

# Física de Partículas

Parte 4

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:** falta bem pouco para completar a construção do **Modelo Padrão das Partículas Elementares** (MP): vimos a necessidade de introduzir um bóson de gauge para a força nuclear fraca e encontramos no mecanismo de Higgs uma forma de fazer com que este bóson seja massivo. Agora veremos qual simetria, quando devidamente quebrada, nos dá a interação fraca.

Teremos então o MP completo e veremos alguns exemplos de sua incrível capacidade preditiva.

Em seguida podemos pensar: o que ele ainda não explica? Quais são as suas limitações? Como vamos **além do MP**?

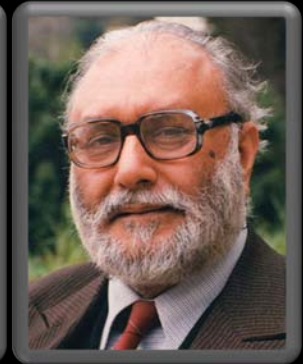
# A interação eletrofraca

1968

Glashow

Weinberg

Salan



## Férmions

$Q = 2/3$	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top
$Q = -1/3$	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> botton
$Q = 0$	$\nu_e$ neutrino do eletron	$\nu_\mu$ neutrino do mu	$\nu_\tau$ neutrino do tau
$Q = -1$	<b>e</b> eletron	$\mu$ mu	$\tau$ tau
	1ª geração	2ª geração	3ª geração

$\rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$Q_L^1 = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

$$E_L^1 = \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_{eL} \end{pmatrix}$$

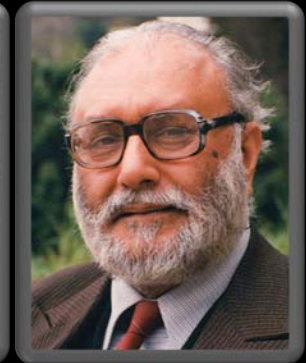
# A interação eletrofraca

1968

Glashow

Weinberg

Salan



## Férmions

$Q = 2/3$	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top
$Q = -1/3$	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> botton
$Q = 0$	$\nu_e$ neutrino do eletron	$\nu_\mu$ neutrino do mu	$\nu_\tau$ neutrino do tau
$Q = -1$	<b>e</b> eletron	$\mu$ mu	$\tau$ tau
	1ª geração	2ª geração	3ª geração

$\rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$  Hipercarga (não é a EM)

$$Q_L^1 = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

$$E_L^1 = \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_{eL} \end{pmatrix}$$

$$u_R$$

$$d_R$$

$$e_R$$

# A interação eletrofraca

Setor de Gauge: espontaneamente quebrado por um campo escalar complexo, transformando-se sobre  $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$SU(2)_L: \begin{matrix} W_\mu^1 & W_\mu^2 & W_\mu^3 \end{matrix}$$

$$U(1)_Y: B_\mu$$

Escalar:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

VEV do Escalar (exp: 246 GeV)

$$\mathcal{L}_{ew} = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \lambda \left( \phi^\dagger \phi - \frac{v^2}{2} \right)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi + \underbrace{ig_2 W_\mu^a \frac{\tau^a}{2}}_{\text{Acoplamentos}} \phi + \underbrace{ig_1 B_\mu Y_\phi}_{\text{Acoplamentos}} \phi$$

Acoplamentos

Acoplamentos

# A interação eletrofraca

Setor de Gauge: espontaneamente quebrado por um campo escalar complexo, transformando-se sobre  $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$SU(2)_L: \begin{matrix} W_\mu^1 & W_\mu^2 & W_\mu^3 \end{matrix}$$

$$U(1)_Y: B_\mu$$

Escalar:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Quebra Espontânea

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

$$M_W = \frac{g_2 v}{2}$$

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

$$M_Z = \frac{v^2}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$$

$$A_\mu = \frac{g_2 B_\mu + g_1 W_\mu^3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

$$M_\gamma = 0$$

Sobra um escalar:

$$h$$

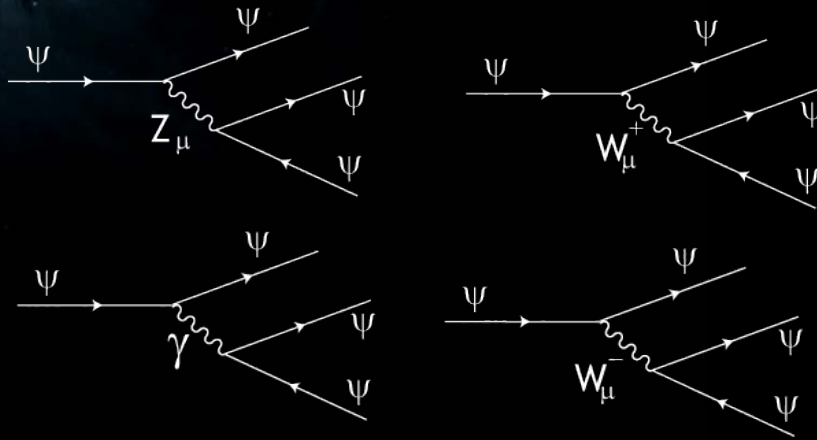
$$m_h = \sqrt{2v^2 \lambda}$$

**Bóson de Higgs**

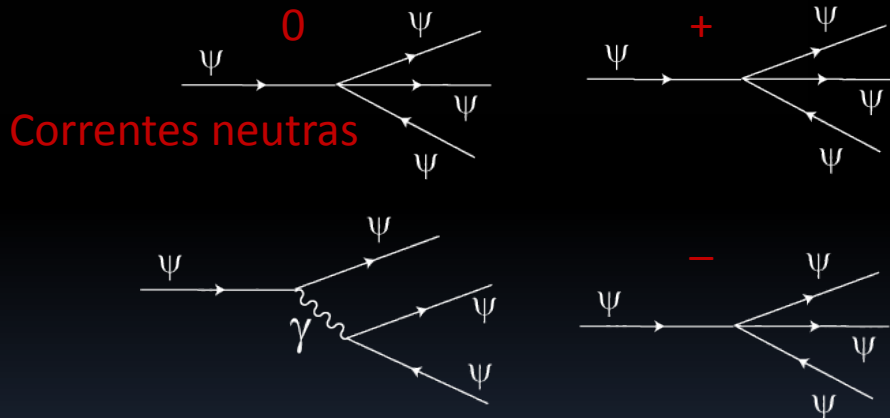
# A interação eletrofraca



$\sim 100 \text{ GeV}$



$SU(2)_L \times U(1)_Y$



$U(1)_{EM}$  + teoria de Fermi (efetiva)

$$e = g_2 \sin \theta_W$$

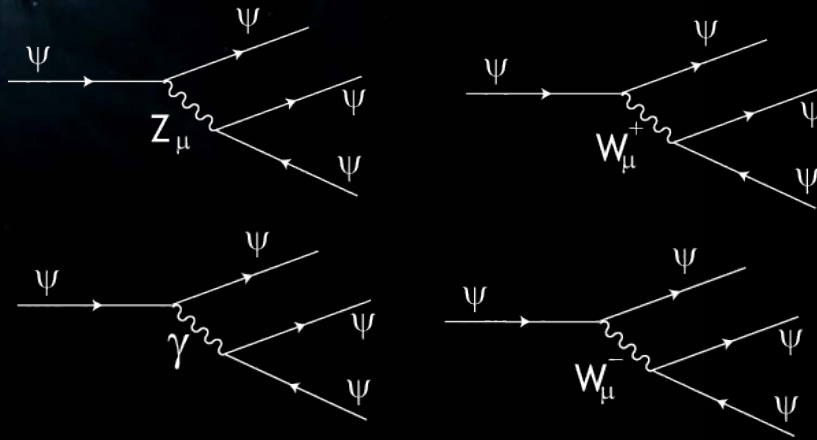
$$\frac{g^2}{M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

A “fraqueza” da força é dada pela massa do W:

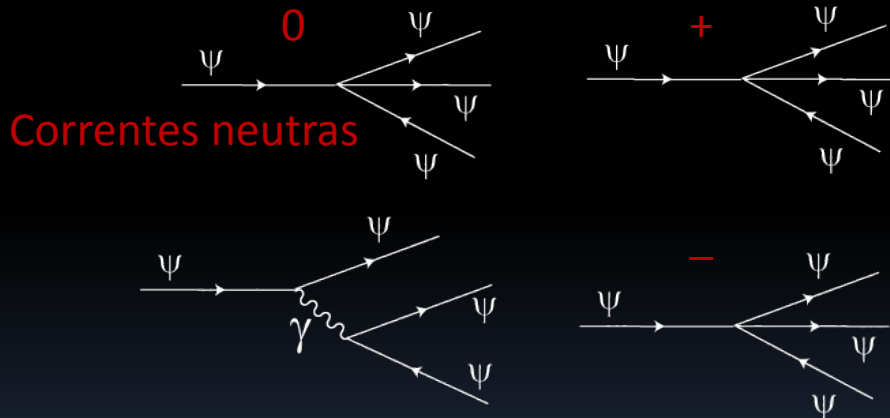
# A interação eletrofraca



~100 GeV

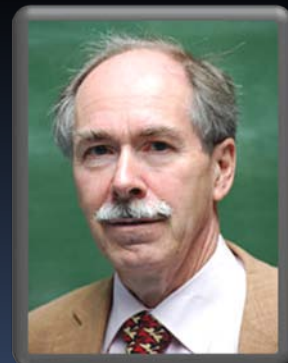


$SU(2)_L \times U(1)_Y$



$U(1)_{EM}$  + teoria de Fermi (efetiva)

t'Hoft



Importante: a simetria está apenas escondida, esta ainda é uma teoria de gauge, em 1971 t'Hoft prova sua renormalizabilidade



# A massa dos férmions

Podemos decompor os campos fermiônicos em suas **componentes quirais**:

$$\psi = \psi_L + \psi_R$$

$$\psi_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$$

$$\psi_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi$$

O termo de massa é proporcional ao operador:

$$\bar{\psi}\psi = (\psi_L^\dagger + \psi_R^\dagger) \gamma_0 (\psi_L + \psi_R)$$

$$\psi_L^\dagger \gamma_0 \psi_L = \psi^\dagger \frac{1}{2} (1 + \gamma_5^\dagger) \gamma_0 \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$$

$$= \frac{1}{4} \psi^\dagger \gamma_0 (1 - \gamma_5^2) \psi = 0$$

$$\psi_L^\dagger \gamma_0 \psi_R = \frac{1}{2} \bar{\psi}\psi$$

# A massa dos férmions

Podemos decompor os campos fermiônicos em suas **componentes quirais**:

$$\psi = \psi_L + \psi_R$$

$$\psi_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$$

$$\psi_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi$$

O termo de massa é proporcional ao operador:

$$\bar{\psi}\psi = (\bar{\psi}_L^\dagger + \bar{\psi}_R^\dagger) \gamma_0 (\psi_L + \psi_R) = \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L$$

$U(1)_Y$

$$\psi_R \rightarrow e^{-i\alpha'(x)Y} \psi_R$$

$SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\psi_L \rightarrow e^{-i\alpha_a(x)\frac{\sigma_a}{2} - i\alpha'(x)Y} \psi_L$$

A massa dos férmions viola a simetria de gauge!

# A massa dos férmions

Podemos, no entanto, introduzir acoplamentos de Yukawa (férmion-férmion-escalar):

$$\mathcal{L}_Y = y_\psi (\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + h.c.$$

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha_a(x) \frac{\sigma_a}{2} - i\alpha'(x) Y} \phi$$

Invariante de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$

# A massa dos férmions

Podemos, no entanto, introduzir acoplamentos de Yukawa (férmion-férmion-escalar):

$$\mathcal{L}_Y = y_\psi (\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + h.c.$$

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha_a(x) \frac{\sigma_a}{2} - i\alpha'(x) Y} \phi$$



Quebra espontânea

$$\mathcal{L}_Y = \frac{v}{\sqrt{2}} y_\psi \bar{\psi}_L \psi_R + h.c.$$

$$m_\psi = y_\psi \frac{v}{\sqrt{2}}$$

A massa dos férmions também vem da interação com o Higgs!

# A massa dos férmions

**A falácia da massa:** “O Higgs é responsável pela massa”

Matéria (visível  $\sim 5\%$ ) mais comum no universo: hidrogênio –  $m_H = 938,89 \text{ MeV}$

Próton + Elétron ←

Massa do próton:  $938,27 \text{ MeV}$  –  $99,93\%$  da massa do  $^1\text{H}$

→ 3 quarks

Higgs ↓

Massa dos 3 quarks (somada):  $9,6 \text{ MeV}$  –  $1,02\%$  da massa do proton

CADE O RESTO?

Resposta: energia de ligação da QCD! Responsável por  $99,0\%$  da massa (do  $^1\text{H}$ )

De fato, a QCD até quebra  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  – mas o VEV é muito pequeno

# A massa dos férmions

Podemos, no entanto, introduzir acoplamentos de Yukawa (férmion-férmion-escalar):

$$\mathcal{L}_Y = y_\psi (\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + h.c.$$

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha_a(x)\frac{\sigma_a}{2} - i\alpha'(x)Y} \phi$$



Quebra espontânea

$$\mathcal{L}_Y = \frac{v}{\sqrt{2}} y_\psi \bar{\psi}_L \psi_R + h.c.$$

$$m_\psi = y_\psi \frac{v}{\sqrt{2}}$$

A massa dos férmions também vem da interação com o Higgs!

# A massa dos férmions

Podemos, no entanto, introduzir acoplamentos de Yukawa (férmion-férmion-escalar):

$$\mathcal{L}_Y = y_\psi (\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + h.c.$$

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha_a(x) \frac{\sigma_a}{2} - i\alpha'(x) Y} \phi$$

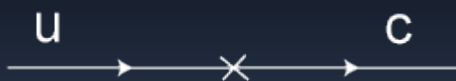


Quebra espontânea

$$\mathcal{L}_Y = \frac{v}{\sqrt{2}} y_\psi \bar{\psi}_L \psi_R + h.c.$$

$$m_\psi = y_\psi \frac{v}{\sqrt{2}}$$

Importante: estes  $y_\psi$  não são iguais para todos os férmions (ex:  $m_e \neq m_t$ ) e não há motivo algum para que não tenhamos termos misturando férmions diferentes.



Estas misturas devem ser retiradas da teoria para obtermos auto estados de massa. É isso que nos leva a matriz CKM, ao mecanismo GIM e a violação de CP

# O Modelo Padrão

	Férmions			Bosons
$Q = 2/3$	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	$\gamma$ foton
$Q = -1/3$	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> botton	<b>g</b> gluon
$Q = 0$	$\nu_e$ neutrino do eletron	$\nu_\mu$ neutrino do mu	$\nu_\tau$ neutrino do tau	<b>Z</b> boson Z
$Q = -1$	<b>e</b> eletron	$\mu$ mu	$\tau$ tau	<b>W</b> bosons W
	1ª geração	2ª geração	3ª geração	

Correntes neutras  
1973

Gargamelle





# O Modelo Padrão

	Férmions			Bosons	
$Q = 2/3$	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	$\gamma$ foton	
$Q = -1/3$	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> botton	<b>g</b> gluon	
$Q = 0$	$\nu_e$ neutrino do eletron	$\nu_\mu$ neutrino do mu	$\nu_\tau$ neutrino do tau	<b>Z</b> boson Z	1983
$Q = -1$	<b>e</b> eletron	$\mu$ mu	$\tau$ tau	<b>W</b> bosons W	1983
	1ª geração	2ª geração	3ª geração		



Rubbia



van der Meer



# O Modelo Padrão

	Férmions			Bosons	
Q = 2/3	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	$\gamma$ foton	
Q = -1/3	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> botton	<b>g</b> gluon	
Q = 0	$\nu_e$ neutrino do eletron	$\nu_\mu$ neutrino do mu	$\nu_\tau$ neutrino do tau	<b>Z</b> boson Z	
Q = -1	<b>e</b> eletron	$\mu$ mu	$\tau$ tau	<b>W</b> bosons W	
	1ª geração	2ª geração	3ª geração		

**h**  
boson de Higgs

4/julho/2012?



Heuer

"I Think We Have It"

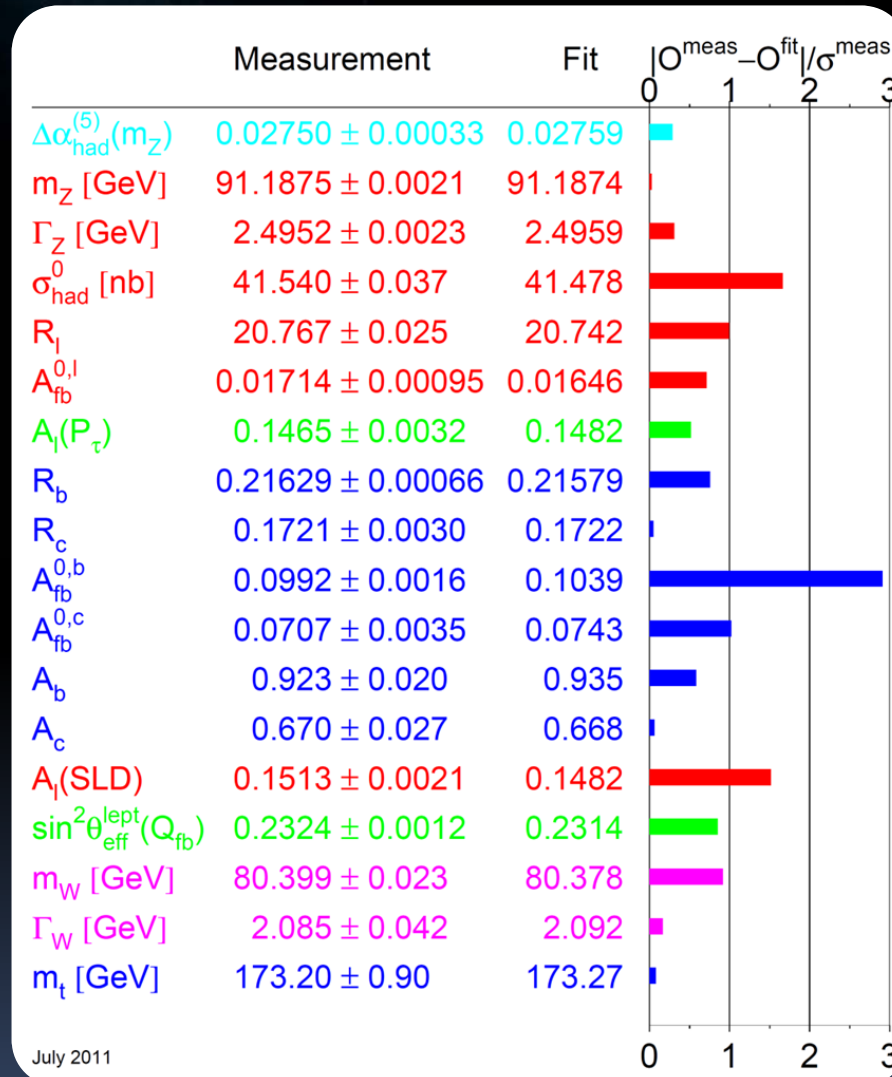


# O Modelo Padrão (enfim!)

	Férmions			Bosons	
Q = 2/3	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> foton	
Q = -1/3	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> botton	<b>g</b> gluon	
Q = 0	<b>ν<sub>e</sub></b> neutrino do eletron	<b>ν<sub>μ</sub></b> neutrino do mu	<b>ν<sub>τ</sub></b> neutrino do tau	<b>Z</b> boson Z	<b>h</b> boson de Higgs
Q = -1	<b>e</b> eletron	<b>μ</b> mu	<b>τ</b> tau	<b>W</b> bosons W	
	1ª geração	2ª geração	3ª geração		

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

# Testes do Modelo Padrão



LEP Electroweak Working Group,  
<http://lepewwg.web.cern.ch>

Sucesso!

July 2011

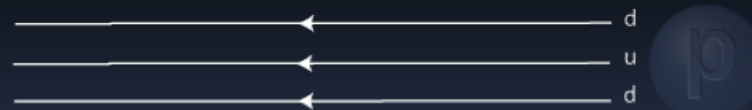
(um pouco sobre) **Física de Aceleradores de Partículas**

Podemos acelerar diversas partículas diferentes, os aceleradores mais potentes do presente e passado recente são todos aceleradores de hádrons:

RHIC: prótons e núcleos pesados, 200 GeV/par de nucleons

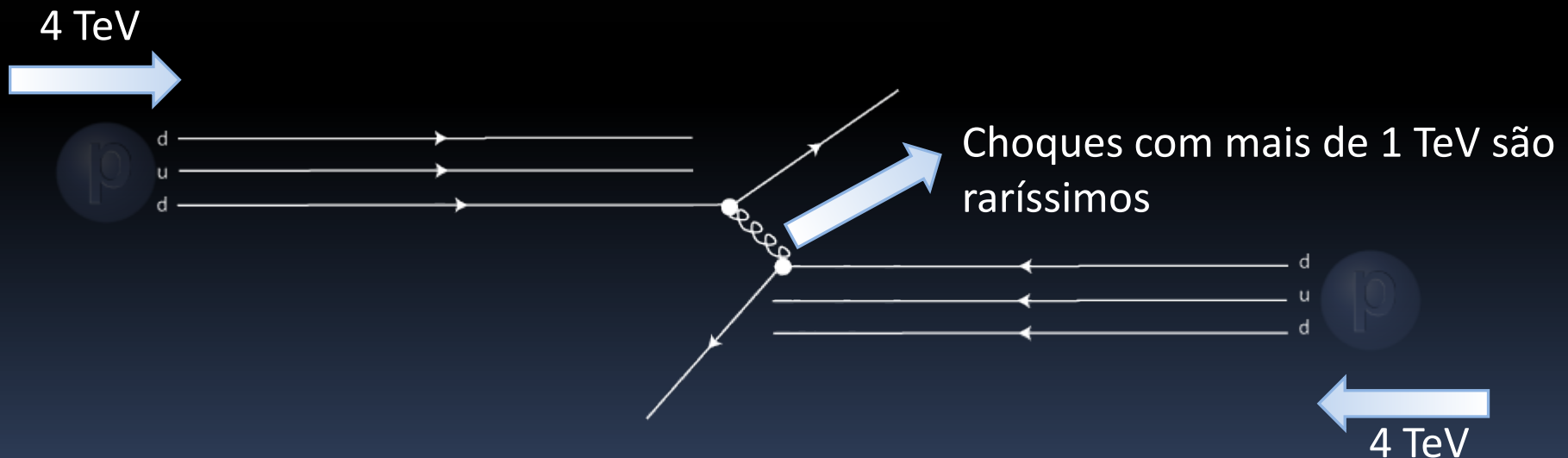
Tevatron: próton-antipróton, 1.96 TeV (*desligado*)

LHC: próton-próton, núcleos pesados, 8 TeV



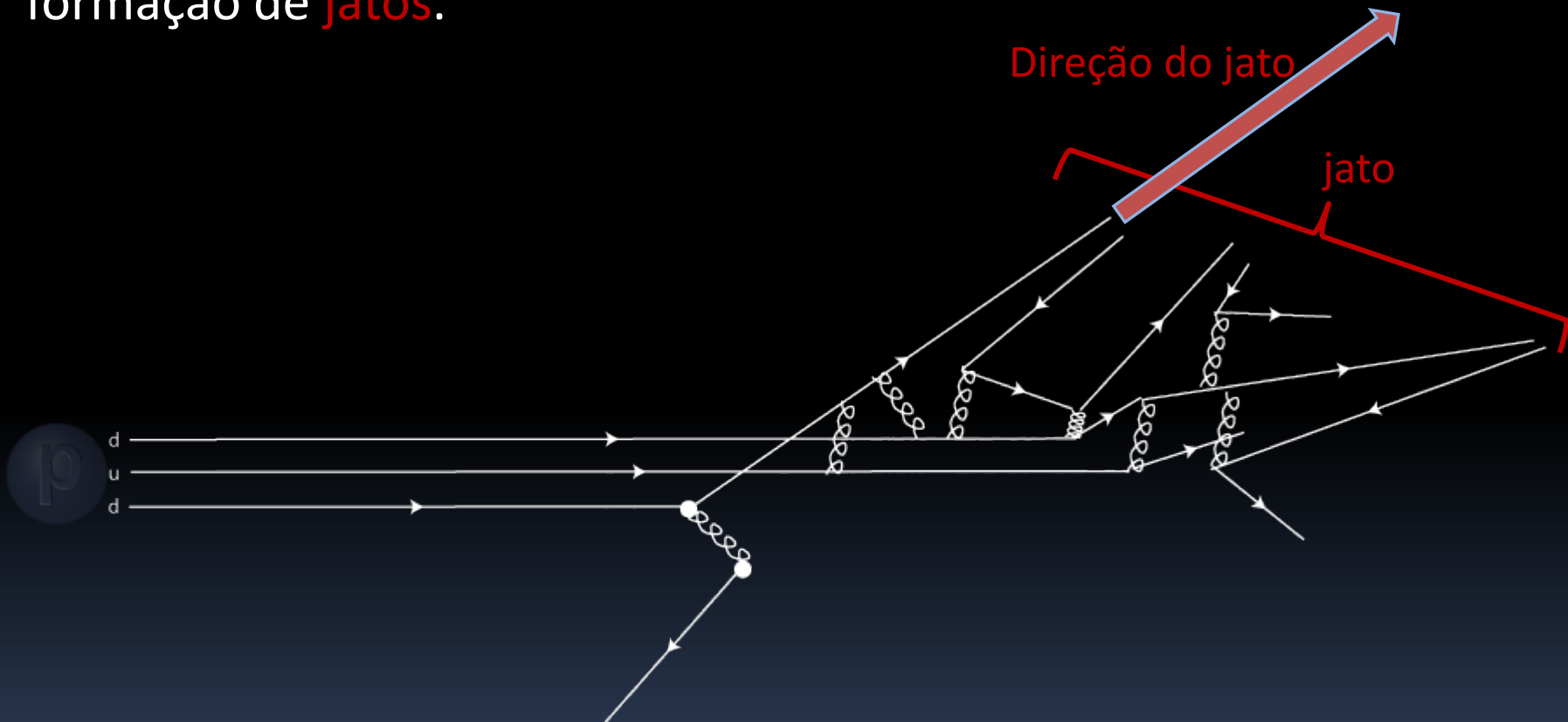
(um pouco sobre) **Física de Aceleradores de Partículas**

Como a energia do nucleon está dividida entre os seus constituintes, somente uma parte da energia total é envolvida na colisão. As **parton distribution functions (PDFs)** descrevem como o momento está distribuído. Nas energias do LHC, muito do momento está carregado por **gluons**.



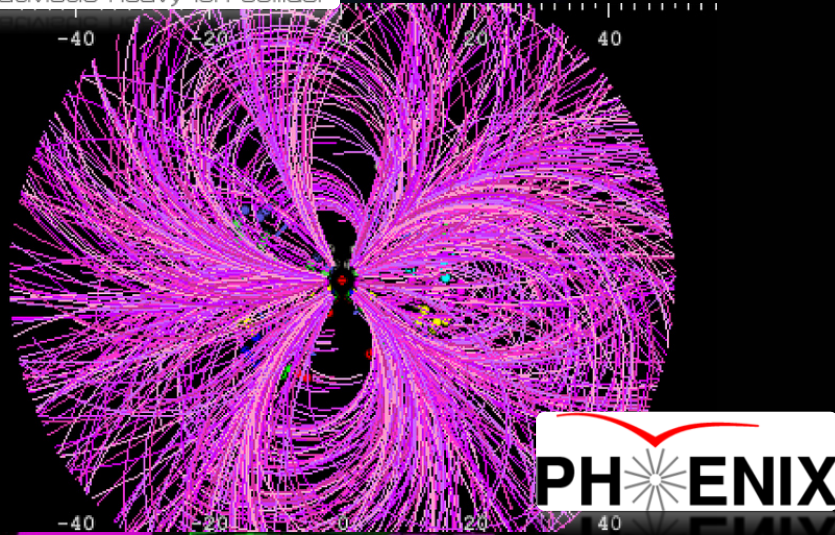
(um pouco sobre) **Física de Aceleradores de Partículas**

Muitas partículas são emitidas, no caso de quarks e gluons, ocorre formação de **jatos**.

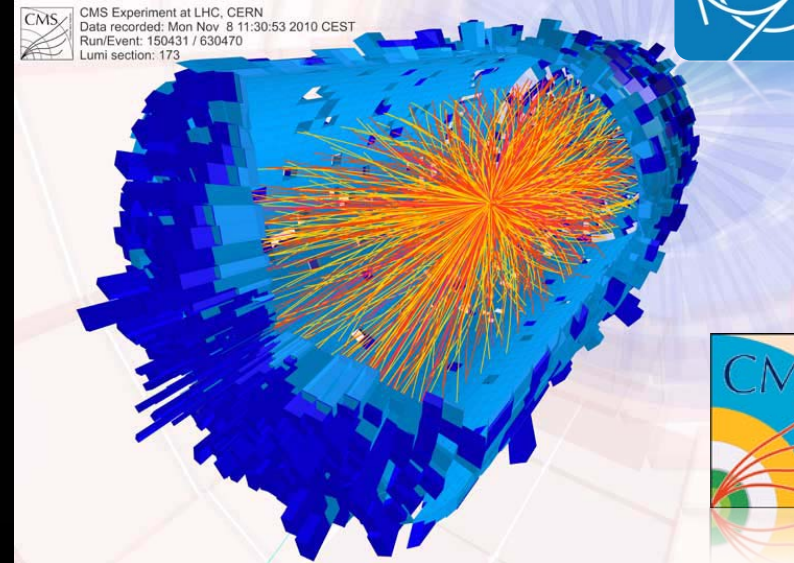


# (um pouco sobre) Física de Aceleradores de Partículas

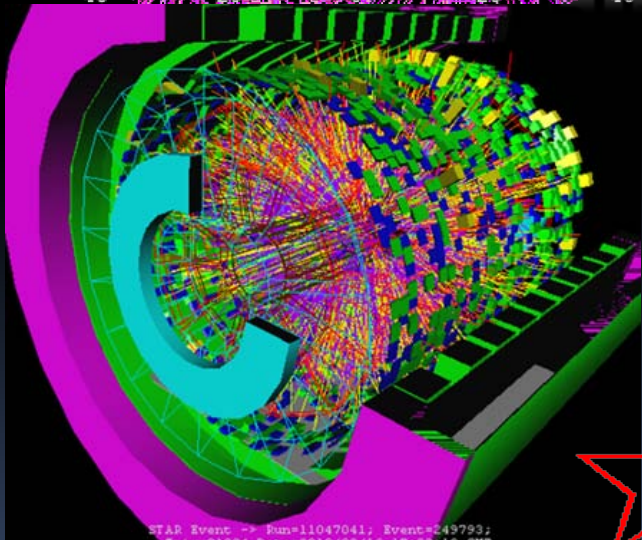
**RHIC**  
relativistic heavy ion collider



**PHENIX**



CMS Experiment at LHC, CERN  
Data recorded: Mon Nov 8 11:30:53 2010 CEST  
Run/Event: 150431 / 630470  
Lumi section: 173



STAR Event -> Run=11047041; Event=249793;



**ATLAS**  
EXPERIMENT

Jet Event at 2.36 TeV Collision Energy

2009-12-14, 04:30 CET, Run 142308, Event 482137  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/public/EVTDISPLAY/events.html>



(um pouco sobre) Física de Aceleradores de Partículas

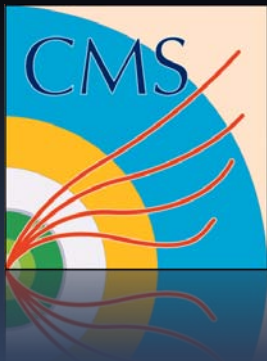
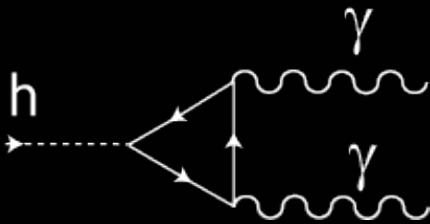
Curiosidade:

Big Brother LHC:

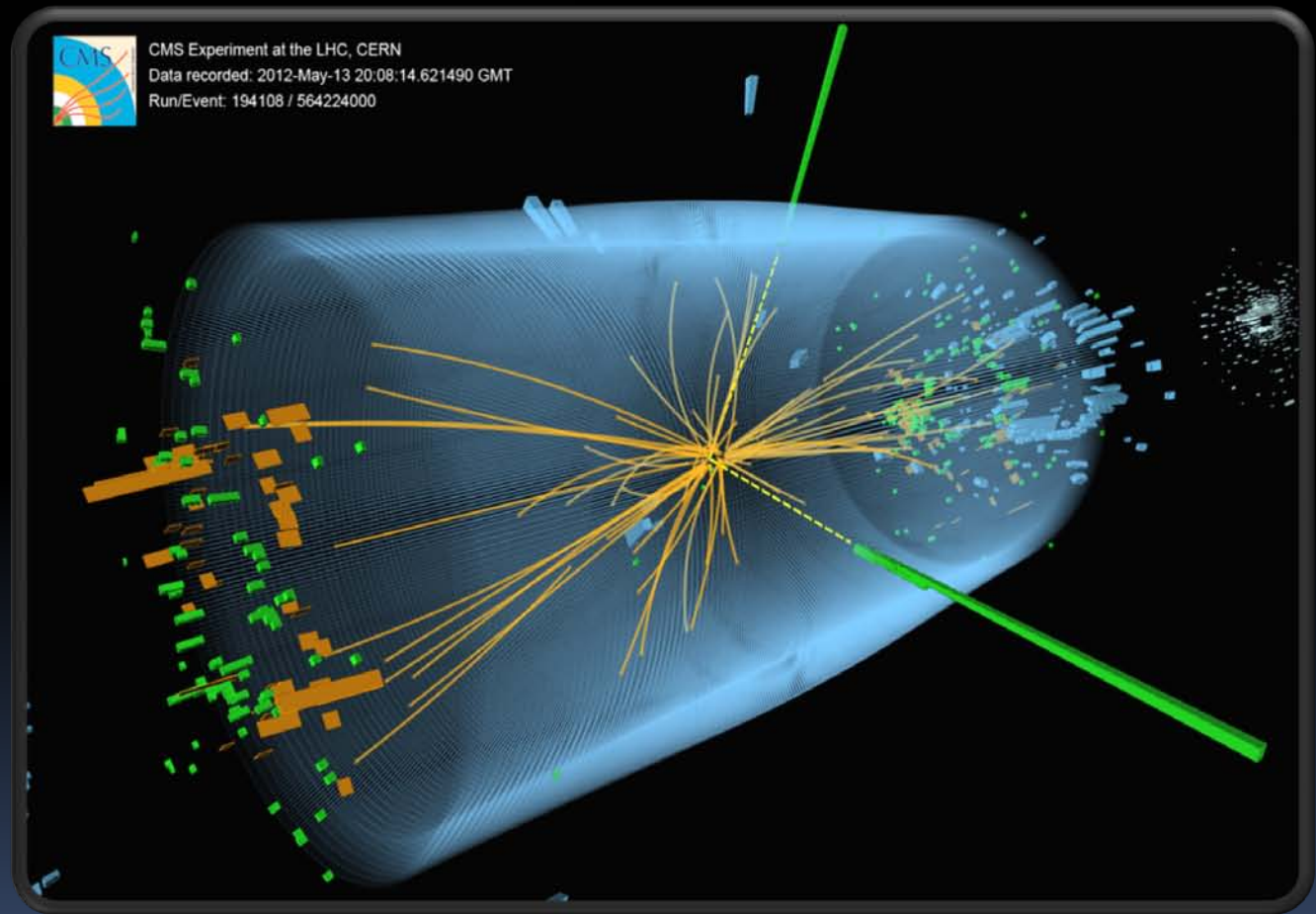
<http://op-webtools.web.cern.ch/op-webtools/vistar/vistars.php?usr=LHCLUMINOSITY>

# Testes do Modelo Padrão

Testes da semana passada:

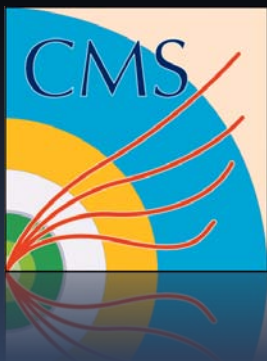
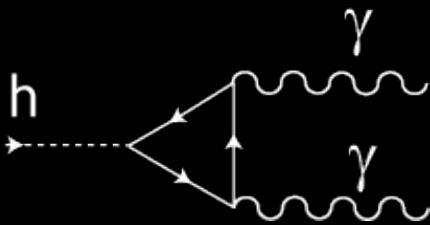


13/07/2012

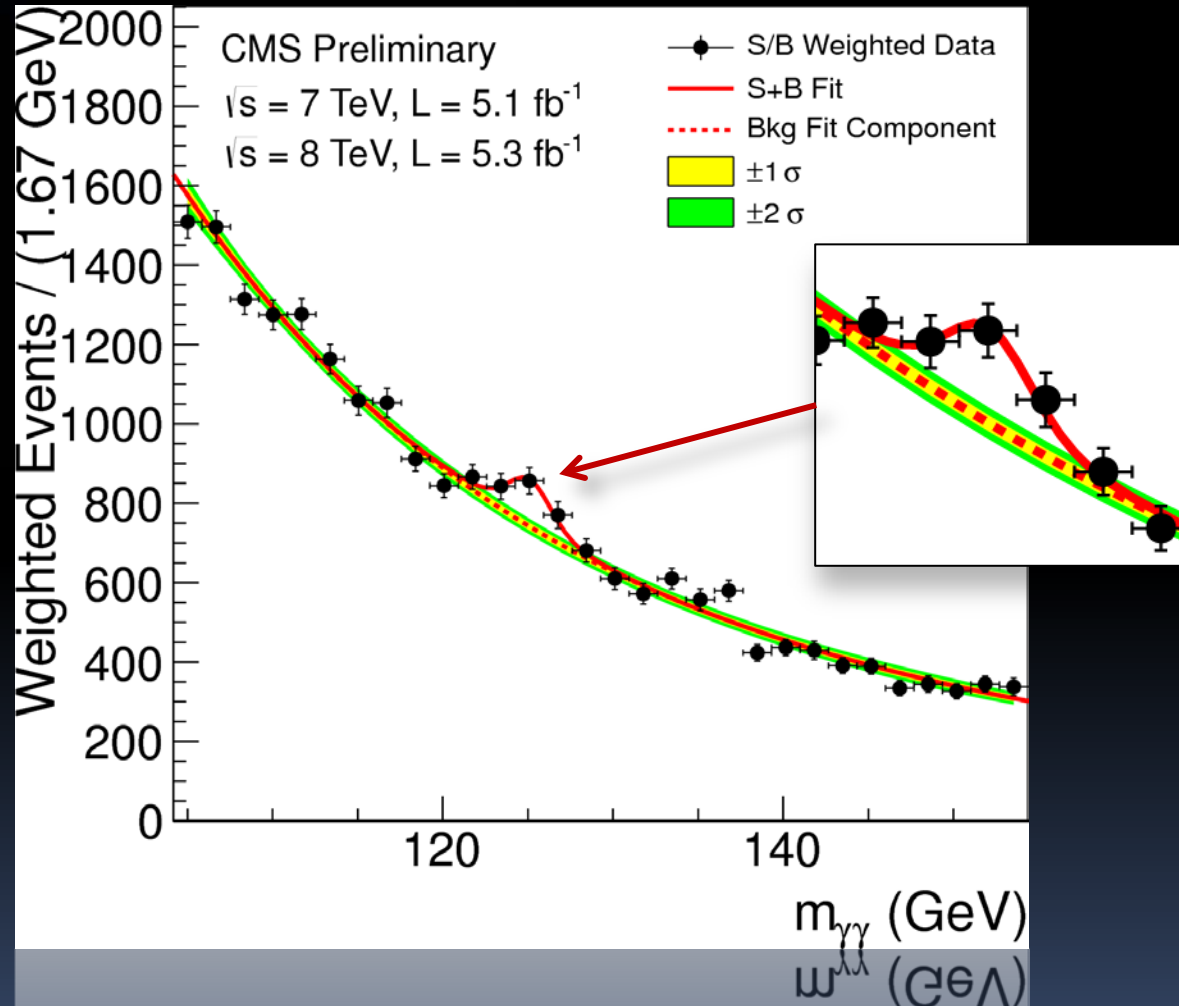


# Testes do Modelo Padrão

Testes da semana passada:

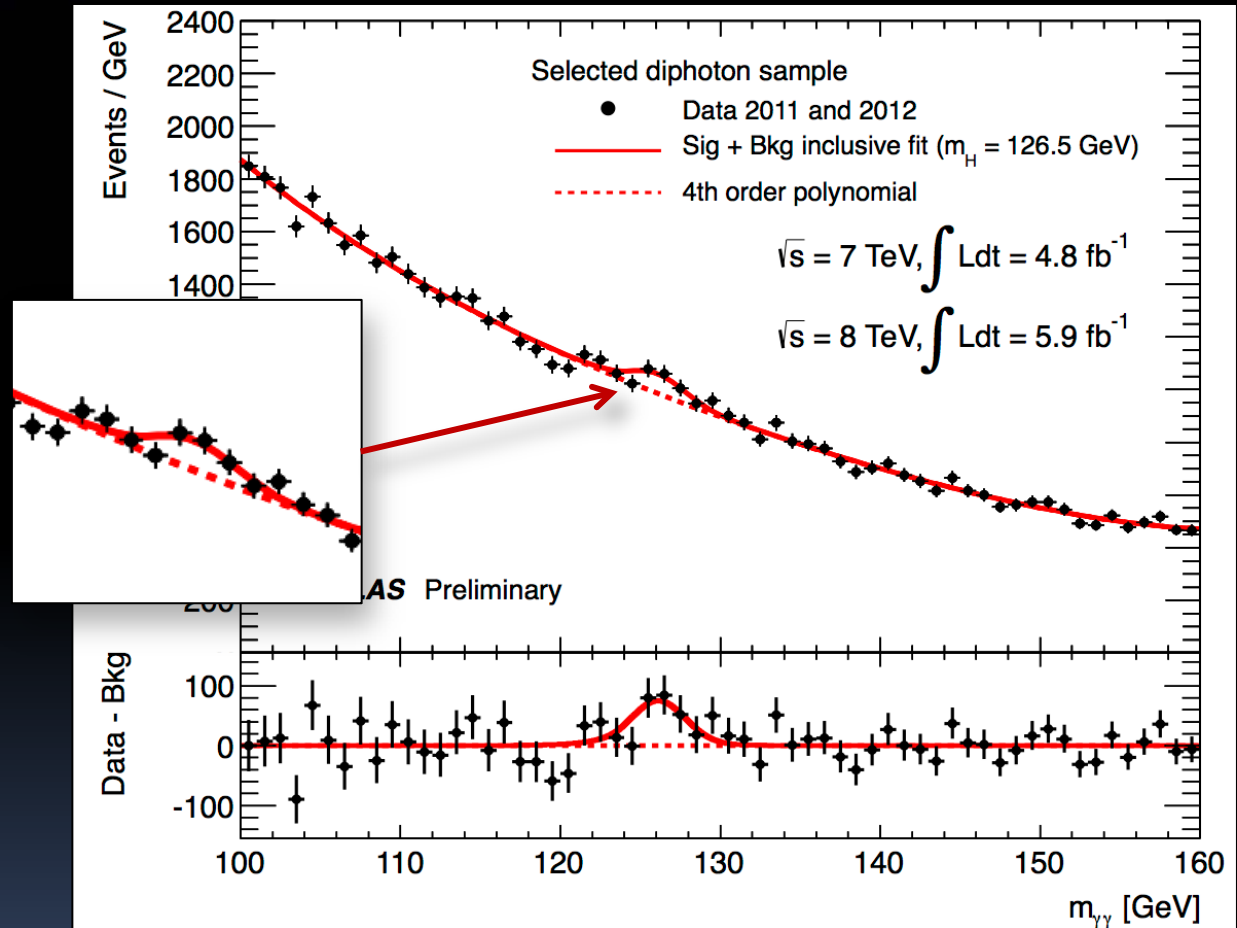
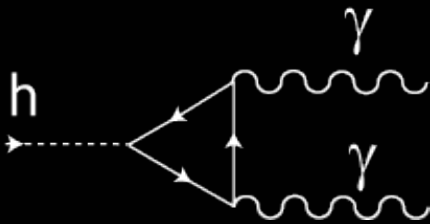


13/07/2012



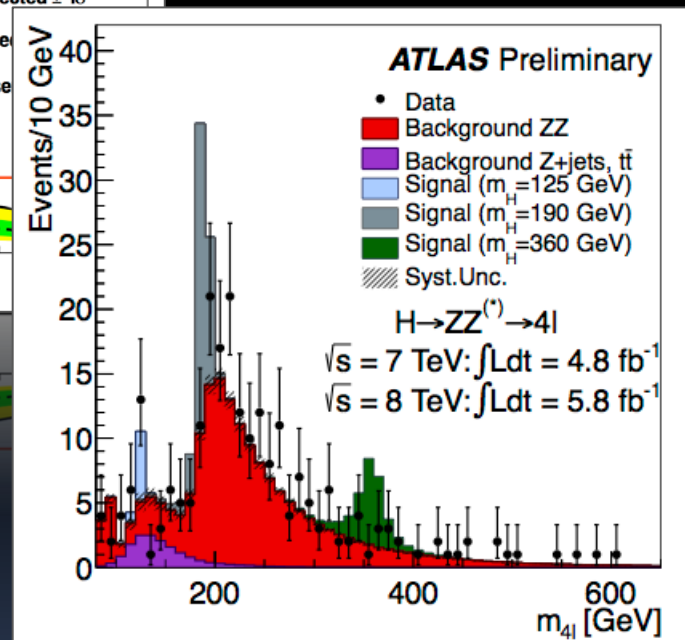
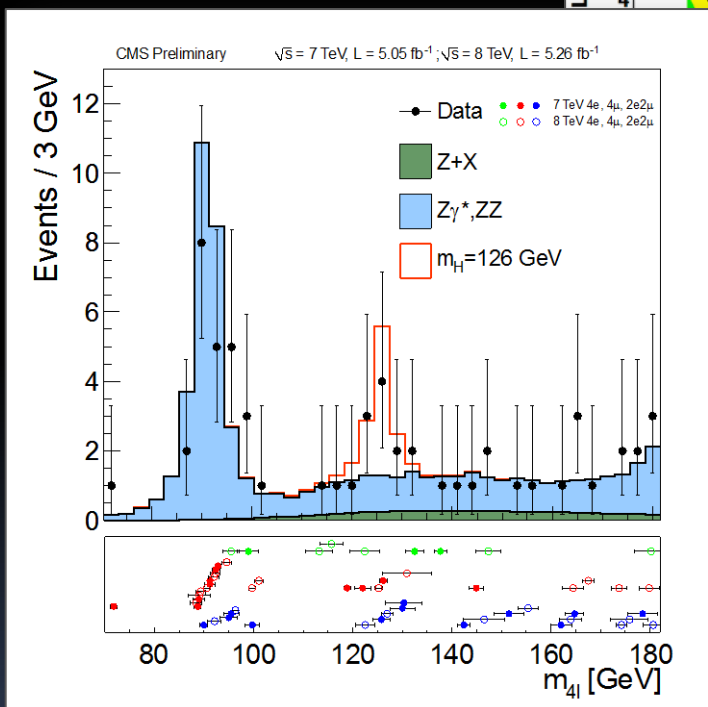
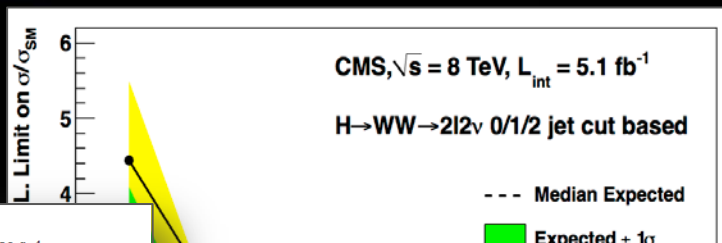
# Testes do Modelo Padrão

Testes da semana passada:



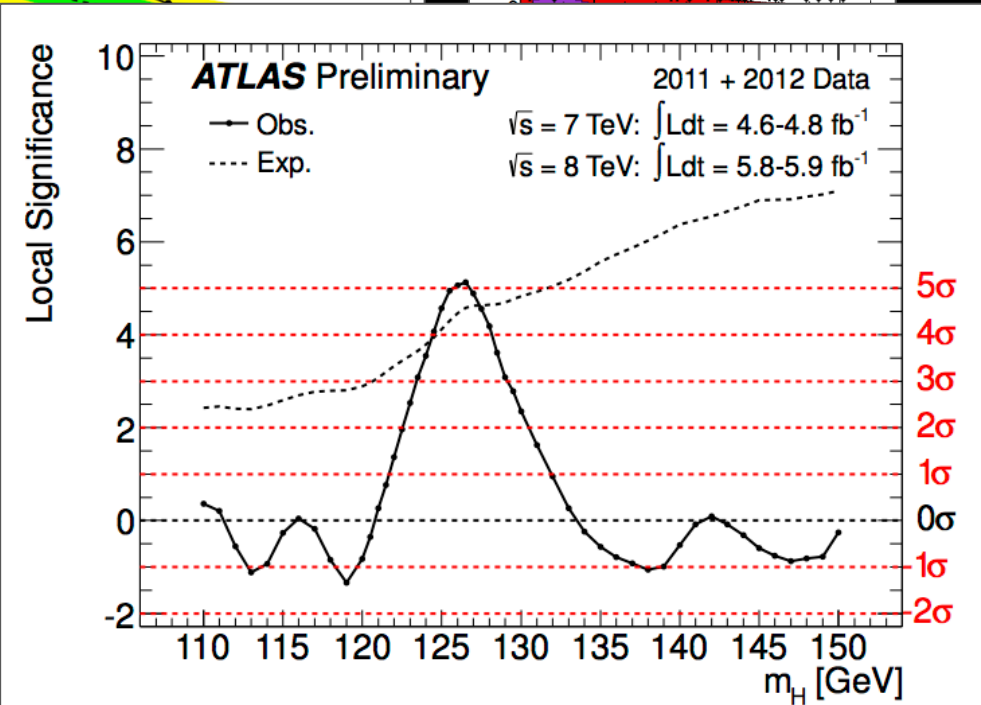
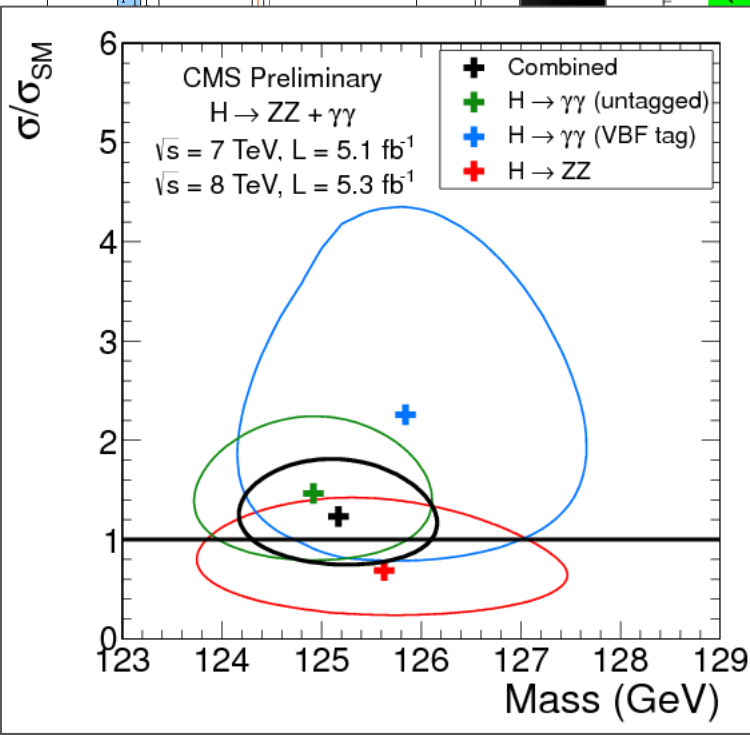
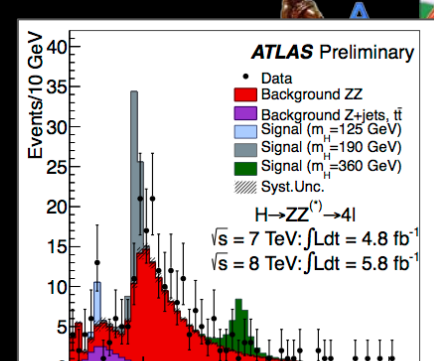
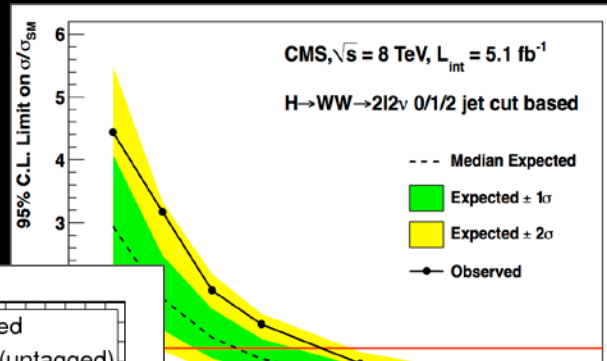
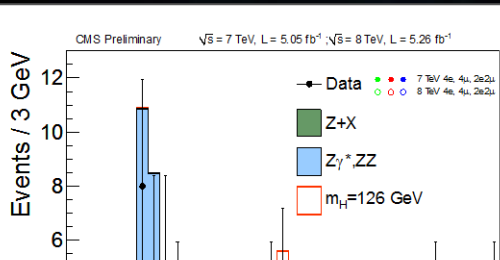
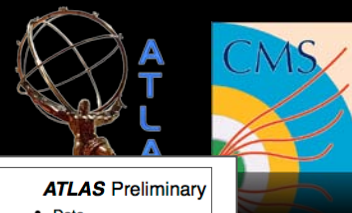
# Testes do Modelo Padrão

Diversos outros canais observados:



# Testes do Modelo Padrão

Diversos outros canais observados:



# Testes do Modelo Padrão

Div

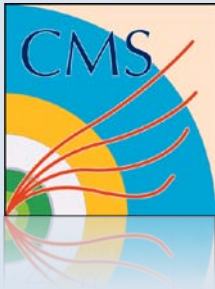
## Nova partícula descoberta (“Higgs like”)

We have observed a new boson with a mass of

**$125.3 \pm 0.6 \text{ GeV}$**

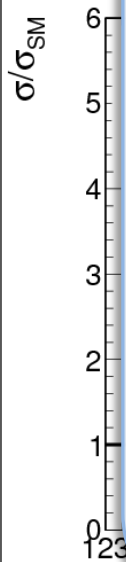
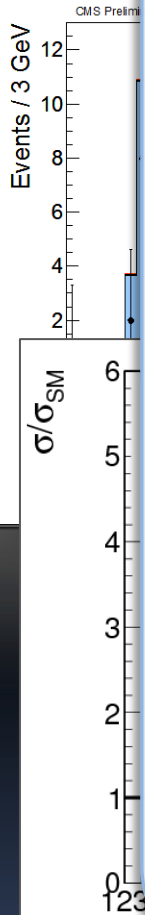
at

**$4.9 \sigma$  significance !**



ATLAS today's main result (preliminary):

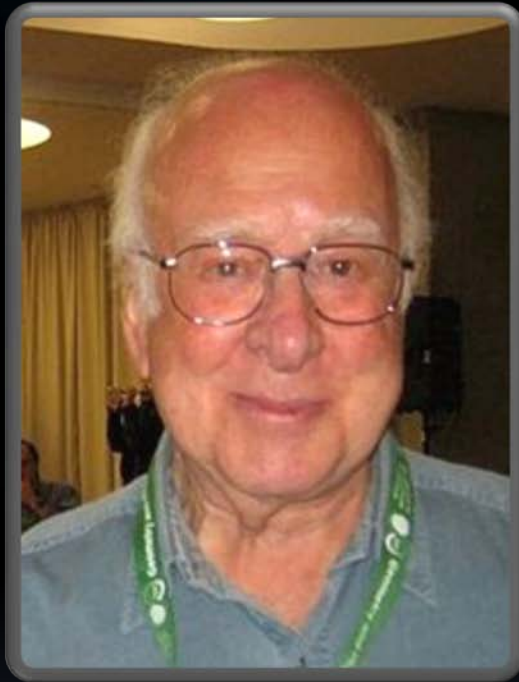
**$5.0 \sigma$  excess at  $m_H \sim 126.5$**



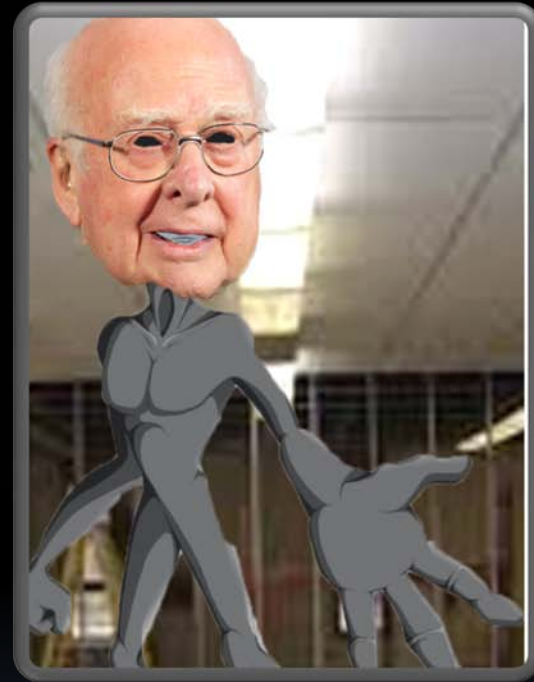
13/07/2012

$m_H$  [GeV]

# Testes do Modelo Padrão



VS.

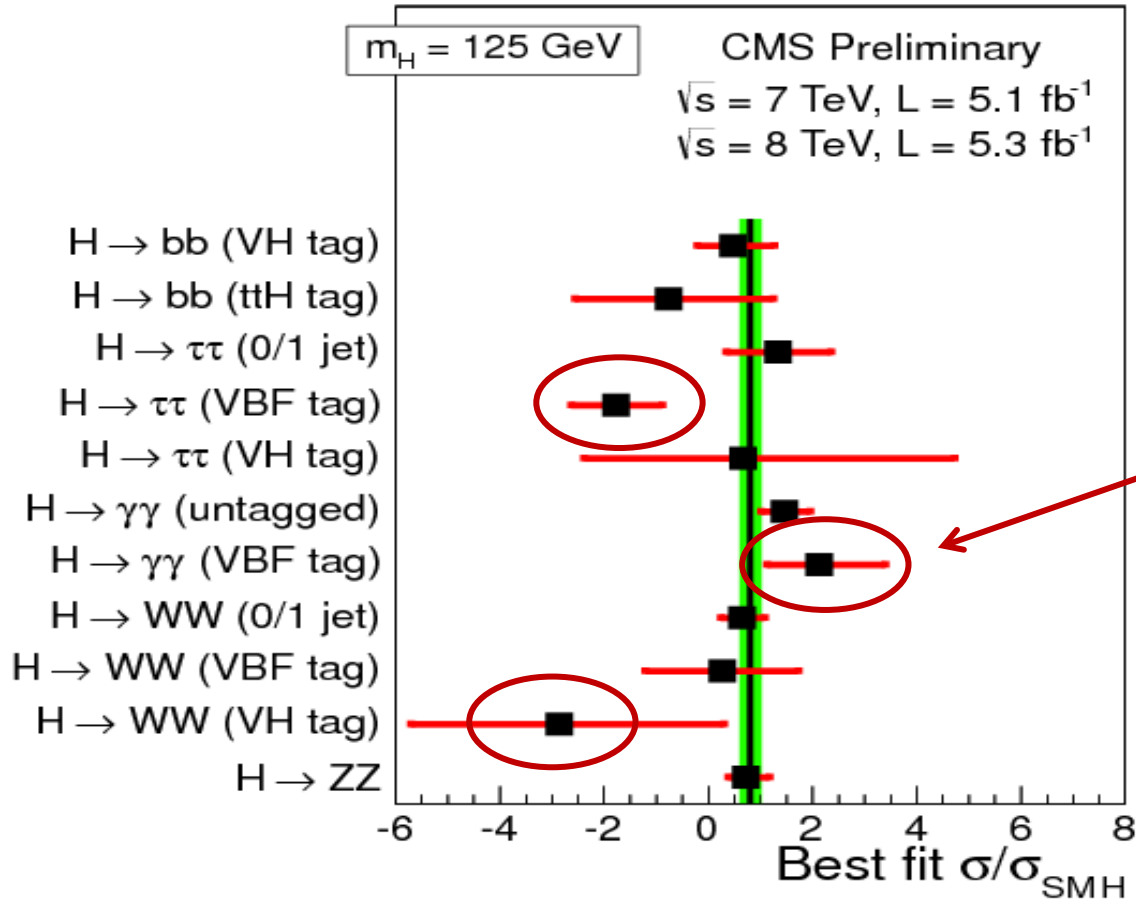


É mesmo o bósons de Higgs que esperávamos ou um “impostor”?

Que outras coisas poderiam produzir um sinal parecido?



# Testes do Modelo Padrão



Flutuações estatísticas ou nova física?

# Problemas do Modelo Padrão

Hierarquia da massa dos férmions

$$\mathcal{L}_Y = y_\psi (\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + h.c.$$

Boson de Higgs

$$v \approx 246 \text{ GeV}$$

Ex: quark d -

$$\mathcal{L}_H = m_d \bar{d}_L d_R + h.c.$$

$$m_d = \frac{Y_d v}{\sqrt{2}}$$

Férmions

	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top
Q = 2/3	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom
Q = -1/3	$\nu_e$ neutrino do eletron	$\nu_\mu$ neutrino do mu	$\nu_\tau$ neutrino do tau
Q = 0	<b>e</b> eletron	$\mu$ mu	$\tau$ tau
Q = -1	1ª geração	2ª geração	3ª geração

$$m_t = 171 \text{ GeV}$$

$$Y_t \sim 1$$

$$m_d = 5 \text{ MeV}$$

$$Y_d \sim 10^{-5}$$

$$m_e = 0.5 \text{ MeV}$$

$$Y_e \sim 10^{-6}$$

# Problemas do Modelo Padrão

Hierarquia da massa dos férmions  $\mathcal{L}_F = \bar{\psi}_L (i \not{D} - Y_e \phi - Y_\nu \chi) \psi_L + \dots$

## Hierarquia da massa dos férmions

Ex: quarks **Questão:** “Como explicamos massas tão diferentes entre os Férmions?”

Ainda mais: **Neutrinos**, recebem massa pelo mesmo mecanismo? São férmions de Dirac ou de Majorana?

Q	1ª geração	2ª geração	3ª geração
$Q = 2/3$	u up	c charm	t top
$Q = -1/3$	d down	s strange	b bottom
$Q = 0$	$\nu_e$ neutrino do eletron	$\nu_\mu$ neutrino do mu	$\nu_\tau$ neutrino do tau
$Q = -1$	e eletron	$\mu$ mu	$\tau$ tau

$$m_e = 0.5 \text{ MeV}$$

$$Y_e \sim 10^{-6}$$

# Problemas do Modelo Padrão

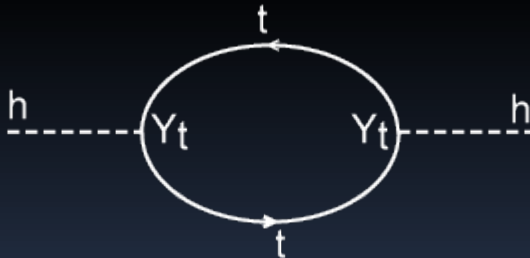
Hierarquia de escalas

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H^\dagger H)$$

$$V(H^\dagger H) = \kappa (H^\dagger H) + \lambda (H^\dagger H)^2$$

$$m_h^2 = -\kappa = 2\lambda v^2$$

$$m_h^{exp} \approx 125 \text{ GeV}$$



$$\delta m_h^2 \propto \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}$$

Cut-off da teoria  
(energia até onde  
acreditamos que ela  
vale)

# Problemas do Modelo Padrão

## Hierarquia de escalas

Naturalmente a massa do Higgs é da ordem de  $\Lambda$ !

$$m_h \sim \sqrt{-\kappa + \underbrace{\frac{\Lambda^2}{16\pi^2}}_{\Lambda'}}$$

Escolha “usual”

$$\Lambda \sim 10^{18} \text{ GeV } (M_p)$$

$$m_h \sim \sqrt{-\kappa + 10^{34} \text{ GeV}}$$

Ajuste fino 1 em  $10^{30}$

$$\Lambda' = \underbrace{64975821346852819975424189638}_{\text{II}}79543$$

$$\kappa = \underbrace{64975821346852819975424189638}_{\text{II}}63918$$

$$m_h \sim 125 \text{ GeV}$$

Ajuste fino

# Problemas do Modelo Padrão

## Hierarquia de escalas

Naturalmente a massa do Higgs é da ordem de  $\Lambda$ !

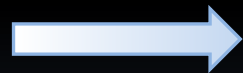
$$m_h \sim \sqrt{-\kappa + \frac{\Lambda^2}{16\pi^2}}$$

Escolha “humilde”

$$\Lambda \sim 10^3 \text{ GeV}$$

$$m_h \sim \sqrt{-\kappa + 10^4 \text{ GeV}}$$

...não há problema de hierarquia!



Se verdade:

- Nova física na escala TeV
- Próximos 10 anos serão emocionantes

# Problemas do Modelo Padrão

## Hierarquia de escalas

Naturalmente a mais alta escala é a escala de Planck,  $M_{Pl} \sim 10^{19}$  GeV, ordem de  $M_{Pl}$ .

## Hierarquia de Escalas

**Questão:** “Porque a escala eletrofraca ( $m_W, m_Z, m_h$ ) é tão menor que a escala de Planck?”

Alternativamente: Há alguma forma de **eliminar** essas **correções** à massa do Higgs? Conseguimos uma teoria em que a quebra de simetria **não seja feita por um escalar fundamental?**

# Problemas do Modelo Padrão

Diversas outras questões ainda sem resposta:

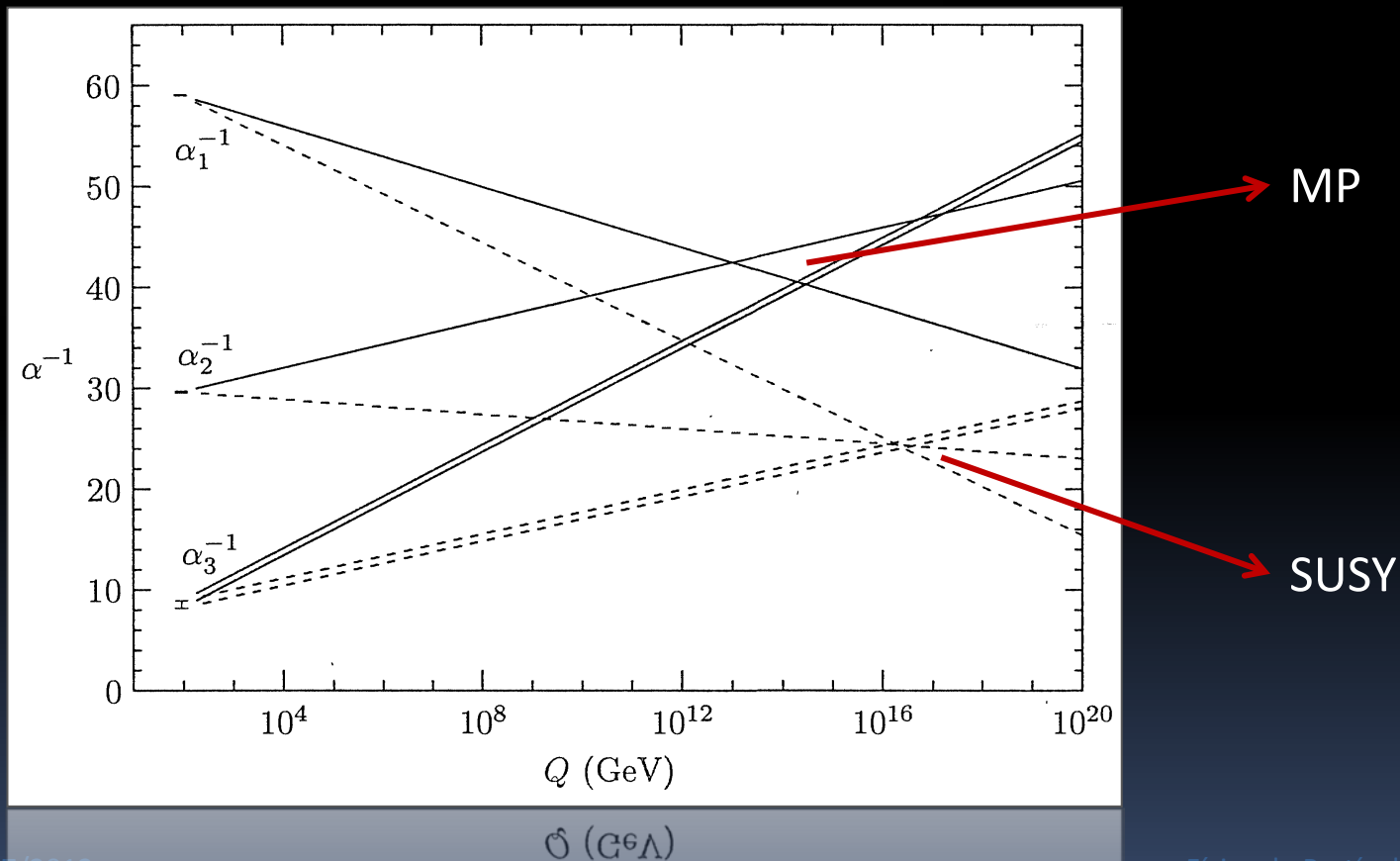
- **Matéria Escura:** não existe no MP um bom candidato, mas temos diversas extensões do MP com candidatos. Será que conseguiremos observá-la no LHC? Ou nos experimentos de busca direta?
- **Vácuo:** aprenderemos algo sobre o vácuo? O MP tem sérios problemas com a constante cosmológica ( $\sim 100$  ordens de grandeza).
- **Bariogênese:** porque temos mais matéria do que antimatéria? A violação de CP do MP não é suficiente.



# Problemas do Modelo Padrão

Diversas outras questões ainda sem resposta:

- **Unificação**: conseguiremos encontrar uma teoria para unificar a QCD e a Interação Eletrofraca? Haverá uma gravitação quântica? Cordas ou não?



# Extensões do Modelo Padrão

Muitos modelos alternativos já foram propostos

- Supersimetrias (MSSM e outros)
- Technicolor (& Extended-Technicolor, Top-Color ...)
- Composite Higgs (Little Higgs)
- Extra Dimensions (Large ED, Universal ED, Warped ED)

→ Há um escalar fundamental (Higgs)

↳ Mecanismos para evitar que  $m_h \sim m_{\text{planck}}$

→ O escalar é composto *ou está ausente*

↳ Novas interações fortes

Seja qual for a teoria, deve aparecer em escalas em torno de 1 TeV  
(ou temos um problema de hierarquia maior ou menor)

# Extensões do Modelo Padrão

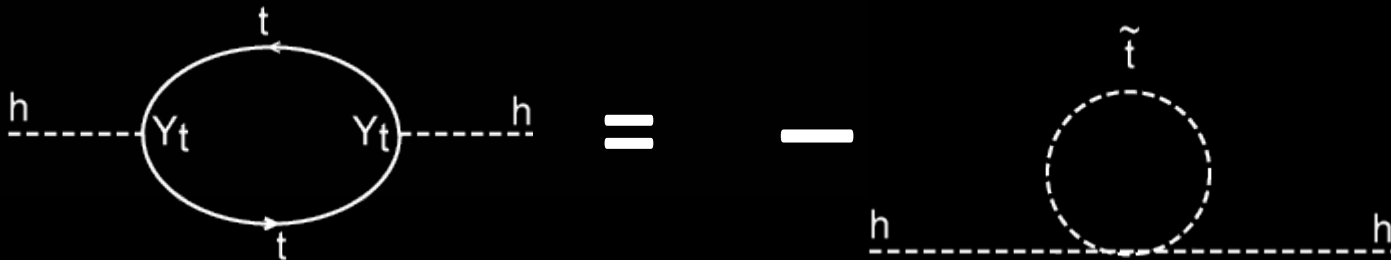
**Supersimetria: Férmions ↔ Bósons**

quarks, gluon,  
W, Z e leptons



squarks, gluinos, charginos,  
neutralinos e sleptons

Dois dubletos de Higgs são necessários: sobram 5 escalares massivos



Não há correções gigantes à massa do Higgs

Prós: unificação dos acoplamentos, matéria escura, beleza teórica (extensão do grupo de Poincaré)

Contras: Quebra enorme tira um pouco da beleza teórica, muitas partículas deveriam ser observadas – nenhuma foi, muitos parâmetros

# Extensões do Modelo Padrão

**Higgs composto:** o campo que faz a quebra espontânea não é um escalar fundamental, mas sim fruto de estados ligados de uma teoria fortemente acoplada

Neste caso o problema da hierarquia se resolve pois a partir de uma certa energia ( $\sim$  poucos TeV) o Higgs se “desfaz”

Prós: já vimos isto acontecendo antes (QCD, Supercondutividade,...)

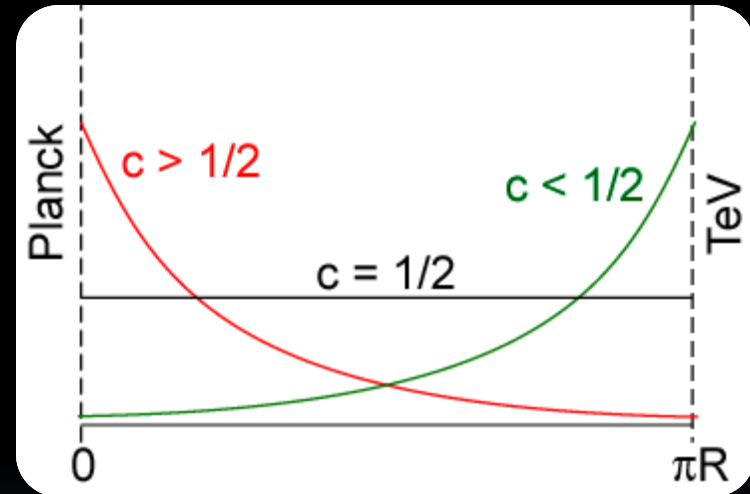
Contras: é um tanto complicado incluir um mecanismo para gerar massa para os férmions sem produzir FCNC, espera-se observar novos estados – o que ainda não aconteceu

# Extensões do Modelo Padrão

**Dimensões Extras Curvas:** O problema da hierarquia é resolvido pela curvatura da métrica, que gera a escala TeV a partir da de Planck.

É em muitas formas equivalente a uma teoria fortemente acoplada. Tratamos a teoria não perturbativa usando a conjectura AdS/CFT.

$$dS^2 = e^{-2ky} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

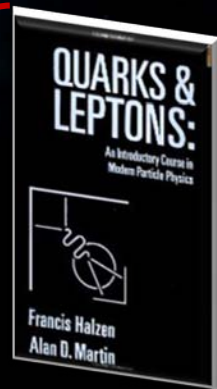


Prós: explica com grande naturalidade a hierarquia de massa dos férmions  
Contras: precisamos observar os modos de Kaluza-Klein – o que ainda não aconteceu, a validade da conjectura AdS/CFT não está garantida nos casos de interesse

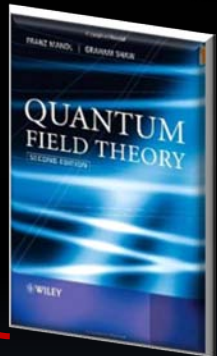
# Entrando nesta área *(um guia mínimo)*

Livros:

Para começar:

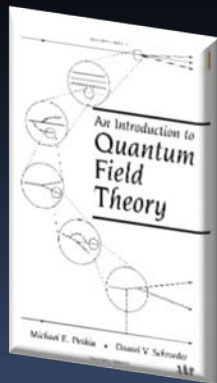


Halzen, Martin - Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics



Mandl, Shaw - Quantum Field Theory

Para aprofundamento:



Peskin, Schroeder - An Introduction to Quantum Field Theory

# Entrando nesta área *(um guia mínimo)*

Professores no IFT *(disclaimer: esta lista é baseada em impressões e conversas de corredor, não confie muito):*

Teoria de Campos: A.T. Suzuki, B.M.P. Escobar, G.E.A. Matsas, J.F. Gomes, J.G. Pereira

P  
A  
R  
T  
Í  
C  
U  
L  
A  
S

Física de Hadrons: A. A. Natale, G. Krein, L. Tomio,  
(QCD, principalmente ã perturbativa) **R.D. Matheus**

Extensões do MP: J.C. Montero, R. Rosenfeld, **R.D. Matheus**,  
(QCD perturbativa, EW, BSM) V Pleitez

Experimentais: S.F. Novaes, S. dos Santos Padula

