



Geração de massa das partículas

o Mecanismo de Higgs-Kibble

Prof. Gustavo Gil da Silveira
Instituto de Física e Matemática — UFPel

Sumário

- ▶ Interação Universal de Fermi;
- ▶ Noção de Quebra Espontânea de Simetria;
- ▶ Bóson de Goldstone;
- ▶ Mecanismo de Higgs;
- ▶ Primeira evidência da Teoria Eletrofraca;
- ▶ Descoberta do bóson de Higgs no LHC;
- ▶ Conclusões.



Interação Universal de Fermi (I)

- ▶ Becquerel, Kaufmann e Rutherford estudaram a emissão de elétrons de **alta velocidade**;
- ▶ Estas emissões eram conhecidas como raios β do decaimento do Protactínio:



- ▶ Entendia-se que o elétron estava **presente** no interior do núcleo atômico;
- ▶ A descoberta do nêutron (Chadwick 1932) permitiu compreender que o elétron era **produzido** no instante em que o nêutron decai em um próton;
- ▶ Um tema em aberto ainda era como explicar um espectro de energia **contínuo** para o elétron enquanto os dois núcleos tinham dois níveis de energia bem definidos.
- ▶ Resultado: violação de conservação de energia.

Interação Universal de Fermi (II)

- ▶ O problema de conservação de energia pode ser resolvido ao se pensar no **spin** das partículas envolvidas no processo;
- ▶ Como o nêutron é um férmion, o próton e o elétron deveriam conservar o spin do nêutron, o que **não** ocorre no processo;
- ▶ Pauli (1930) propôs que uma nova partícula seria produzida:



- ▶ Fermi (1934) introduz a Hamiltoniana que descreve o processo de decaimento Beta dado por:

$$H_V = H_n^0 + H_p^0 + H_e^0 + H_\nu^0 + \sum_i C_i \int d^3x (\bar{u}_p \hat{O}_i u_n) (\bar{u}_e \hat{O}_i u_\nu)$$

Interação Universal de Fermi (III)

- ▶ O Hamiltoniana deve ser um **escalar** frente às transformações de Lorentz, logo a quantidade em parênteses deve ser bem comportada;
- ▶ As únicas possibilidades são:

\hat{O}_i	Transformation property of $\bar{\Psi} \hat{O}_i \Psi$	Number of matrices
1	Scalar (S)	1
γ^μ	Vector (V)	4
$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$	Tensor (T)	6
$\gamma^\mu \gamma_5$	Axial vector (A)	4
$\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ $= i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$	Pseudoscalar (P)	1

Regime não-relativístico

- ▶ Como os prótons e nêutrons se movem com velocidades **não-relativísticas**, podemos expressar os spinores de Dirac na forma:

$$\psi = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}$$

- ▶ Isso **simplifica** a parte da Hamiltoniana referente aos nucleons, tendo as componentes do 2-spinor ϕ é muito maiores que as de χ .

- ▶ Isso **reduz** as possibilidades para os operadores quânticos:

- ▶ Transição de Fermi: Acoplamento *Escalar, Vetorial* $\rightarrow \phi_p^\dagger \phi_n$

- ▶ Transição de Gamow-Teller: Acoplamento *Tensorial, Axial* $\rightarrow \phi_p^\dagger \boldsymbol{\sigma} \phi_n$

- ▶ **Ambos os casos são observados:** Hamiltoniana deve conter uma **combinação**

Constante de Fermi

- ▶ Transições de Fermi e Gamow-Teller fornecem uma constante de intensidade do processo **similares**:

$$G \approx 10^{-11} (\text{MeV})^{-2} \approx 10^{-5} m_p^{-2}$$

- ▶ Outros decaimentos das interações fracas foram observados:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu/\bar{\nu}$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu/\bar{\nu}$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad \text{etc.}$$

- ▶ Em todos eles a **mesma** constante aparece, nomeada constante de Fermi G_F

$$G_F = 1,16637 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

Não-conservação de paridade

- ▶ O decaimento do méson K^+ mostrou dois possíveis estados:
 - ▶ $\pi^+\pi^0$: possui paridade **positiva**
 - ▶ $\pi^+\pi^+\pi^-$: possui paridade **negativa**
- ▶ Experimentos revelaram que conservação de paridade é **violada** no decaimento Beta.
- ▶ Isso revela uma propriedade importante: os elétrons emitidos sempre possuem **helicidade negativa**: são emitidos com polaridade **oposta** ao seu movimento.
- ▶ Isso significa que a violação é **máxima**.



Hamiltoniana de interação

- ▶ Com o fato da helicidade negativa dos elétrons, temos que somente os acoplamentos **Vetorial** e **Axial** são relevantes:

$$\bar{u}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\nu$$

- ▶ A parte nucleônica deve também ser uma combinação deste tipo:

$$\bar{u}_p \gamma_\mu (C_V - C_A \gamma_5) u_n$$

- ▶ Finalmente, a Hamiltoniana de interação tem a forma:

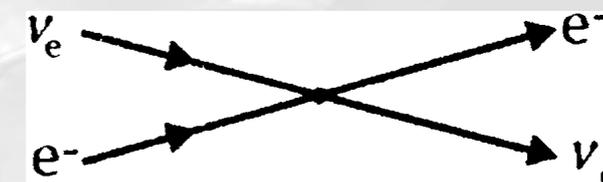
$$H_{int}(n, p, e, \nu) = \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3 \{ \bar{u}_p \gamma^\mu (C_V + C_A \gamma_5) u_n \} \{ \bar{u}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\nu \}$$

	e^-	e^+	ν_e	$\bar{\nu}_e$	μ^-	μ^+	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$
ℓ_e	+1	-1	+1	-1	0	0	0	0
ℓ_μ	0	0	0	0	+1	-1	+1	-1

Interações via correntes

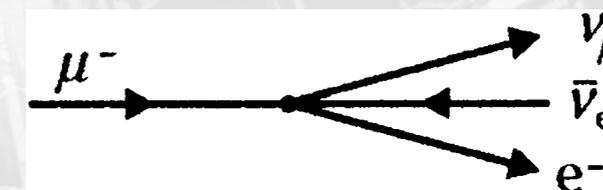
► O termo referente a interação entre léptons se parece com a corrente eletromagnética:

$$\bar{u}_e(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\nu(x) \rightarrow j^\mu = e \bar{\Psi}(x) \gamma^\mu \Psi(x)$$

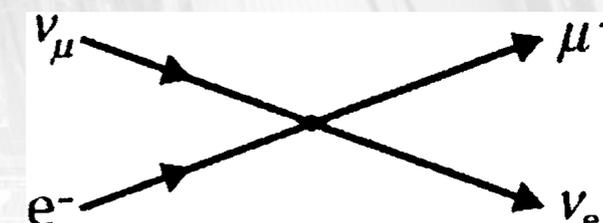


► A interação fraca entre léptons pode ser expressa como:

$$H_{int}^{(L)} = \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3x J_\alpha^{(L)\dagger}(x) J_\alpha^{(L)}(x)$$



► **Limitações:** processos chamados de corrente neutra não são previstos na teoria, mas foram observados experimentalmente:



Solúvel mas não muito elegante

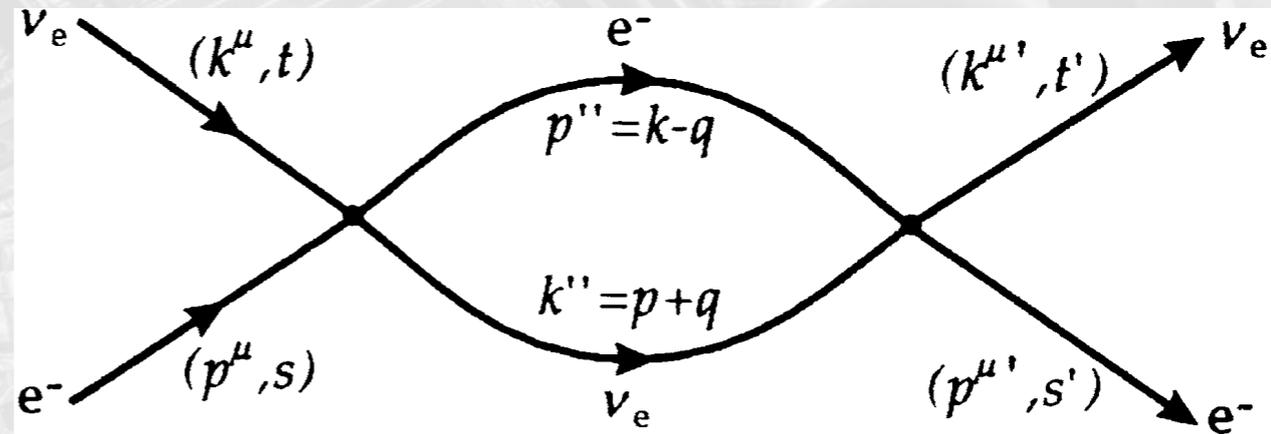
Seção de choque para a interação neutrino-lépton cresce com a energia de colisão

$$\bar{\sigma}(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G^2}{3\pi} s \left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right) \left(1 + \frac{m_e^2}{s}\right) ,$$

$$\bar{\sigma}(\nu_i e^- \rightarrow l_i^- \nu_e) = \frac{G^2}{\pi} s \left(1 - \frac{m_i^2}{s}\right)^2 , \quad i = e, \mu, \tau .$$

Salvando a teoria de Fermi

- ▶ Problemas de **divergência** surgem em altas energias:



- ▶ A solução para evitar o problema de divergência da seção de choque em altas energias: **uma partícula massiva intermediadora da interação**
- ▶ Obstáculo: encontrar uma forma simples e elegante de equacionar o seguinte:
 1. descrever interações de corrente carregada e corrente neutra; e
 2. incluir uma partícula massiva intermediadora da interação
- ▶ O modelo mais simples para isso é o chamado **Modelo de Higgs–Kibble**

Noção de Quebra Espontânea de Simetria

- ▶ Adicionando um pequeno termo, quebramos a invariância de uma Lagrangiana, possibilitando a idéia de **quebra de simetria**;
- ▶ Dado uma Lagrangiana dos sabores u , d e s dos quarks e assumindo que tenham **mesma** massa, escreve-se:

$$\mathcal{L} = \sum_{\ell=1}^3 \bar{q}_{\ell}(i\gamma \cdot \partial - m)q_{\ell}$$

onde é invariante frente ao grupo de sabor $SU(3) \Rightarrow q_{\ell} \rightarrow e^{i\alpha_k \cdot \frac{\lambda_k}{2}} q_{\ell}$

- ▶ No caso de massas diferentes para os quarks, teremos a Lagrangiana **efetivo**

$$\mathcal{L} = \sum_{\ell=1}^3 \bar{q}_{\ell}(i\gamma \cdot \partial - m)q_{\ell} + \bar{d}(m - m_d)d + \bar{s}(m - m_s)s$$

onde, com os termos adicionais, a invariância é **quebrada**.

Estado de vácuo

► Outro caso: a invariância da Lagrangiana não ocorre para o **Estado de vácuo**;

► Consideremos o campo escalar real com interação de **ordem 4**:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \{ (\partial^\mu \phi)(\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^2 \} - \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

► Temos para as equações de campo

$$(\square + \mu^2) \phi + \frac{\lambda}{3!} \phi^3 = 0 \quad \rightarrow \quad \phi_0 \left(\mu^2 + \frac{\lambda}{3!} \phi_0^2 \right) = 0$$

► Construímos a Hamiltoniana, com $\pi(x) = \partial^0 \phi(x)$

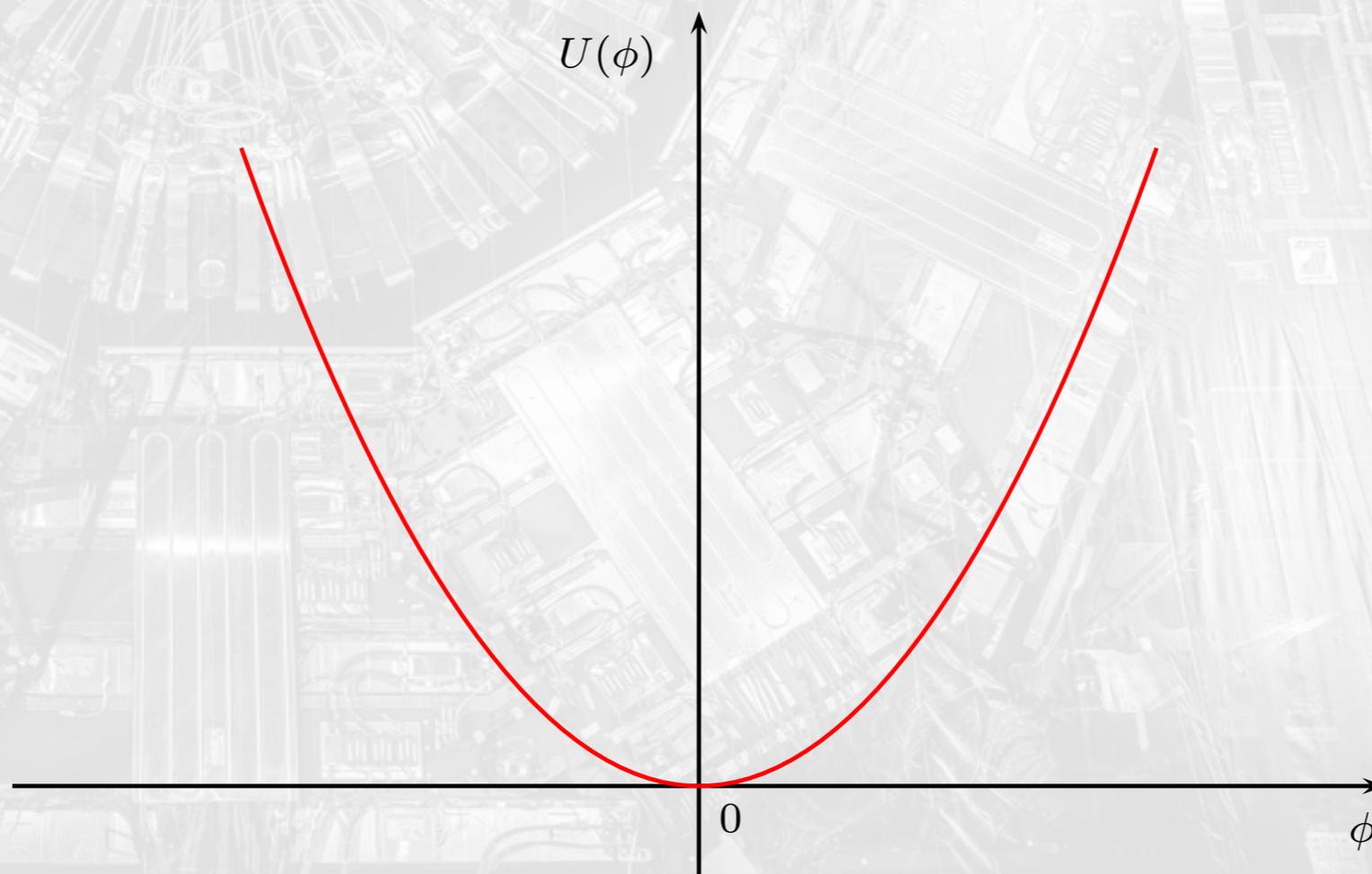
$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \{ \pi^2 + (\nabla \phi)^2 + \mu^2 \phi^2 \} + \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \{ \pi^2 + (\nabla \phi)^2 \} + U(\phi) \quad \rightarrow \quad U(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

onde $\pi_0 = 0$, $\nabla \phi_0 = 0$, gerando, de forma **global**, o **mínimo** para a Hamiltoniana.

Analizando o potencial U

- ▶ Vejamos as **possibilidades** que podemos ter para o potencial U :
 - ▶ Requerendo que a Hamiltoniana tenha um mínimo em $\phi = 0 \rightarrow \lambda > 0$
 - ▶ Se $\mu^2 > 0$, temos como solução para o Estado de Vácuo: $\phi_0 = 0$



Parâmetro μ

- ▶ A constante μ faz o papel da **massa** do campo escalar real ϕ ;
- ▶ Assumindo agora que $\mu^2 < 0$, teremos como solução $\phi_0 = 0$ e também

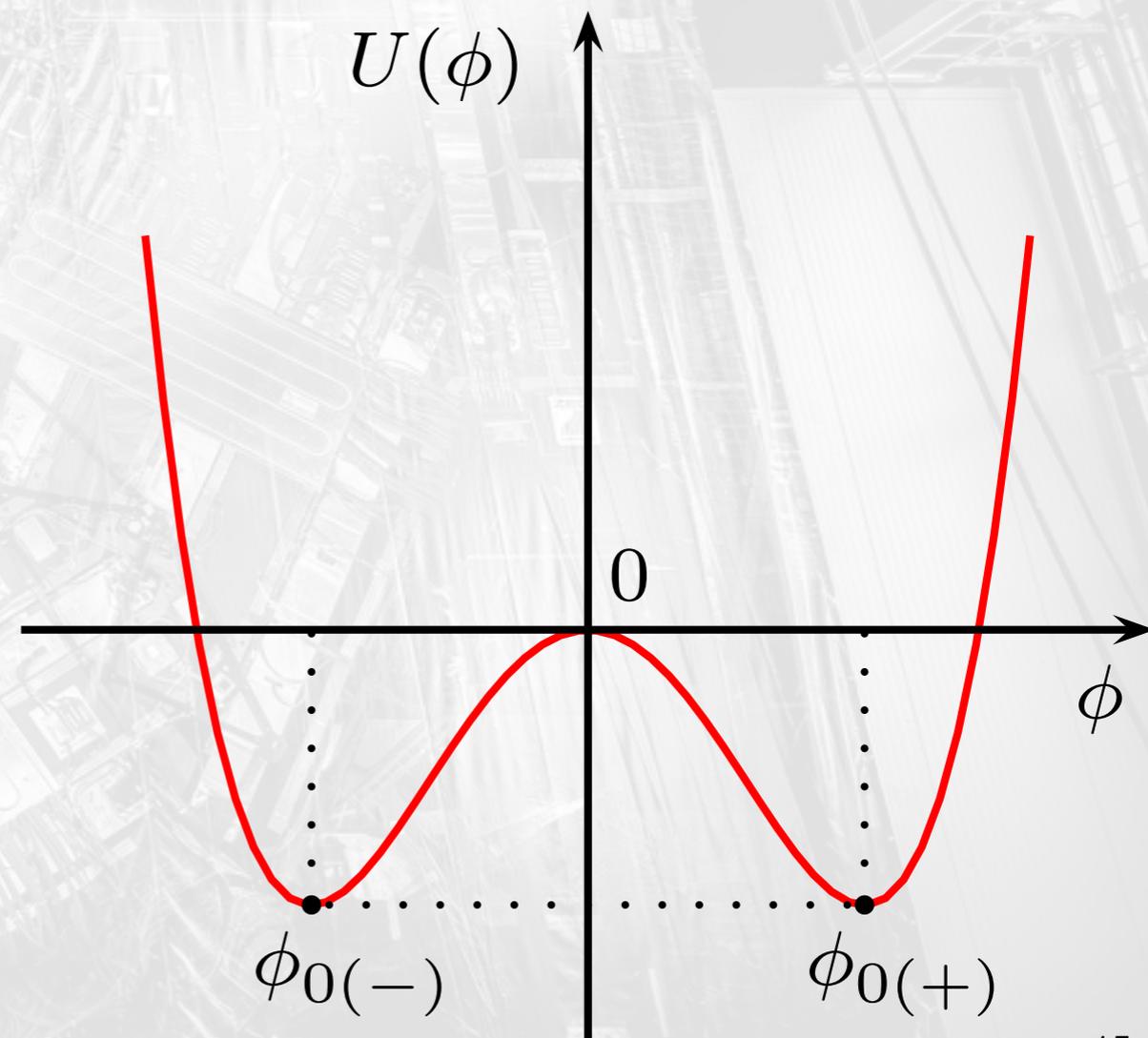
$$\phi_{0(+)} = +\sqrt{-\frac{6\mu^2}{\lambda}} \equiv a$$

$$\phi_{0(-)} = -\sqrt{-\frac{6\mu^2}{\lambda}}$$

- ▶ Com estas soluções obtemos

$$U(\phi_0) = 0$$

$$U(\phi_{0(+)}) = U(\phi_{0(-)}) = -\frac{3\mu^4}{2\lambda}$$



Simetria



- ▶ A Lagrangiana é **invariante** frente a transformação $\mathcal{L}(\phi) \rightarrow \mathcal{L}(-\phi)$
- ▶ O Estado de Vácuo é **degenerado!**
- ▶ Os estados possíveis se **transformam** um no outro em virtude desta **simetria**;
- ▶ A **escolha** por uma destas possibilidades é **irrelevante** para o estudo de $U(\phi)$, $H(\phi)$ e $L(\phi)$;

Um vez que fazemos a escolha, a simetria é espontaneamente quebrada!

Reescalando o campo escalar real ϕ

- ▶ Estudamos a Lagrangiana em torno do Estado de Vácuo **definindo** um novo campo

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \phi_{0(+)} \equiv \phi - a$$

- ▶ Reescrevemos a Lagrangiana em termos do novo campo ϕ'

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi')(\partial_\mu \phi') - \mu^2(\phi' + a)^2] - \frac{\lambda}{4!}(\phi' + a)^4 \\ &= \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi')(\partial_\mu \phi') - m^2 \phi'^2] - \frac{\lambda a}{3!} \phi'^3 - \frac{\lambda}{4!} \phi'^4\end{aligned}$$

onde temos que a **massa** para o novo campo é $m^2 = 2|\mu^2|$

- ▶ Vemos que este novo campo ϕ' possui algumas **propriedades**:

- ▶ O seu Estado de Vácuo corresponde a $\phi' = 0$;
- ▶ Possui massa **positiva** que corresponde a $m^2 = +2|\mu^2|$; e
- ▶ Apresenta uma interação tipo cúbica ϕ'^3 .

O novo campo escalar real ϕ'

- ▶ Devido ao termo cúbico de interação, esta Lagrangiana **não** é mais invariante frente a transformação

$$\phi' \rightarrow -\phi'$$

- ▶ Para obtermos um Estado de Vácuo com energia potencial **zero**, adicionamos uma constante

$$U(\phi_{0(+)}) = U(\phi_{0(-)}) = -\frac{3\mu^4}{2\lambda} + \frac{3\mu^4}{2\lambda} = 0$$

$$U(\phi) = \frac{\lambda}{4!} \left(\phi^2 + \frac{6\mu^2}{\lambda} \right)^2 \equiv \frac{\lambda}{4!} (\phi^2 - a^2)^2$$

- ▶ Isto nos mostra que é possível efetuar a passagem:

Campo com massa imaginária



Campo com massa real

Bóson de Goldstone (I)

► Analisemos a **quebra espontânea de simetria** de um grupo **contínuo** de simetria;

► Vejamos a Lagrangiana para dois campos ϕ_1 e ϕ_2

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

► Tomamos esta Lagrangiana invariante frente às transformações do grupo de simetria $SO(2)$ de **rotações** no plano (ϕ_1, ϕ_2)

$$\begin{aligned} \phi'_1 &= \phi_1 \cos\alpha - \phi_2 \sin\alpha \\ \phi'_2 &= \phi_1 \sin\alpha + \phi_2 \cos\alpha \end{aligned} \quad \rightarrow \quad \begin{pmatrix} \phi'_1 \\ \phi'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

► Para a energia potencial temos

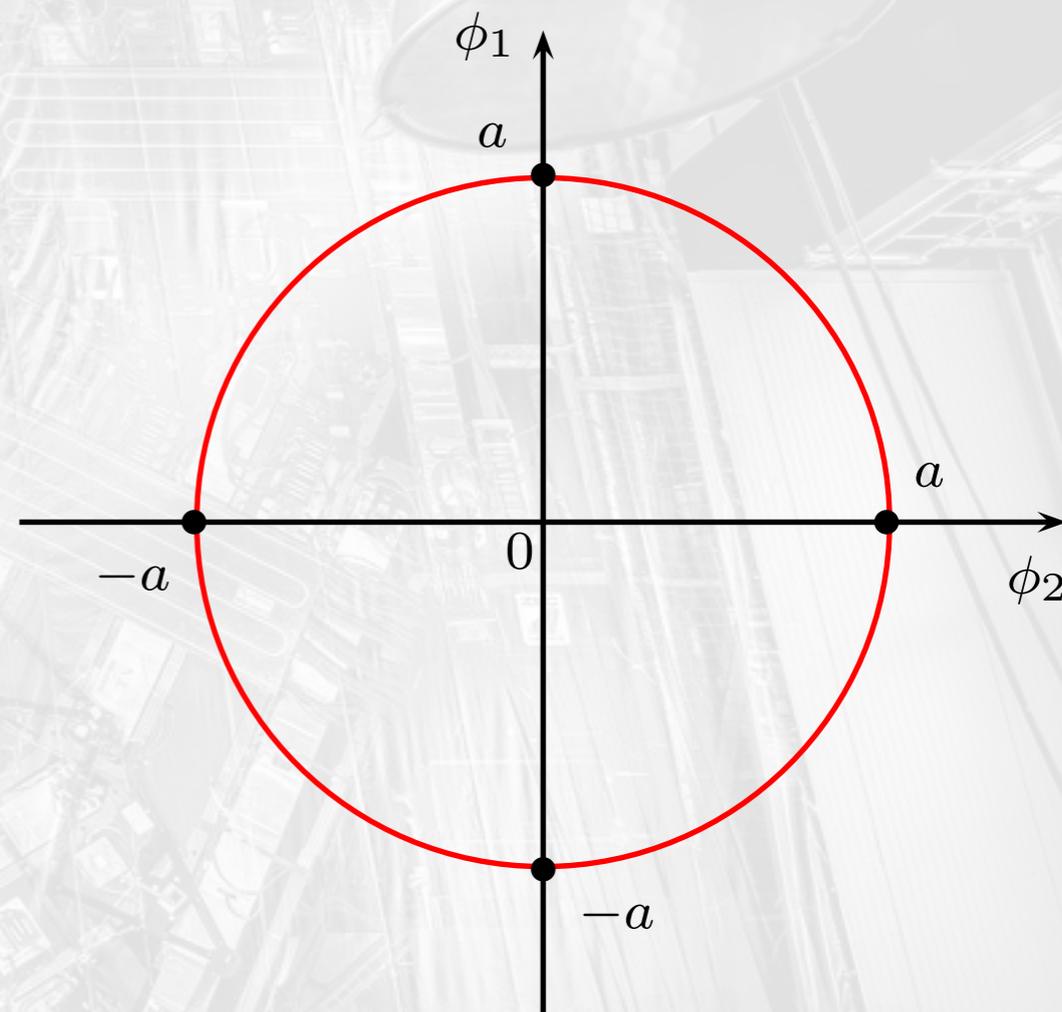
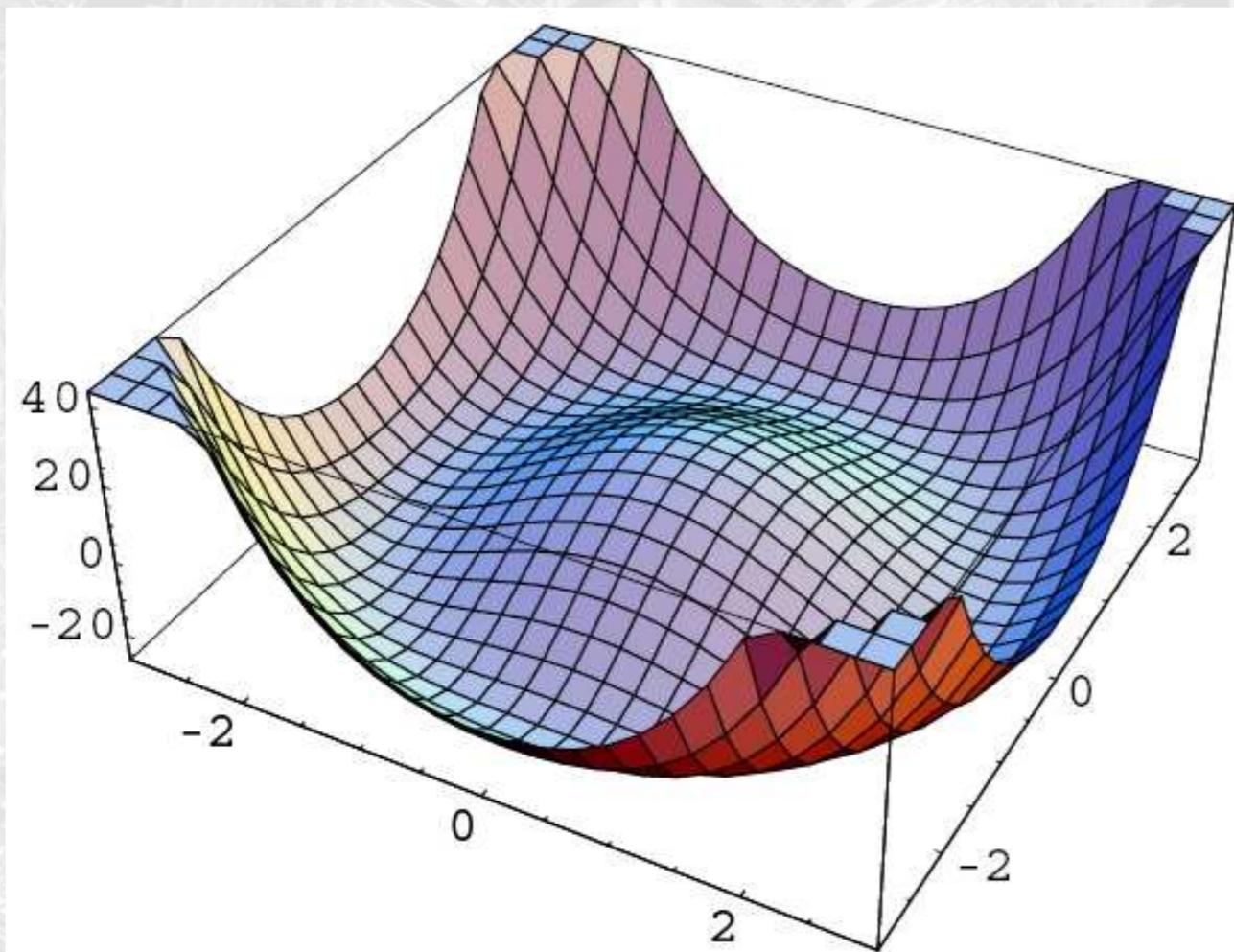
$$U(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{\lambda}{4!} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

onde o mínimo ocorre para

$$\frac{\partial U}{\partial \phi_1} = \phi_1 \left[\mu^2 + \frac{\lambda}{3!} (\phi_1^2 + \phi_2^2) \right] = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial \phi_2} = \phi_2 \left[\mu^2 + \frac{\lambda}{3!} (\phi_1^2 + \phi_2^2) \right] = 0$$

Bóson de Goldstone (II)

- ▶ Para $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ mínimo para (ϕ_1, ϕ_2) na circunferência $\phi_1^2 + \phi_2^2 = a^2 \equiv -\frac{6\mu^2}{\lambda}$



- ▶ Os Estados de Vácuo encontram-se nos pontos ϕ_1 e ϕ_2 da **circunferência** e transformam-se um no outro através do grupo $SO(2)$;

Quebra de simetria

- ▶ Sempre podemos **escolher** os eixos no plano (ϕ_1, ϕ_2) de forma que obtemos $\phi_{1(+)} = a, \phi_{2(+)} = 0$ onde **há** a quebra espontânea da simetria;

- ▶ Fazendo **novamente** a substituição de variáveis de forma que $\phi'_1 = \phi_1 - a, \phi'_2 = \phi_2$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi'_1)(\partial_\mu \phi'_1) - m^2 \phi'^2_1] + \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi'_2)(\partial_\mu \phi'_2) - \frac{\lambda}{3!} a(\phi'^2_1 + \phi'^2_2)\phi'_1 - \frac{\lambda}{4!} (\phi'^2_1 + \phi'^2_2)^2$$

- ▶ Como esperado, o campo ϕ'_1 **adquire** uma massa positiva:

$$m = \sqrt{2|\mu^2|} = \sqrt{\lambda \frac{a^2}{3}},$$

- ▶ ao passo que o campo ϕ'_2 permanece um campo **não-massivo**.

Teorema de Goldstone

- ▶ O campo não-massivo ϕ'_2 é chamado de **Bóson de Goldstone**, onde este resultado ilustra o **Teorema de Goldstone**:

“Existirão $N - M$ bósons sem massa na teoria em que um sub-grupo de dimensão $N - M$, de um grupo de simetria \mathcal{G} de dimensão N , é espontaneamente quebrada.”

Mecanismo de Higgs-Kibble

- Consideremos a Lagrangiana para dois campos ϕ_1 e ϕ_2 em termos dos **campos escalares complexos**

$$\begin{aligned}\phi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_1(x) + i\phi_2(x)] \\ \phi^*(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_1(x) - i\phi_2(x)]\end{aligned}$$

onde obtemos para a Lagrangiana em termos destes campos

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi)(\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \frac{\lambda}{3!} (\phi^* \phi)^2$$

- Podemos ver que esta Lagrangiana é **invariante** frente à transformação

$$\phi(x) \rightarrow \tilde{\phi}(x) = e^{i\alpha} \phi(x)$$

a qual corresponde a transformação do grupo de **rotações** $SO(2)$:

$$\mathcal{L}(x) = e^{i\alpha} \mathcal{L}(x)$$

Transformação local de simetria

- ▶ Consideremos uma transformação **local** do grupo $SO(2)$ $\tilde{\phi}(x) = e^{ig\theta(x)}\phi(x)$
- ▶ Como temos um **argumento** dependente da posição x , a aplicação da derivada tem resultado **distinto** a uma transformação global

$$\partial_\mu \phi'(x) = \partial_\mu \left[e^{ig\theta(x)} \phi(x) \right] = e^{ig\theta(x)} \partial_\mu \phi(x) + e^{ig\theta(x)} \phi(x) [ie\partial_\mu \theta(x)]$$

- ▶ Devido ao termo $\partial_\mu \theta(x)$, a Lagrangiana **deixa** de ser invariante!
- ▶ Adicionando um campo vetorial $A_\mu(x)$, **recuperamos** a invariância da Lagrangiana:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + (D^\mu \phi)^* (D_\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \frac{\lambda}{3!} (\phi^* \phi)^2$$

onde $F^{\mu\nu} = \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu$, $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu(x)$ e acompanha $\tilde{A}^\mu = A^\mu - \partial^\mu \theta(x)$

Utilizando a quebra de simetria

- ▶ Temos que o **mínimo** da energia potencial ocorre para $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ em

$$\phi^* \phi = -\frac{1}{2} \frac{6\mu^2}{\lambda} \equiv \frac{1}{2} a^2$$

- ▶ A quebra espontânea da simetria $(\tilde{\phi}, \tilde{A}^\mu)$ ocorre quando para um Estado de Vácuo

$$\phi_0 = \frac{a}{\sqrt{2}} \phi_{1(0)} = a, \quad \phi_{2(0)} = 0$$

- ▶ Substituímos as variáveis em função da escolha do Estado de Vácuo

$$\phi'(x) = \phi(x) - \frac{a}{\sqrt{2}}$$

onde a é entendida como constante **real!**

Nova Lagrangiana

- ▶ Escrevendo a Lagrangiana para estes campos **escalares** e **vetorial** com o Estado de Vácuo **determinado**

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} g^2 a^2 A^\mu A_\mu + \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi'_1) (\partial_\mu \phi'_1) - m^2 \phi'_1] + \\ & + \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi'_2) (\partial_\mu \phi'_2) - \frac{\lambda a}{3!} (\phi_1'^2 + \phi_2'^2) \phi'_2 - \frac{\lambda}{4!} (\phi_1'^2 + \phi_2'^2)^2 + \\ & + \text{termos de acoplamento entre } \phi \text{ e } A^\mu, \end{aligned}$$

onde $m^2 = 2|\mu^2|$

- ▶ Podemos notar que **surge** um termo nesta Lagrangiana referente ao campo vetorial $A_\mu(x)$

$$\mathcal{L}_{A,2} = \frac{1}{2} g^2 a^2 A^\mu A_\mu$$

- ▶ o qual corresponde a massa deste campo $m_V = ga$

Reescrevendo

- Podemos efetuar a **mudança de variáveis**

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(x) + a] e^{ig\omega(x)/a}$$

$$A_\mu(x) = c_\mu(x) - \frac{1}{a} \partial_\mu \omega(x)$$

- onde surgem os novos campos $\rho(x)$, $\omega(x)$ e c_μ

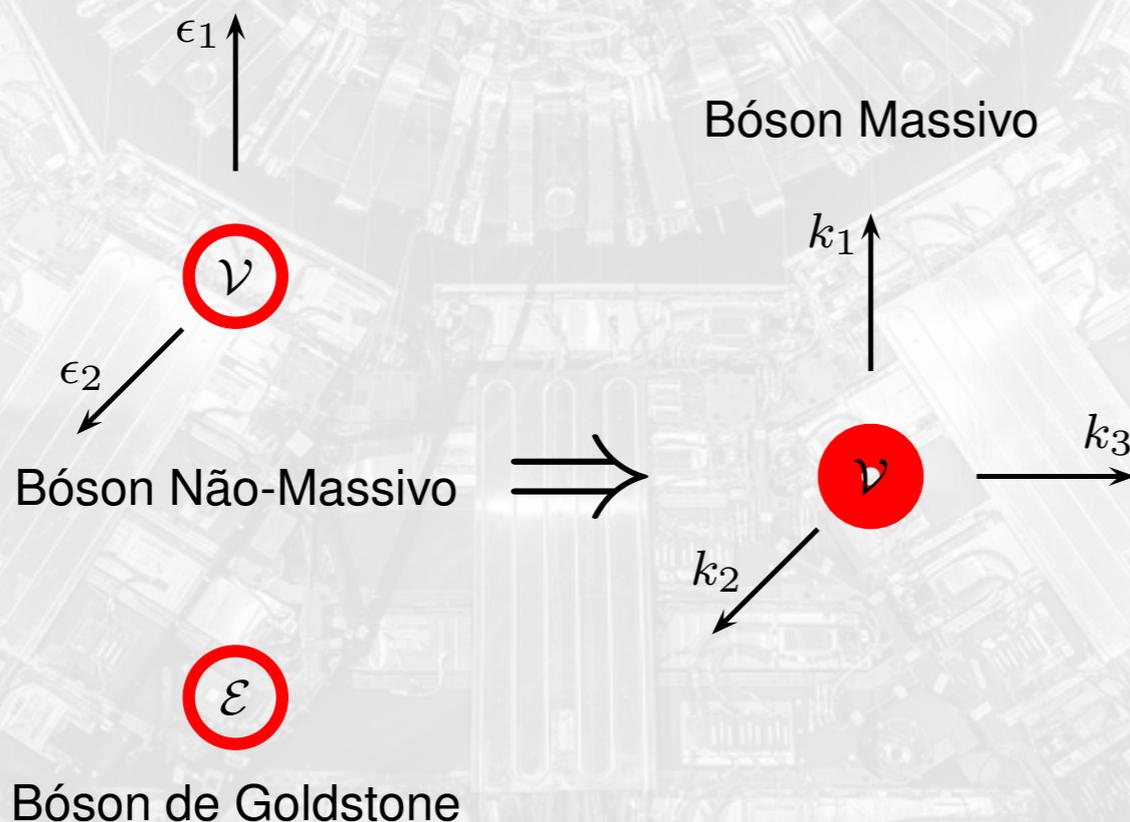
- Finalmente, a Lagrangiana obtido

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} c^{\mu\nu} c_{\mu\nu} + \frac{1}{2} g^2 a^2 c^\mu c_\mu + \frac{1}{2} (\partial^\mu \rho) (\partial_\mu \rho) - \frac{1}{2} (m_\rho^2) \rho^2 \\ & - \frac{\lambda}{4!} \rho^4 - \frac{\lambda a}{3!} \rho^3 + \frac{g^2}{2} c^\mu c_\mu (\rho^2 + 2\rho a) \end{aligned}$$

- onde temos os campos massivos **vetorial** c_μ , com massa $m_V = ga$, e **escalar** ρ , com massa $m_\rho = \sqrt{2|\mu^2|}$

Componente Longitudinal

- ▶ Podemos observar da Lagrangiana obtido que a nova variável que descreveria o bóson de Goldstone **desapareceu!**
- ▶ A perda **aparente** do Bóson de Goldstone na verdade é uma **conversão**.
- ▶ Nesta teoria, **não há** Bósons de Goldstone provindos da **quebra de simetria**, e sim surgem **novos** graus de liberdade:



O Teorema de Goldstone é válido:
nesta teoria ele se *converte* em
componente longitudinal devido ao
campo em questão ser de **longo**
alcance! Caso seja de **curto**
alcance surge o *bóson*
não-massivo na quebra da
simetria!

Primeira evidência

- ▶ Combinando este Mecanismo com as Teorias Eletromagnética e das Interações Fracas obtém-se a **Teoria Eletrofraca**:
 - ▶ Três bóson vetoriais **massivos** mediadores das Interações Fracas;
 - ▶ Bóson mediador da Interação Eletromagnética **sem massa**.
- ▶ **1983**: Rubbia *et al.* utilizaram o Super Proton Synchrotron}, recém construído acelerador do CERN, para observar os bóson vetoriais massivos;
- ▶ Através de colisões próton-antipróton os detectores UA1 e UA2 conseguiram **observar** estes bósons, estimando suas massas com excelente acordo com a Teoria Eletrofraca (~ 80/90 GeV).

- ▶ Atualmente, observa-se a massa destes bóson vetoriais sendo

Massa (GeV)	Z^0	W^\pm
LEP	91.1875 ± 0.0021	80.439 ± 0.050
$p\bar{p}$	91.1876 ± 0.0039	80.454 ± 0.059

Bóson de Higgs (I)



Partícula de Deus?

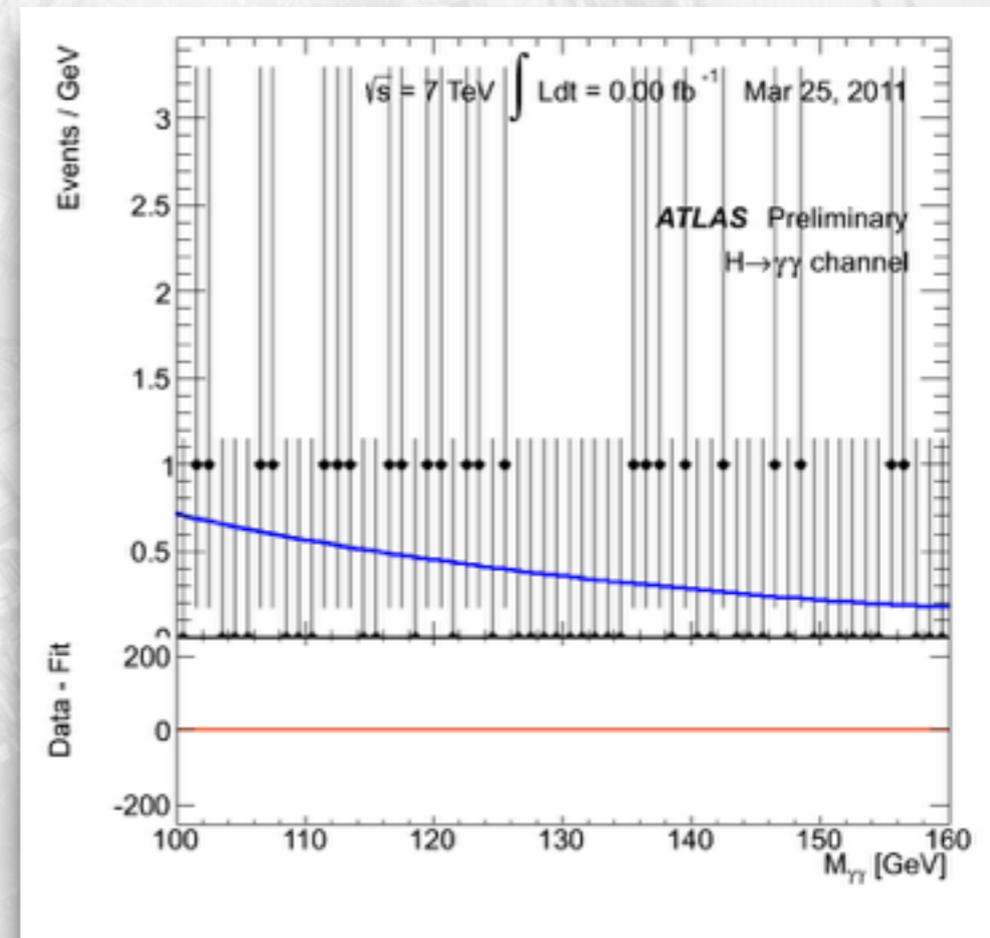
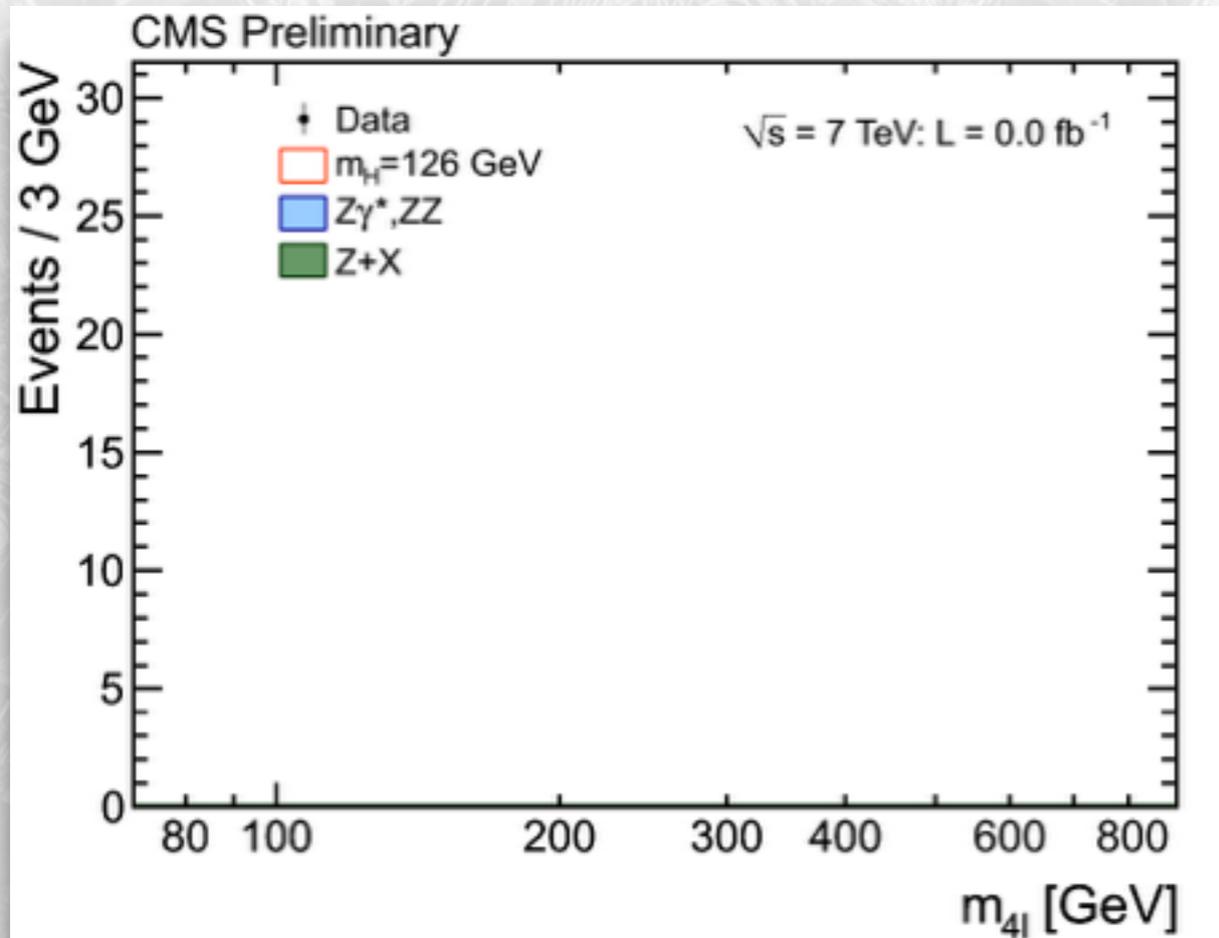


- ▶ **2012:** ambas as Colaborações CMS e ATLAS anunciaram a observação de uma partícula com as propriedades do bóson de Higgs;
- ▶ **2013:** as Colaborações anunciam que a partícula possui algumas propriedades do bóson de Higgs do Modelo Padrão;



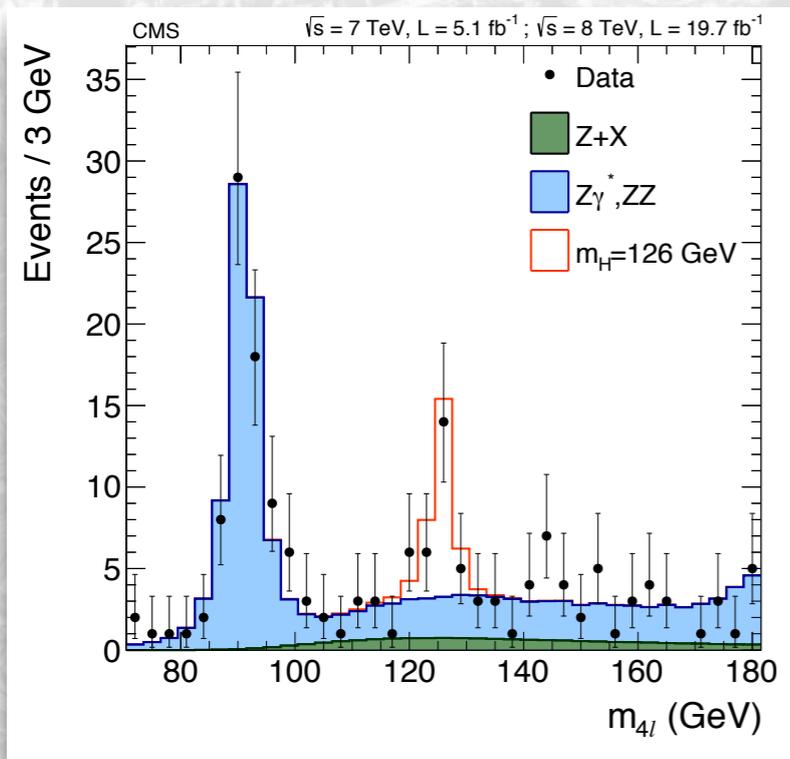
$$M_H = 125,03^{+0,26}_{-0,27} \text{ (stat.) } ^{+0,13}_{-0,15} \text{ (syst.) GeV}/c^2$$

$$M_H = 125,36 \pm 0,37 \text{ (stat.) } \pm 0,18 \text{ (syst.) GeV}/c^2$$

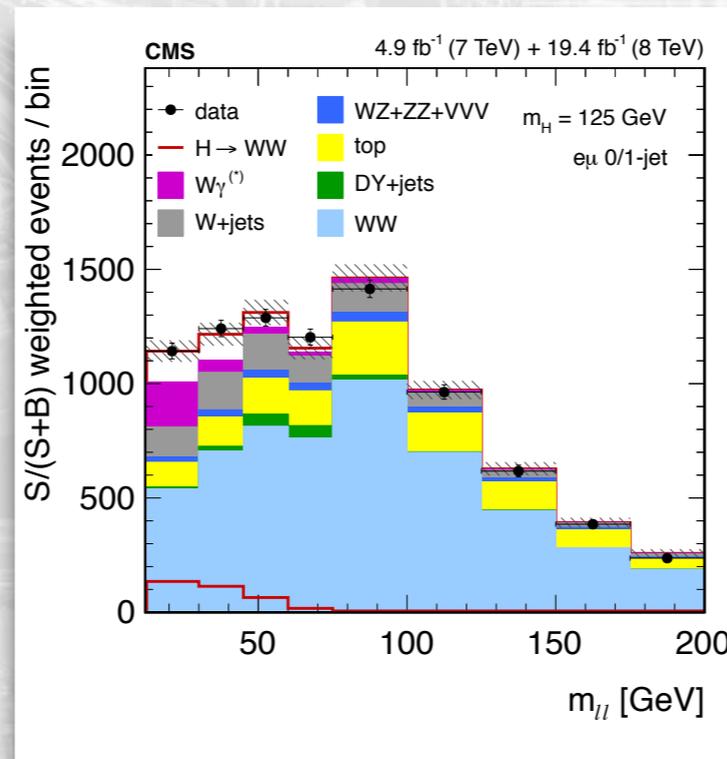


Bóson de Higgs (II)

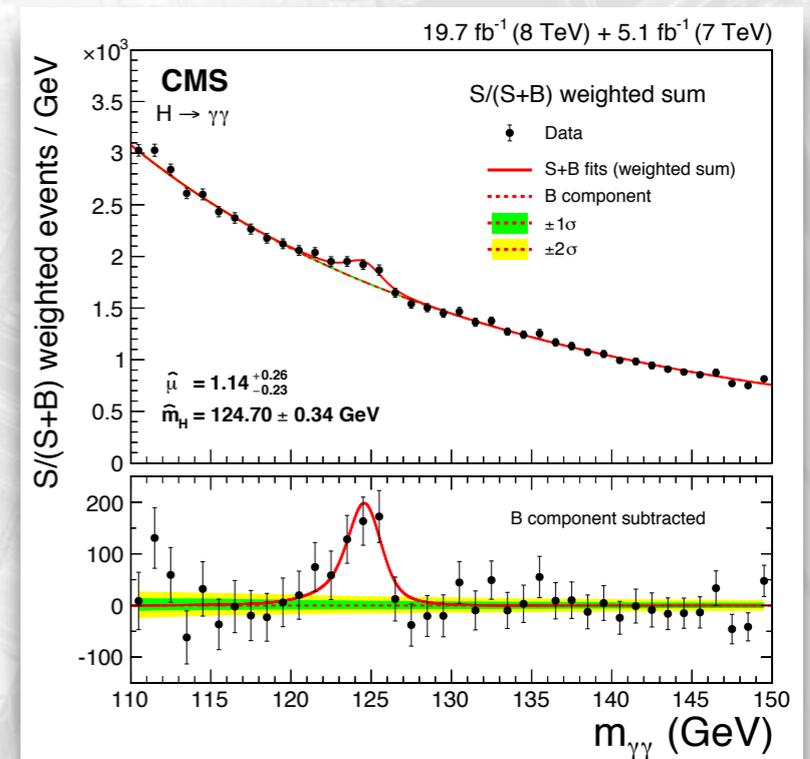
- ▶ A Colaboração CMS efetuou medidas experimentais da produção do suposto bóson de Higgs em diferentes **canais de decaimento**;
- ▶ Estas medidas são comparadas com a teoria através de **geradores de eventos**;



$$pp \rightarrow H \rightarrow 4l$$



$$pp \rightarrow H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$$

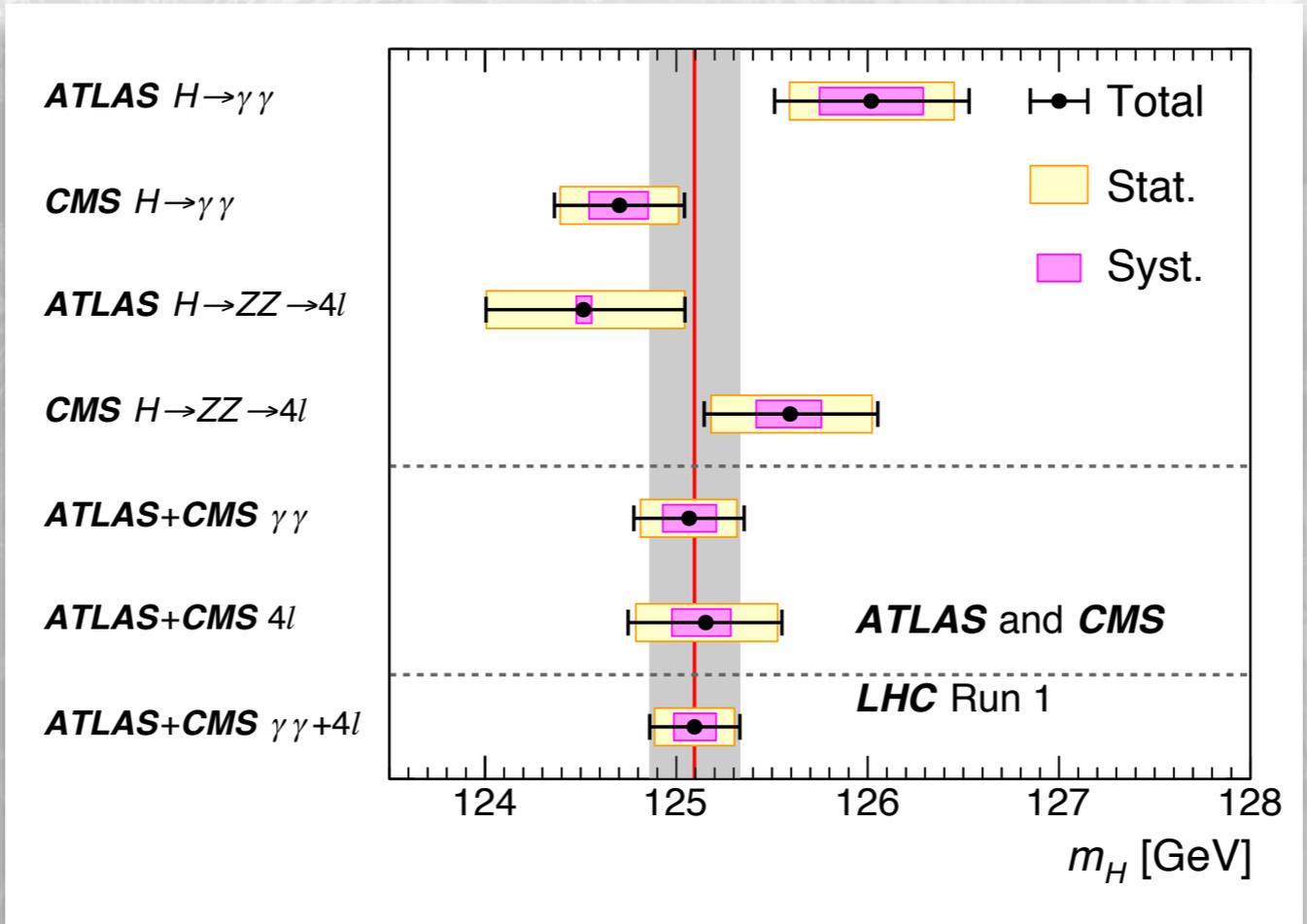


$$pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$$

- ▶ Histogramas coloridos: previsões teóricas do Modelo Padrão

Bóson de Higgs (III)

- **2015**: as Colaborações CMS e ATLAS publicaram a combinação dos resultados para observação do **suposto** bóson de Higgs em dois dos seus canais de decaimento:



- Mais dados são necessários para determinar se esta partícula é realmente o bóson de Higgs do Modelo Padrão.

Conclusões

- ▶ Soluciona a geração da massa das partículas elementares do Modelo Padrão;
- ▶ Revela a íntima ligação entre a quebra de simetrias e a geração de massa;
- ▶ Validade do Teorema de Goldstone para interações de longo alcance;
- ▶ Possível utilizar para estimativa da massa de outras partículas não observadas;
- ▶ Fornece uma teoria simples para as interações fracas e permite a unificação com a Teoria Eletromagnética;
- ▶ O observável desta teoria já foi observado, o que sustenta fortemente sua validade.

