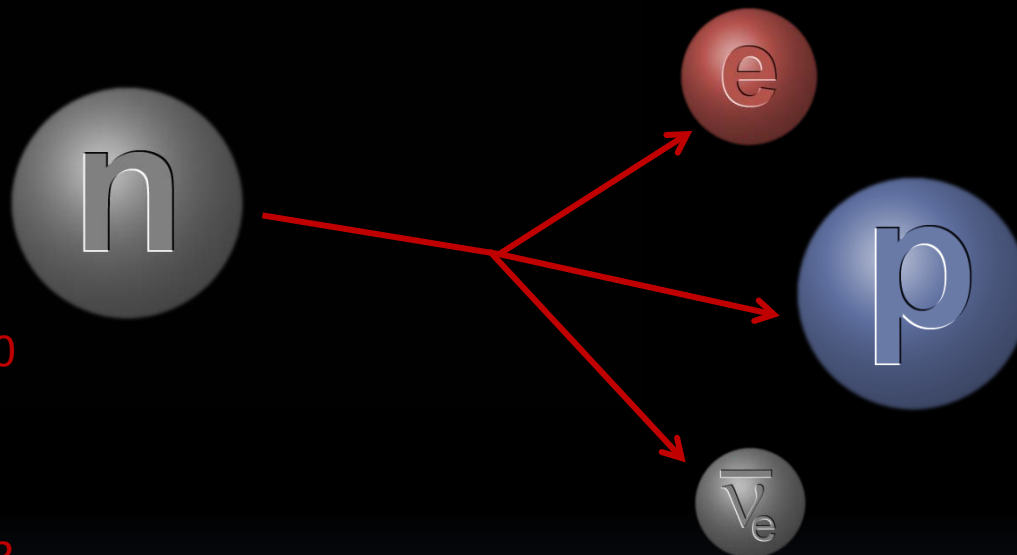
A força nuclear fraca

Decaimento Beta

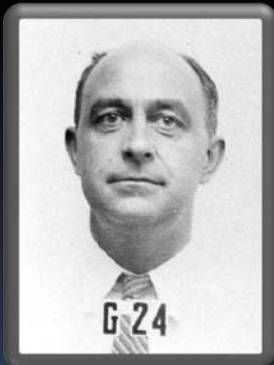
Pauli



1930



Fermi



1933

$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi} \Gamma_\mu \psi \bar{\psi} \Gamma'^\mu \psi$$

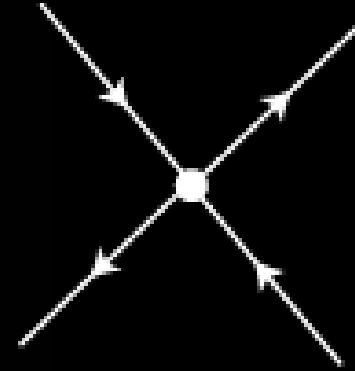
$$\Gamma_\mu = \Gamma'_\mu = \gamma_\mu$$

(posteriormente generalizado para outras interações de 4 férmions)

A força nuclear fraca

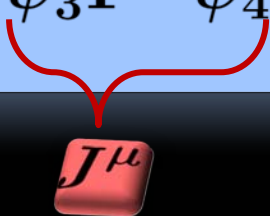
Interação de Fermi

$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \Gamma_\mu \psi_2 \bar{\psi}_3 \Gamma'^\mu \psi_4$$



A força nuclear fraca

Interação de Fermi

$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \Gamma_\mu \psi_2 \underbrace{\bar{\psi}_3 \Gamma'^\mu \psi_4}_{J^\mu} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J'^\mu$$


A força nuclear fraca

Interação de Fermi

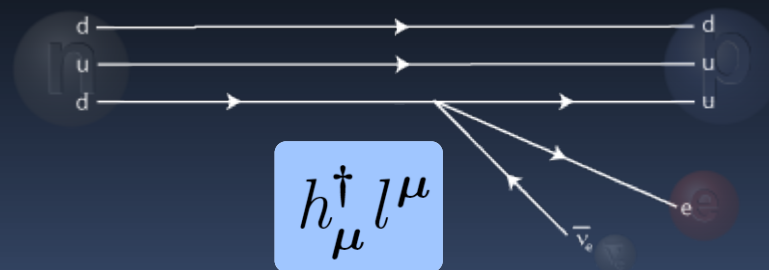
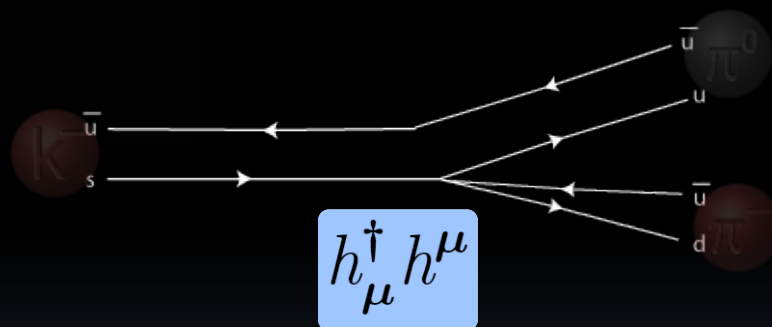
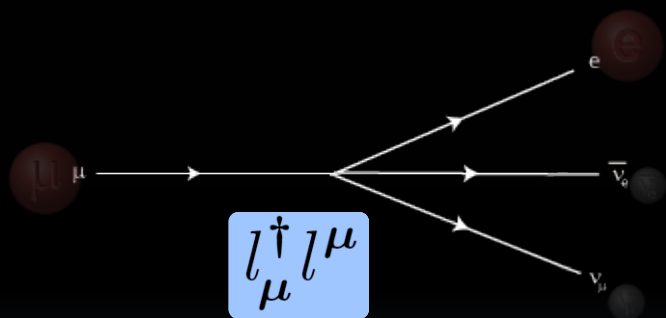
$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J'^\mu$$

$$h^\mu$$

Corrente hadrônica (dois campos de quark)

$$l^\mu$$

Corrente leptônica (dois campos de leptons)

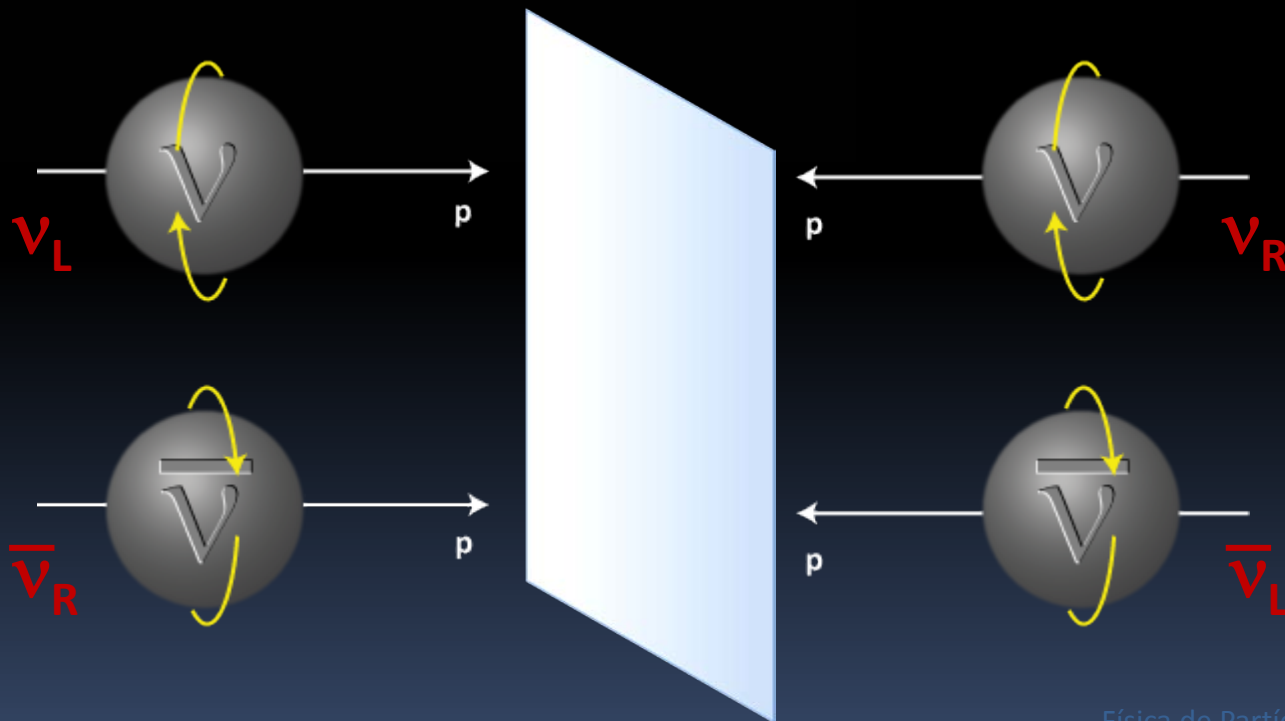


A força nuclear fraca

Corrente leptônica :

$$l_\alpha = \bar{e}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_\mu$$

(1) Violação de Paridade!

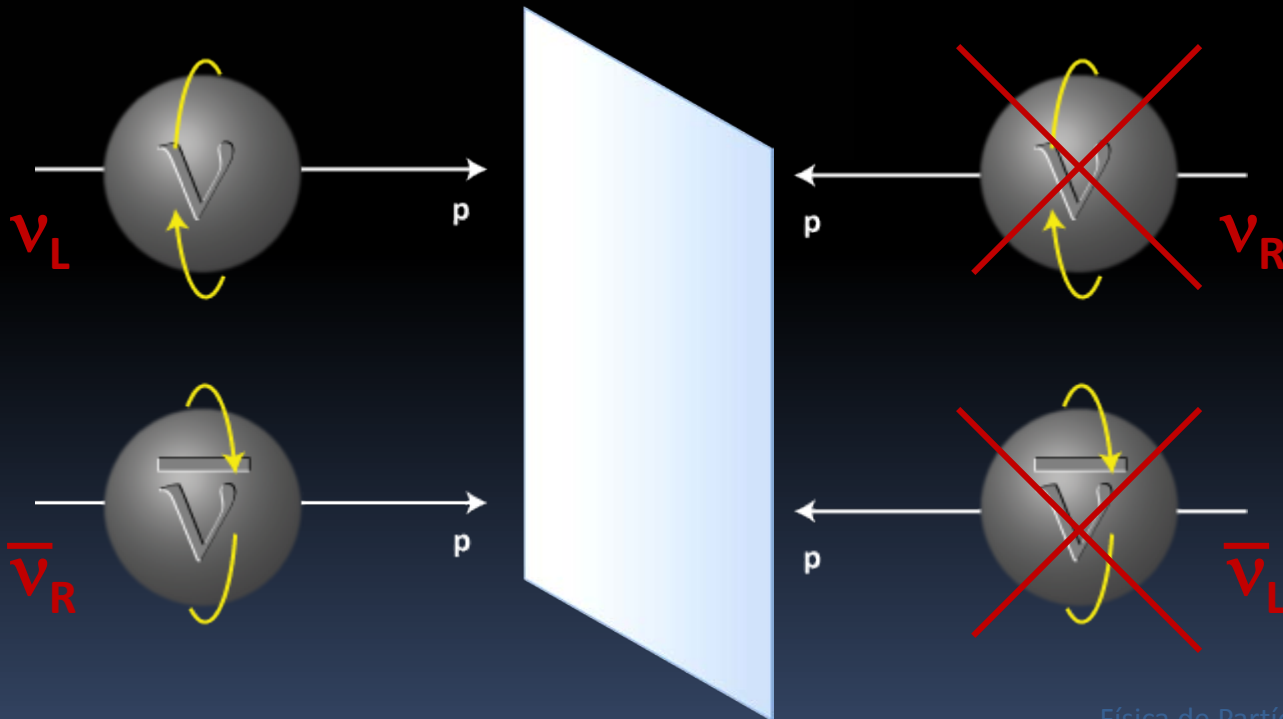


A força nuclear fraca

Corrente leptônica :

$$l_\alpha = \bar{e}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_\mu$$

(1) Violação de Paridade!



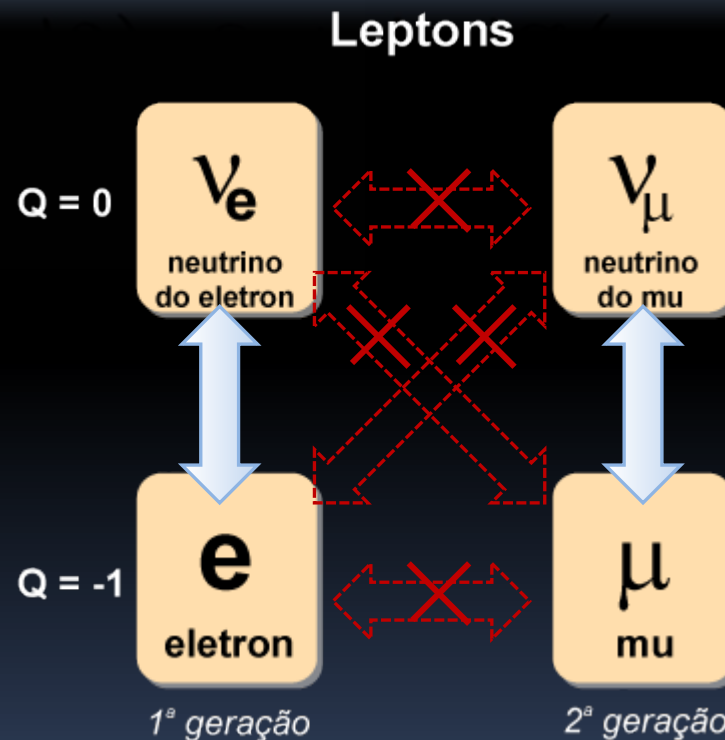
A força nuclear fraca

Corrente leptônica :

$$l_\alpha = \bar{e}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_\mu$$

- (1) Violação de Paridade!
- (2) Conservação de sabor

+ o mesmo p/τ



A força nuclear fraca

Corrente leptônica :

$$l_\alpha = \bar{e}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_\mu$$

- (1) Violação de Paridade!
- (2) Conservação de sabor

Leptons

Cowan



Reines



Q = -1



neutrino do eletron

(1956)



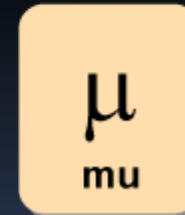
eletron

1ª geração



neutrino do mu

(1962)



mu

2ª geração

Fermilab



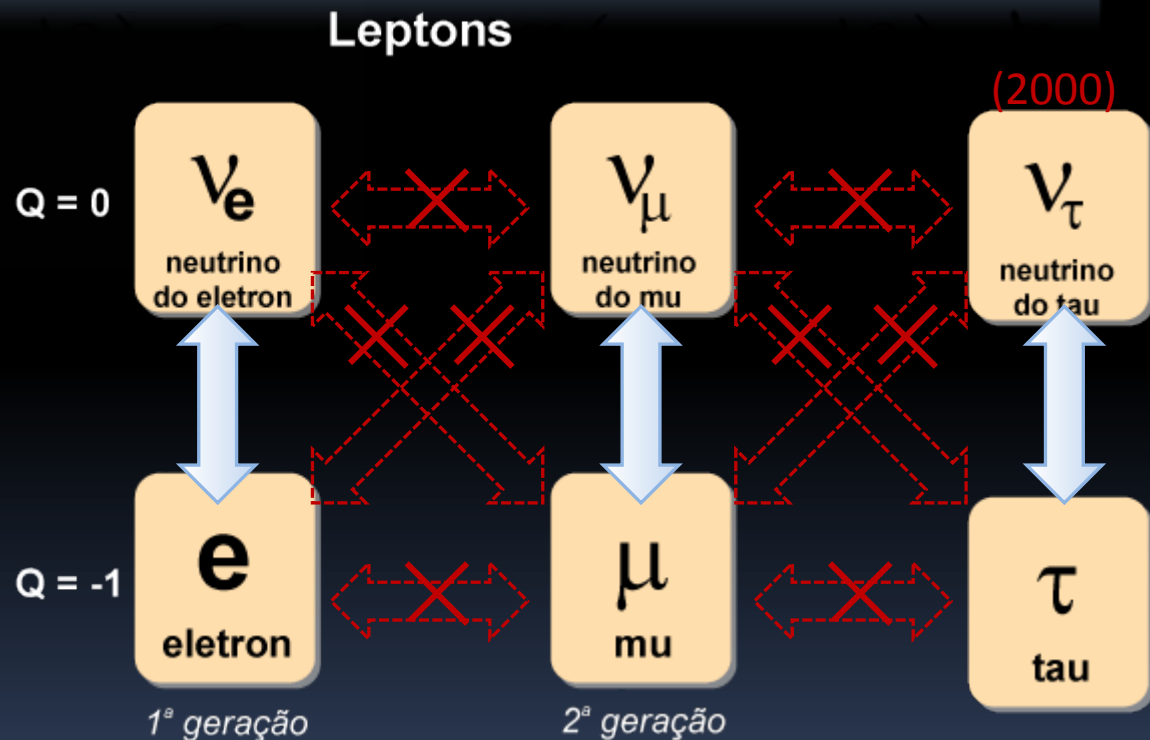
A força nuclear fraca

Corrente leptônica :

$$l_\alpha = \bar{e}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\nu_\mu$$

- (1) Violação de Paridade!
- (2) Conservação de sabor

DONUT Collaboration



A força nuclear fraca

Corrente hadrônica:

$$h_\alpha = \cos(\theta_C) \bar{u} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) d + \sin(\theta_C) \bar{u} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) s$$

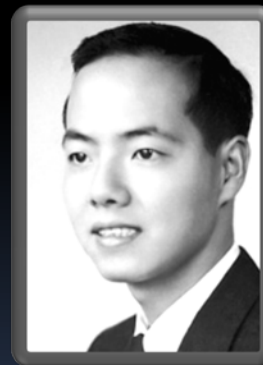
(1) Mantida a violação de paridade

De fato, no setor hadrônico é que ela foi sugerida- 1956

Yang



Lee



A força nuclear fraca

Corrente hadrônica:

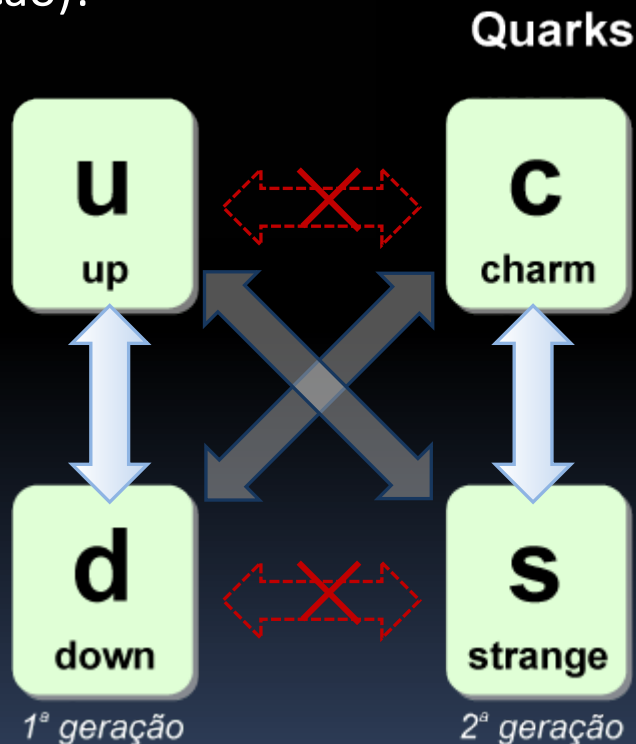
$$h_\alpha = \cos(\theta_C) \bar{u} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) d + \sin(\theta_C) \bar{u} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) s$$

- (1) Mantida a violação de paridade
- (2) Mudança de Sabor (geração)!



Ângulo de Cabibbo $\sim 13^\circ$

Cabibbo (1963)



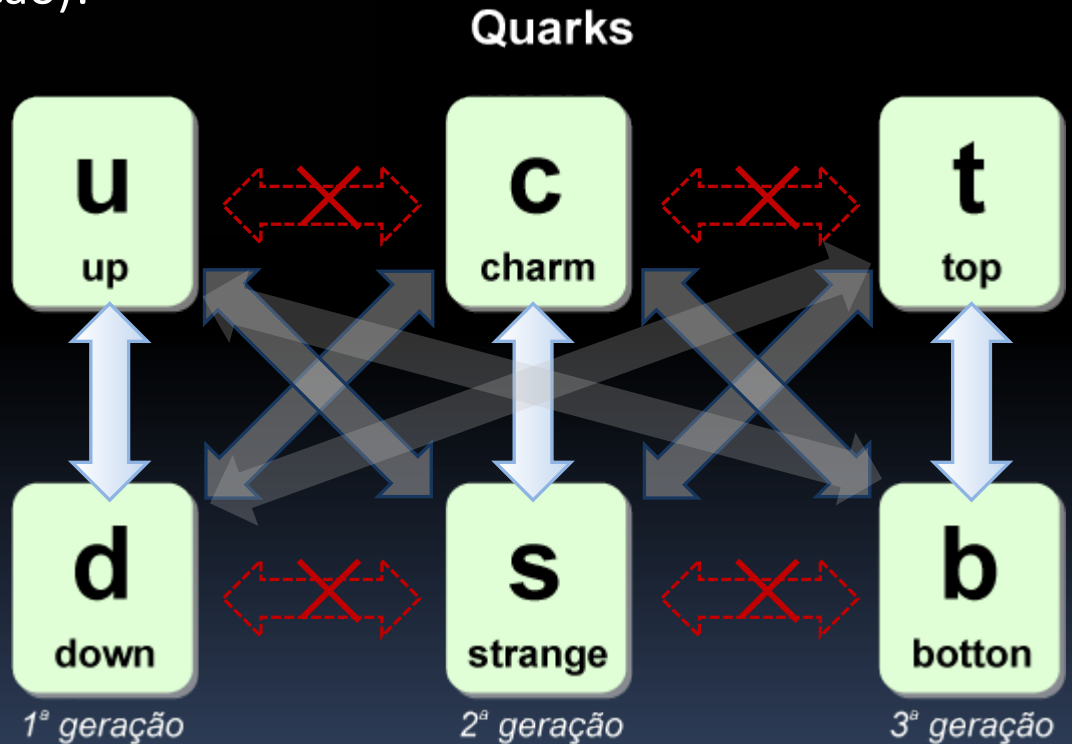
A força nuclear fraca

Corrente hadrônica:

$$h_\alpha = \cos(\theta_C) \bar{u} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) d + \sin(\theta_C) \bar{u} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) s$$

- (1) Mantida a violação de paridade
- (2) Mudança de Sabor (geração)!

Matriz CKM



A força nuclear fraca

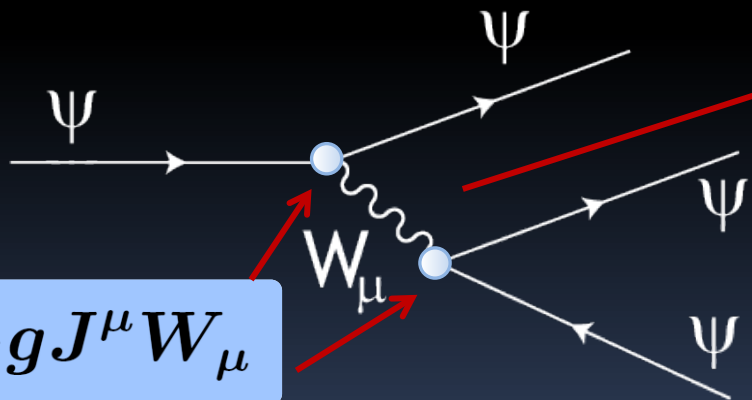
Problemas da Interação de Fermi

$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \Gamma_\mu \psi_2 \bar{\psi}_3 \Gamma'^\mu \psi_4 = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J'^\mu$$

Teoria *efetiva* muito bem sucedida!

- Não renormalizável
- Viola **unitariedade** em $O(100 \text{ GeV})$

Será que não conseguiríamos trocar esta interação?



A grande dificuldade é que para ser efetivamente uma interação de 4 campos, este **bóson** tem que ser **massivo**!

$$m_W \sim 100 \text{ GeV}$$

A força nuclear fraca

Problemas da Interação de Fermi

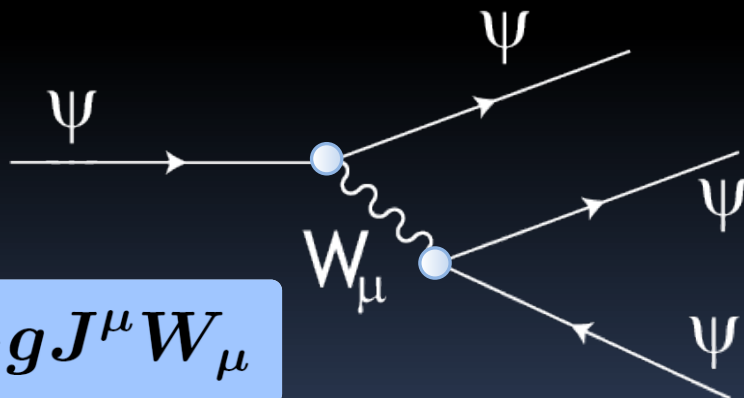
$$\mathcal{L}_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_1 \Gamma_\mu \psi_2 \bar{\psi}_3 \Gamma'^\mu \psi_4 = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J'^\mu$$

Teoria *efetiva* muito bem sucedida!

- Não renormalizável
- Viola **unitariedade** em O(100 GeV)

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

Será que não conseguiríamos trocar esta interação?



$$\propto g^2 \bar{v} \gamma_\mu u \frac{1}{k^2 - M_W^2} \bar{u} \gamma_\mu v$$

$$\Downarrow k^2 \ll M^2$$

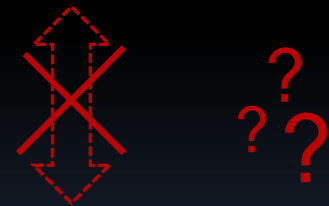
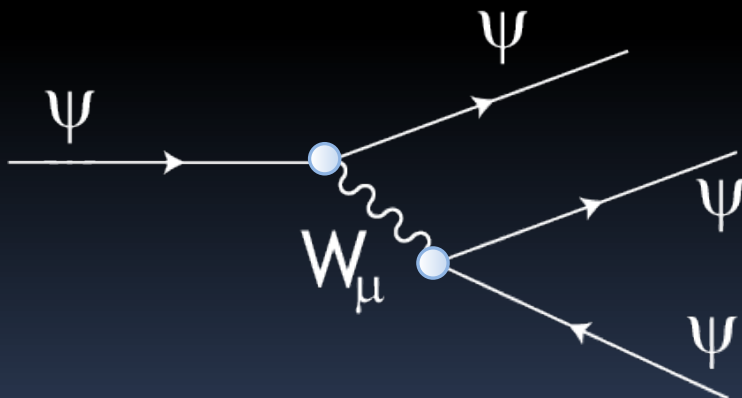
$$\propto \frac{g^2}{M_W^2} \bar{v} \gamma_\mu u \bar{u} \gamma_\mu v$$

A força nuclear fraca

Esse bóson vetorial **massivo** (que **não é de gauge**) parece resolver o problema, a dependência energia fica mais suave. Mas a teoria ainda **não é renormalizável**, ela precisaria ser uma teoria de gauge para sê-lo.

$$m_W \sim 100 \text{ GeV}$$

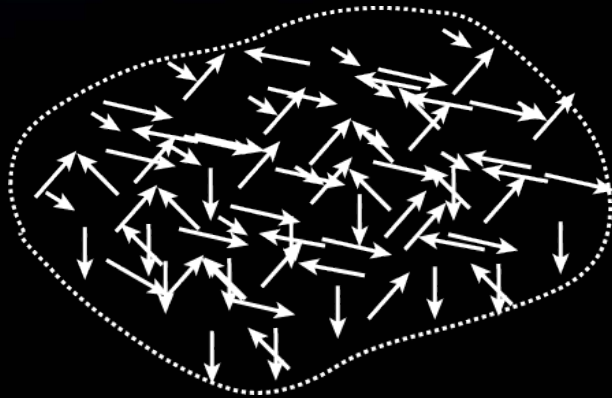
Dilema: Precisamos de um bóson vetorial massivo



Precisamos de um bóson de gauge

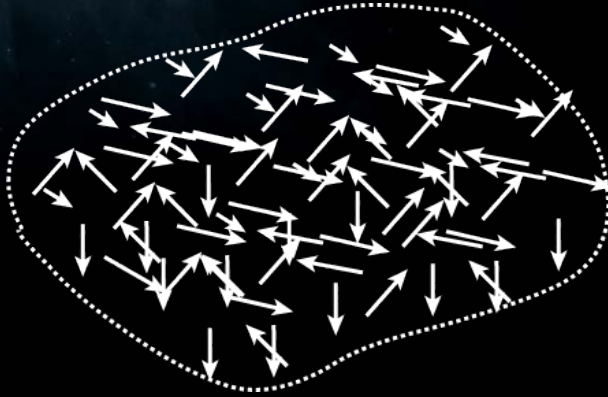
Quebra espontânea de Simetria

Ferromagneto Infinito



Quebra espontânea de Simetria

T, E

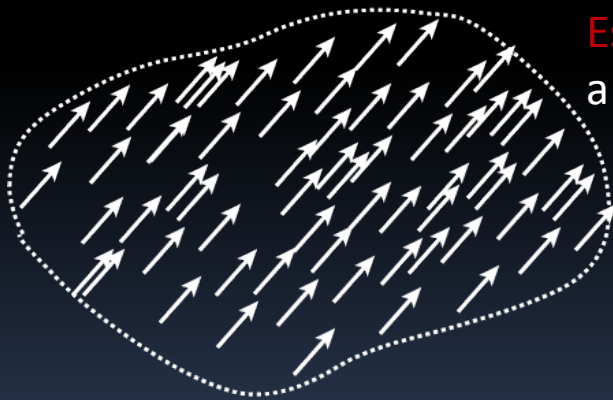


Ferromagneto Infinito

Simétrico por rotações

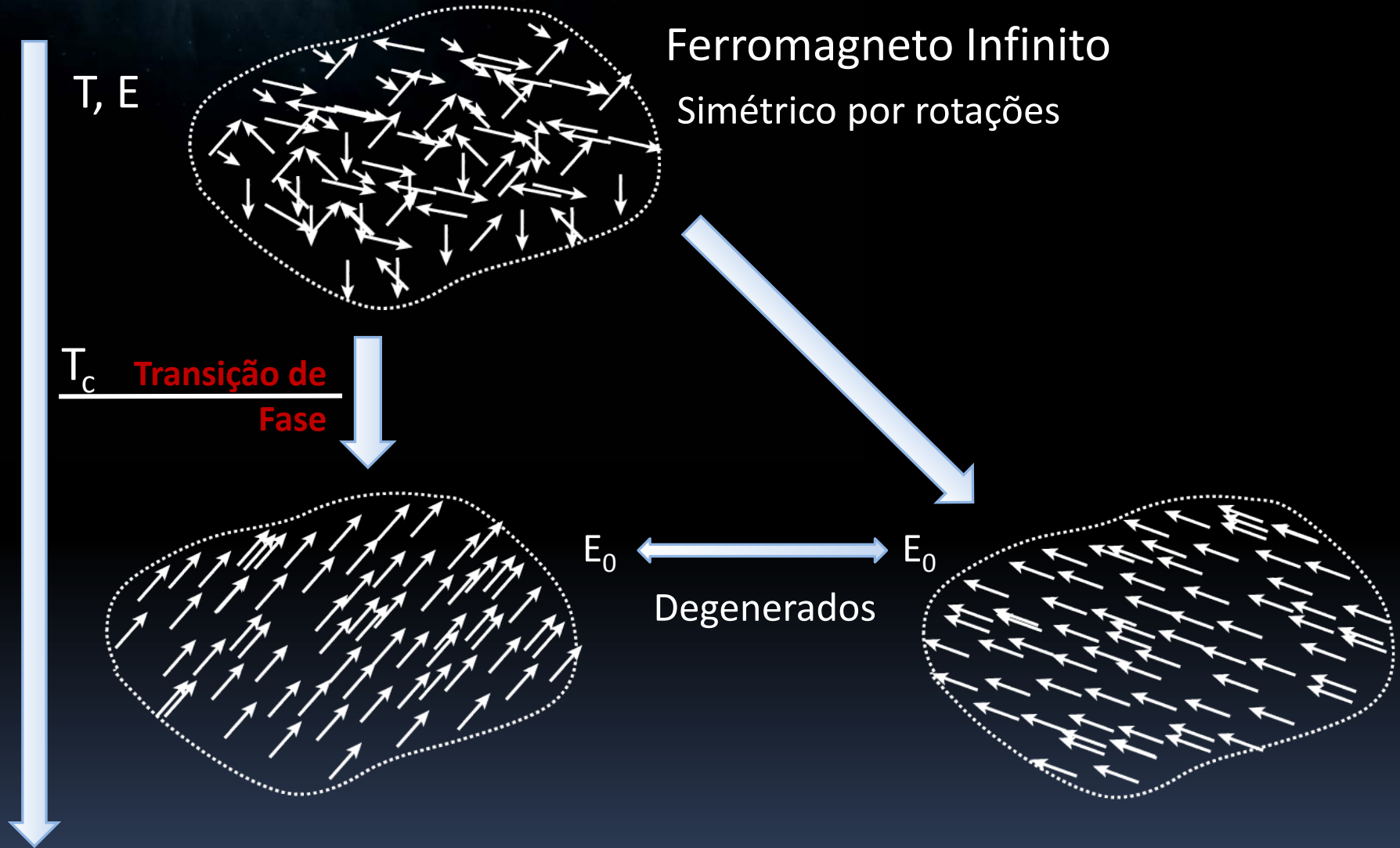
T_c **Transição de Fase**

Sistema “escolhe” uma direção



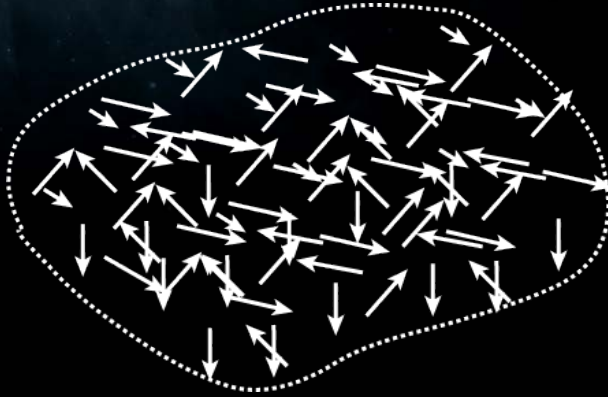
Estado fundamental não tem a simetria do sistema

Quebra espontânea de Simetria



Quebra espontânea de Simetria

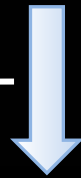
T, E



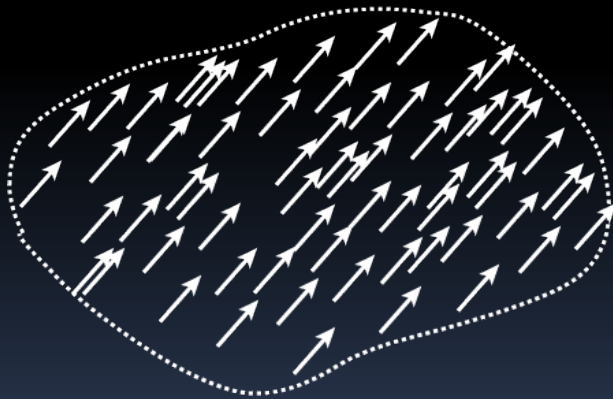
Ferromagneto Infinito

Simétrico por rotações

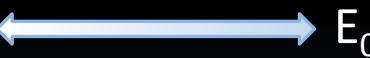
T_c **Transição de Fase**



A **simetria** está **escondida** no fato de que não custa energia alguma para ir de um estado fundamental ao outro

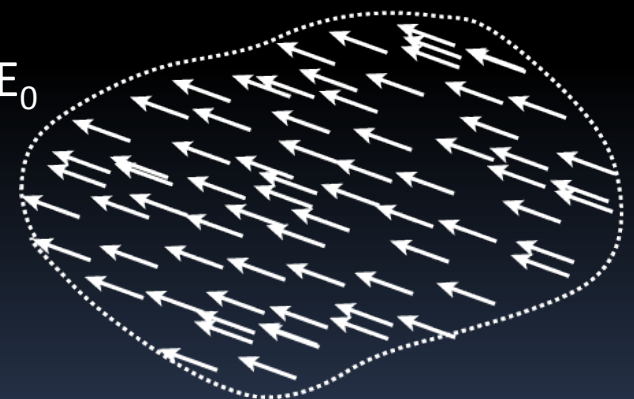


E_0

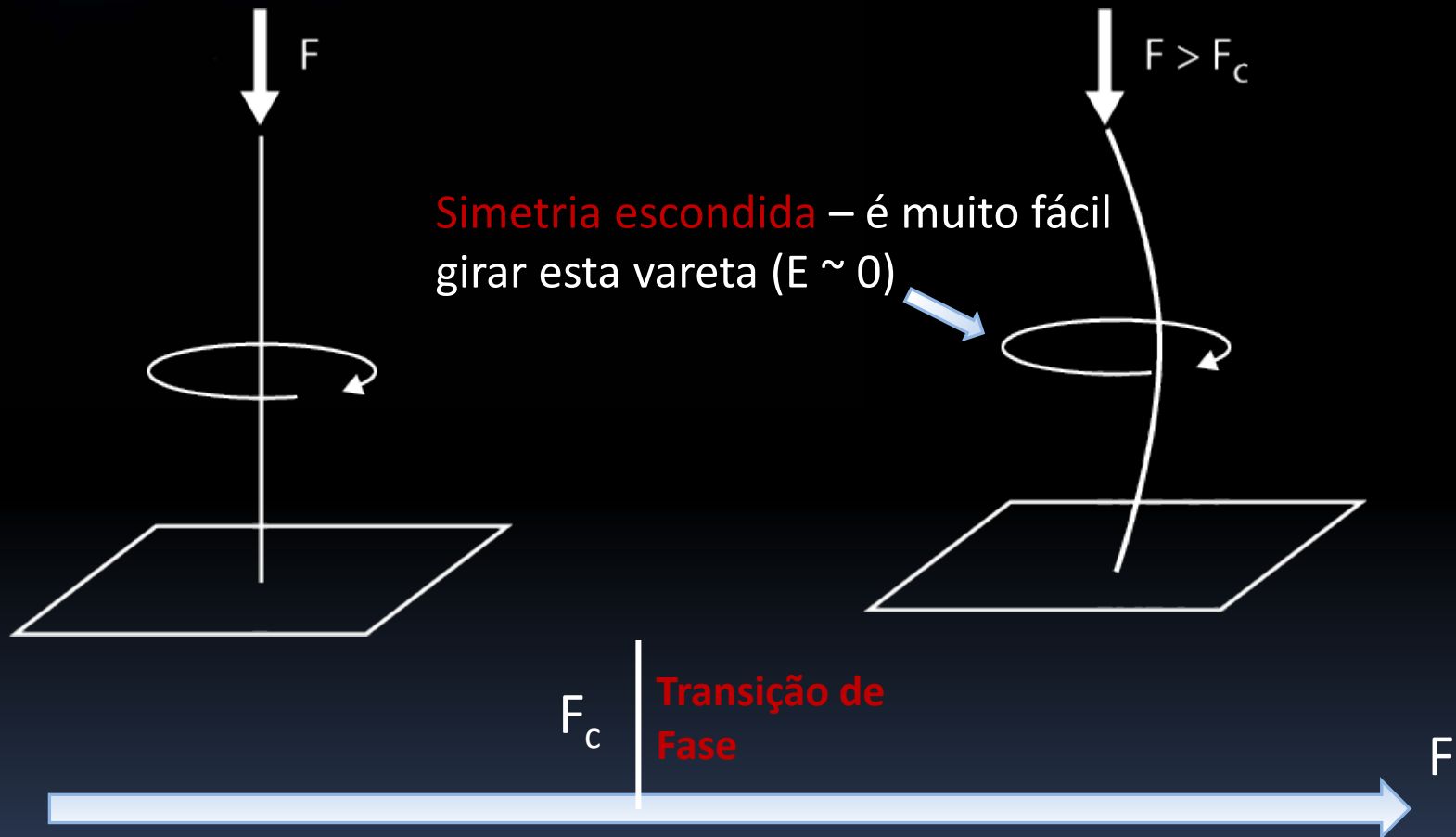


E_0

Degenerados



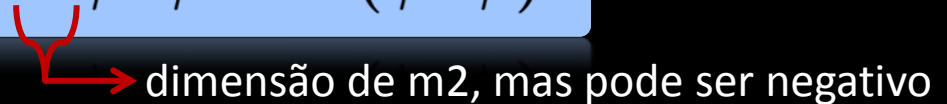
Quebra espontânea de Simetria



Quebra espontânea de Simetria

Em TQC (campo escalar complexo):

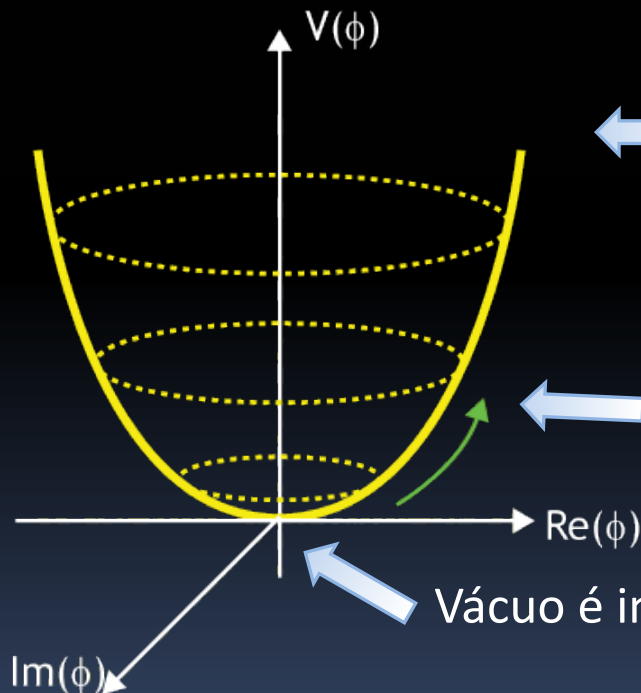
$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2$$

 dimensão de m², mas pode ser negativo

Quebra espontânea de Simetria

Em TQC (campo escalar complexo):

$$\mathcal{L} = \underbrace{(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*)}_{\text{T}} - \underbrace{\kappa \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2}_{-V}$$



Invariância de U(1) global: rotações no plano complexo

$$\phi \rightarrow e^{iQ\alpha} \phi$$

Partículas são **excitações em relação ao vácuo**

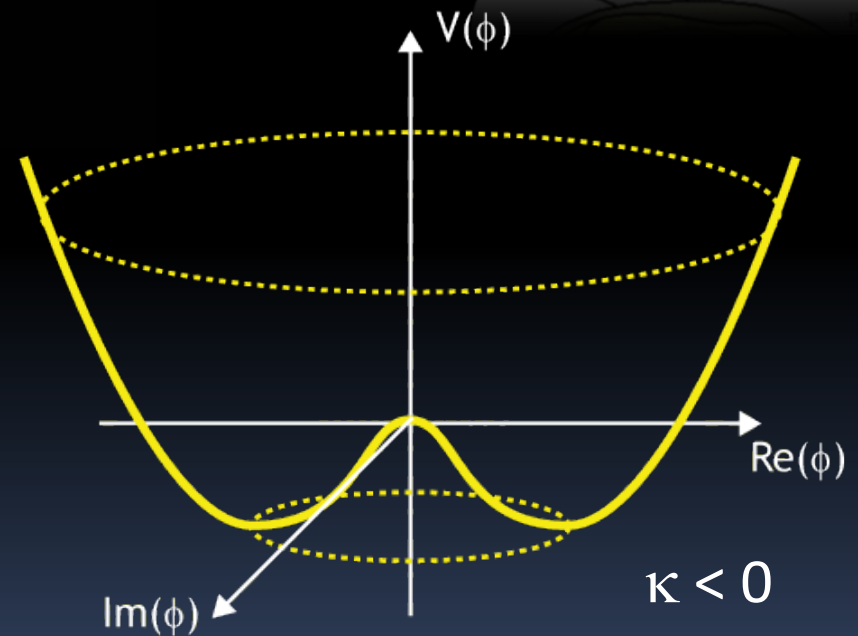
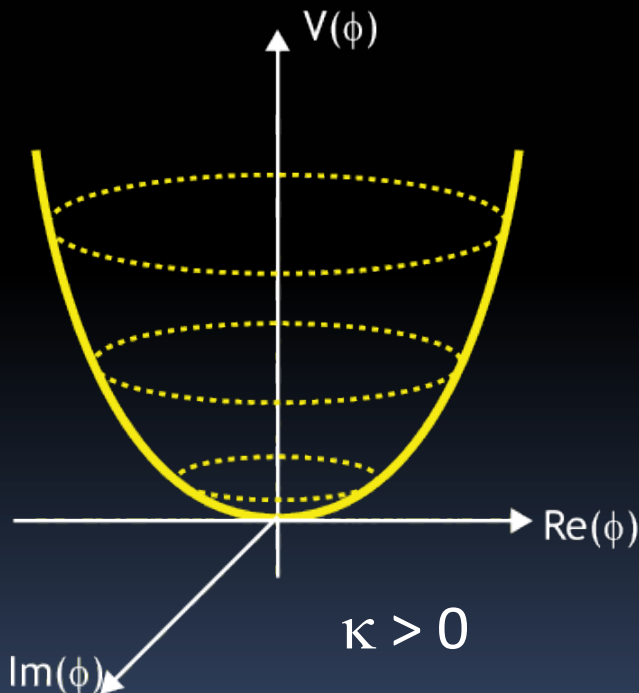
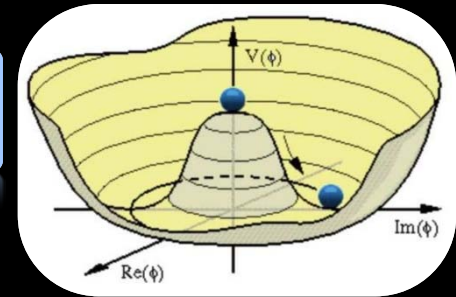
Vácuo é invariante:

$$\phi_0 = e^{iQ\alpha} \phi_0$$

Quebra espontânea de Simetria

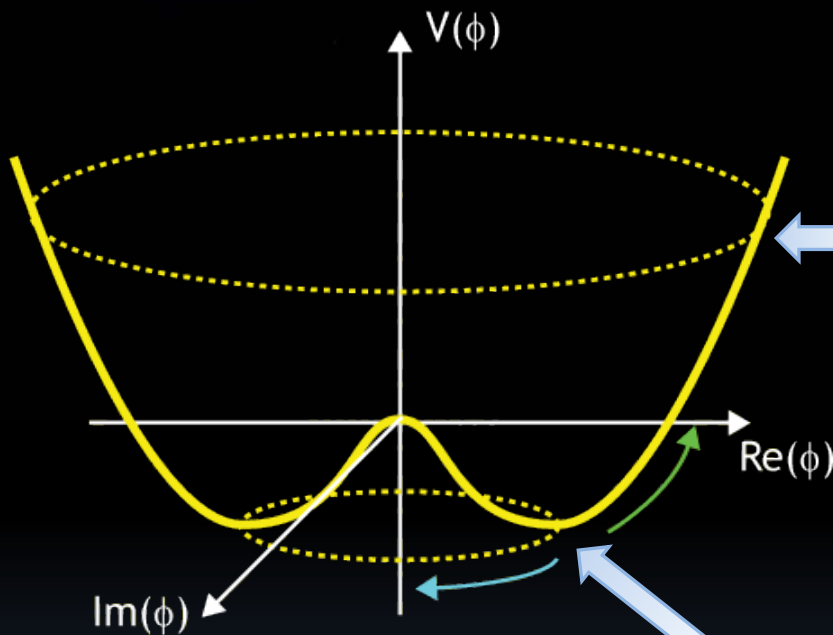
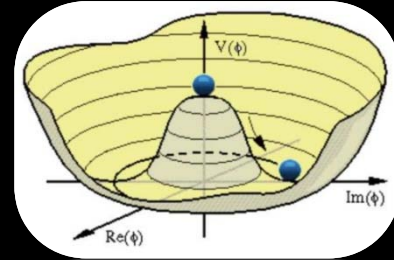
Em TQC (campo escalar complexo):

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2$$



Quebra espontânea de Simetria

Em TQC (campo escalar complexo): $\kappa < 0$



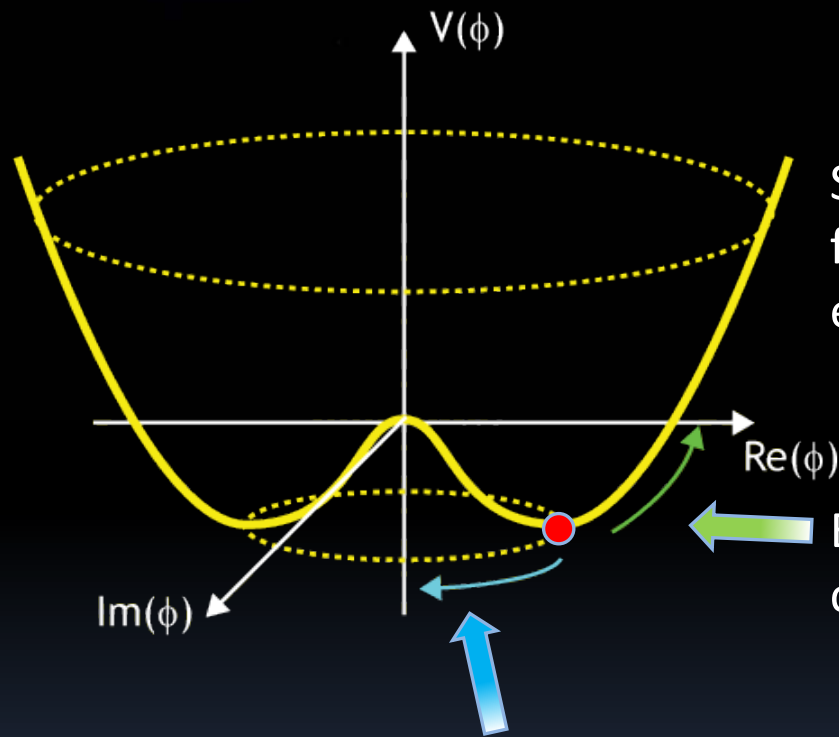
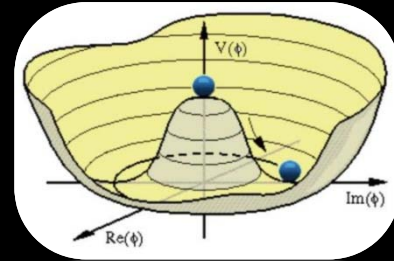
$V(\phi)$ continua simétrico

Estados fundamentais não são mais invariantes:

$$\phi_0 \neq e^{iQ\alpha} \phi_0$$

Quebra espontânea de Simetria

Em TQC (campo escalar complexo): $\kappa < 0$



Somos obrigados a escolher um dos estados fundamentais para ser o vácuo. Em relação a ele aparecem dois tipos de excitação:

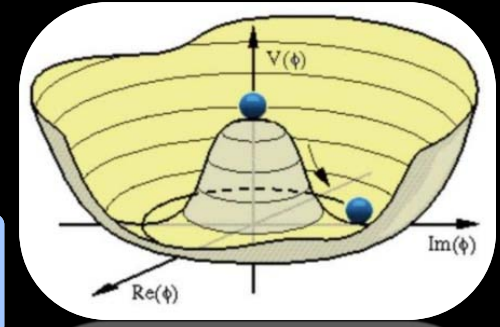
Excitações que custam energia (partículas com massa $m_\phi = -2\kappa$)

Excitações “gratuitas”, **bósons de Goldstone** (escalares sem massa)

Quebra espontânea de Simetria

Em TQC (campo escalar complexo): $\kappa < 0$
 $\lambda > 0$

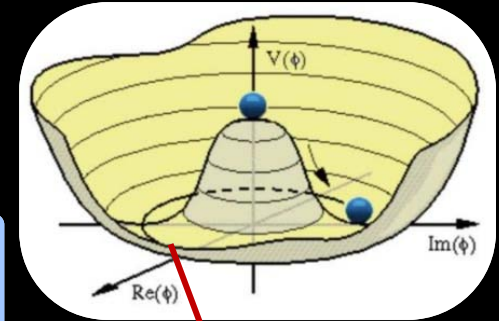
$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2$$



Quebra espontânea de Simetria

Em TQC (campo escalar complexo): $\kappa < 0$
 $\lambda > 0$

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2$$



$$\phi = (\phi_1 + i\phi_2)$$

$$v^2 = -\frac{\kappa}{\lambda}$$

VEV

Mínimo

$$\langle \phi_1^2 + \phi_2^2 \rangle = v^2$$

$$\langle 0 | \phi_1^2 + \phi_2^2 | 0 \rangle = v^2 \langle 0 | 0 \rangle$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)(\partial^\mu \phi_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)(\partial^\mu \phi_2) - \frac{1}{2}\kappa (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

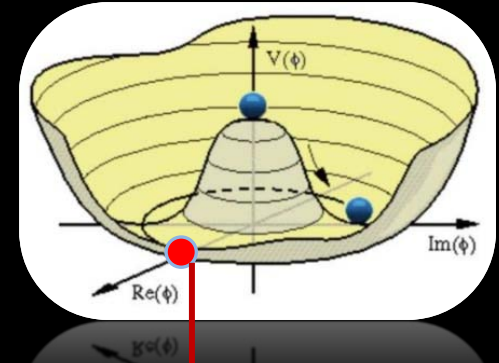
Quebra espontânea de Simetria

Em TQC (campo escalar complexo): $\kappa < 0$

$\lambda > 0$

$$v^2 = -\frac{\kappa}{\lambda}$$

$$\phi = (\phi_1 + i\phi_2)$$



Tenho que escolher um vácuo “de verdade” (onde o valor esperado do campo é zero), vou escolher o ponto no eixo real (por simplicidade, qualquer outro daria o mesmo resultado):

$$\langle \phi_1 \rangle = v \quad \langle \phi_2 \rangle = 0$$

O campo que tem valor esperado 0 neste ponto é dado por:

$$\phi = v + \eta + i\xi$$

$$\langle \phi \rangle = v + \langle \eta \rangle + i\langle \xi \rangle$$

$$\langle \phi_1 \rangle + i\langle \phi_2 \rangle = v + \langle \eta \rangle + i\langle \xi \rangle$$

$$v = v + \langle \eta \rangle + i\langle \xi \rangle$$

$$\langle \eta \rangle = 0$$

$$\langle \xi \rangle = 0$$

Quebra espontânea de Simetria

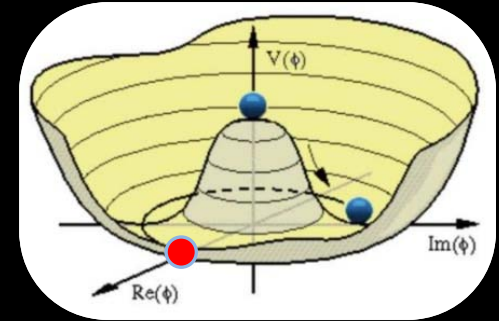
Em TQC (campo escalar complexo): $\kappa < 0$

$\lambda > 0$

$$v^2 = -\frac{\kappa}{\lambda}$$

$$\phi = (\phi_1 + i\phi_2)$$

$$\phi = v + \eta + i\xi$$



$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - v^2 \lambda \eta^2 + \mathcal{L}_I$$

$$\mathcal{L}_I = \frac{v^4 \lambda}{4} + v \lambda (-\eta^3 - \eta \xi^2) + \lambda \left(-\frac{\eta^4}{4} - \frac{\eta^2 \xi^2}{2} - \frac{\xi^4}{4} \right)$$

Quebra espontânea de Simetria

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \underbrace{v^2 \lambda \eta^2}_{m_\eta^2} + \mathcal{L}_I$$

- Dois campos reais η e ξ
- η tem massa
- ξ não tem massa (**bóson de Goldstone**)
- Onde está escondida a simetria?

$$m_\eta^2 = 2v^2 \lambda$$

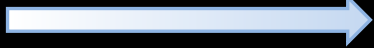
→ Esta Lagrangeana tem 6 termos que poderiam ser independentes (1 de massa, 5 de interação), mas só DUAS constantes fixam todos eles: λ e v

$$\mathcal{L}_I = \frac{v^4 \lambda}{4} + \underbrace{v \lambda}_{\lambda} (-\eta^3 - \eta \xi^2) + \underbrace{\lambda}_{\lambda} \left(-\frac{\eta^4}{4} - \frac{\eta^2 \xi^2}{2} - \frac{\xi^4}{4} \right)$$

Quebra espontânea de Simetria

Simetria mais geral: $\phi \rightarrow e^{-i\alpha_a t_a} \phi$ $a = 1, \dots, N$

Parte “quebrada”



$$\phi_0 \neq e^{-i\alpha_b t_b} \phi_0 \quad b = 1, \dots, n_b$$

Parte “preservada”



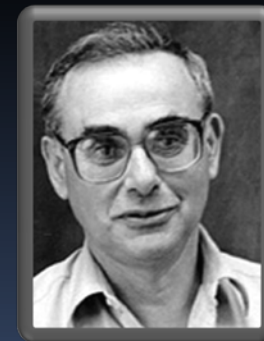
$$\phi_0 = e^{-i\alpha_c t_c} \phi_0 \quad c = n_b + 1, \dots, N$$

Teorema de Goldstone: dada uma simetria contínua, para cada gerador desta simetria que não deixar o vácuo invariante, haverá um escalar sem massa.

Nambu



Goldstone



~1960

Quebra espontânea de Simetria

Simetria mais geral: $\phi \rightarrow e^{-i\alpha_a t_a} \phi$ $a = 1, \dots, N$

Parte "quebrada" \rightarrow

$$\phi_0 \neq e^{-i\alpha_b t_b} \phi_0 \quad b = 1, \dots, n_b$$

Parte "preservada" \rightarrow

$$\phi_0 = e^{-i\alpha_c t_c} \phi_0 \quad c = n_b + 1, \dots, N$$

Teorema de Goldstone:

- n_b bósons de Goldstone
- O número de campos independentes ("graus de liberdade") não muda:

$$\phi(x_\mu) \in \mathbb{C}^n$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_n \end{pmatrix}$$

2n graus de liberdade \rightarrow

n_b Goldstones
 $2n - n_b$ escalares massivos

... isso tudo para simetrias globais, o que acontece com as locais?

Quebra espontânea de Simetria

E se fosse uma Simetria de Gauge?

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$



$$\phi = v + \eta + i\xi$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu - ev A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \mathcal{L}_I$$



O bóson de gauge ganhou massa: $m_A = ev$

Quebra espontânea de Simetria

E se fosse uma Simetria de Gauge?

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$



$$\phi = v + \eta + i\xi$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu - \underbrace{ev A_\mu \partial^\mu \xi}_{\text{---} \times \text{---}}$$

Quebra espontânea de Simetria

E se fosse uma Simetria de Gauge?

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi^*) - \kappa \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$\phi = v + \eta + i\xi$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu - ev A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \mathcal{L}_I$$

Gauge Unitário: $\alpha(x) = -\frac{1}{v} \xi(x)$ $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{ev} \partial_\mu \xi$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \mathcal{L}_I$$

Quebra espontânea de Simetria

E se fosse uma Simetria de Gauge?

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu A^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \mathcal{L}_I$$

- UM campo real η (ξ sumiu! Não há boson de Goldstone!)
- η tem massa $m_\eta^2 = 2v^2 \lambda$
- O campo de gauge ganhou massa $m_A = ev$
- Esse sumiço de ξ , é um problema? Perdemos um grau de liberdade?

Não, porque um campo vetorial sem massa tem **duas polarizações**, ao passo que com massa **três polarizações** são possíveis. O bóson de Goldstone foi “engolido” pelo bóson de gauge (*se tornou a componente longitudinal deste*), que com isso ganha massa!

Quebra espontânea de Simetria

Simetria de Gauge: para cada gerador temos um boson de Gauge

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha_a t_a} \phi \longleftrightarrow A_\mu^a \longrightarrow \text{Vetor sem massa: 2 polarizações} \\ \text{2 graus de liberdade}$$

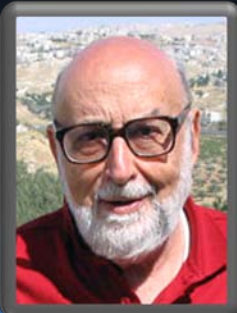
Parte "quebrada" \longrightarrow $b = 1, \dots, n_b$ Os n_b Goldstones **não aparecerem** na teoria!

\searrow A_μ^b **Ganham massa!** Vetor com massa: 3 polarizações
3 graus de liberdade

Restam $(N - n_b)$ bósons de gauge sem massa e $(2n - n_b)$ escalares massivos

Este é o **Mecanismo de Higgs!** (ou mecanismo Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble)

Englert



Brout



Higgs



Guralnik



Hagen



Kibble



1964

Cenas dos próximos capítulos

- Base teórica: Teoria Quântica de Campos
- Construindo Lagrangianas, uma questão de simetria
- Simetrias locais e seu papel especial
 - Relação entre matéria, radiação e interação
- Construindo um Modelo para a física de partículas - quando as simetrias “quebram”
 - As interações nucleares fortes
 - As interações nucleares fracas
 - A interação eletrofraca
- O Modelo Padrão da Física de Partículas
- Sucessos e Problemas do modelo padrão