



A “Luz” na minha vida científica: Passado, Presente e Futuro

Jorge C. Romão

Instituto Superior Técnico, Departamento de Física & CFTP

A. Rovisco Pais 1, 1049-001 Lisboa, Portugal

Lisboa, 13 de Março de 2015

O Protagonista: Vértice $Z^*H\gamma$ e $\gamma^*H\gamma$

O Protagonista

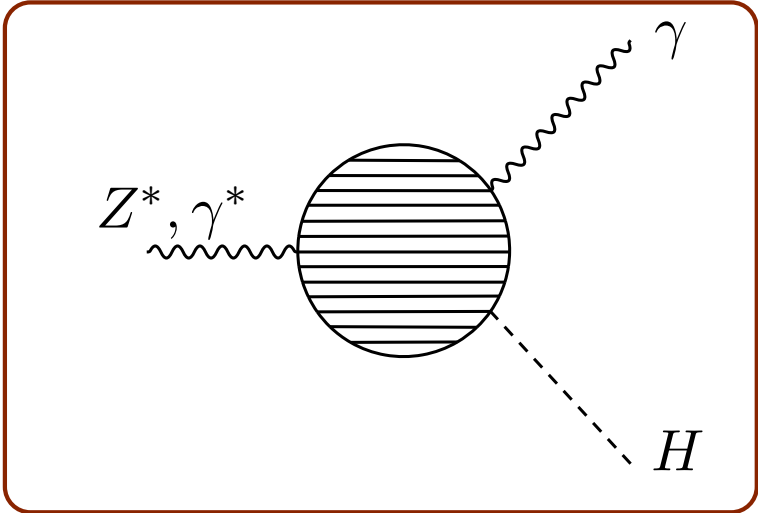
O Passado

O Presente

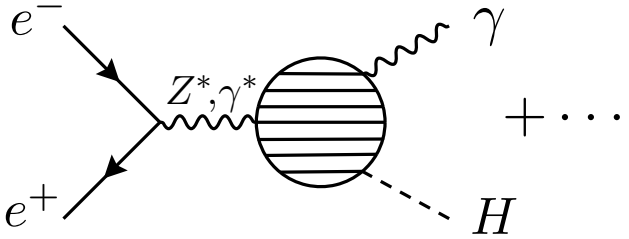
O Futuro

Conclusões

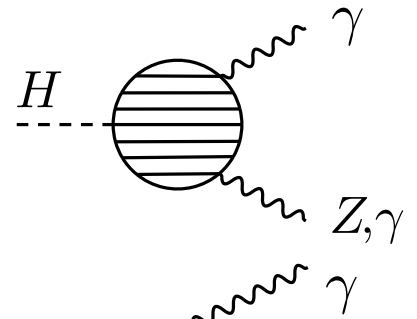
Bibliografia



❑ **O Passado:** LEP (1986) $e^- + e^+ \rightarrow H + \gamma$

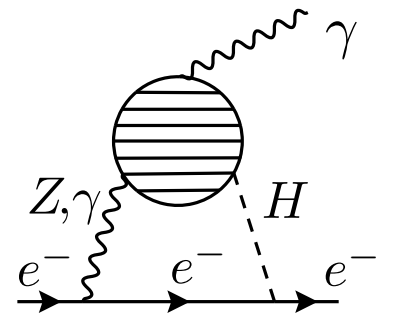


❑ **O Presente:** LHC (2014) $H \rightarrow \gamma + \gamma, H \rightarrow Z + \gamma$



❑ **O Futuro:** LHC + Fronteira da Precisão (2015)

EDM do e^-



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[● Motivação](#)

[● Diagramas](#)

[● Pontos Principais](#)

[● Método](#)

[● Secção Eficaz](#)

[● Gráfico Final](#)

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

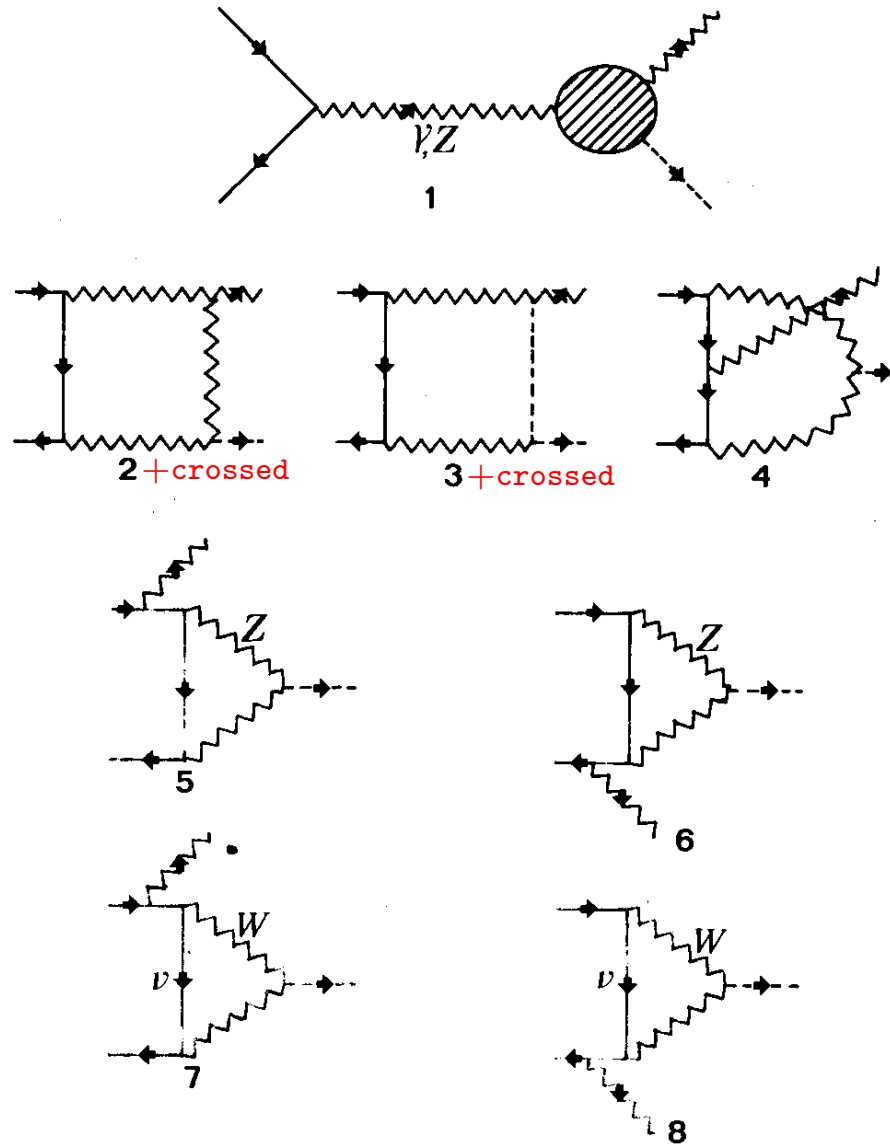
[Bibliografia](#)

- ❑ Usamos os fótons como sondas (*probes*) para obter informação sobre as teorias, tal como no espectro visível usamos o microscópio
- ❑ Os fótons são particularmente importantes, pois são fáceis de detectar, com processos limpos e cinemática simples
- ❑ Quando um processo não existe em ordem mais baixa, a ordem seguinte torna-se particularmente importante pois é mais sensível a desvios em relação ao Modelo Standard
- ❑ Em 1986 o limite na massa do bóson de Higgs era $m_H > 7$ GeV. Assim o processo $e^- + e^+ \rightarrow H + \gamma$ parecia ser um processo de eleição para procurar o Higgs no novo acelerador LEP a entrar em funcionamento no CERN em 1989
- ❑ A. Barroso, J. Pulido, JCR, Nucl.Phys. B267 (1986) 509-530

Diagramas para $e^-e^+ \rightarrow H\gamma$

A. Barroso et al. / Higgs production at e^+e^- colliders

26 Diagramas



9 Diagramas

Fig. 4. Diagrams corresponding to the $e^+e^- \rightarrow H\gamma$ amplitude.

O Protagonista

O Passado

• Motivação

• Diagramas

• Pontos Principais

• Método

• Secção Eficaz

• Gráfico Final

O Presente

O Futuro

Conclusões

Bibliografia

[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[● Motivação](#)

[● Diagramas](#)

[● Pontos Principais](#)

[● Método](#)

[● Secção Eficaz](#)

[● Gráfico Final](#)

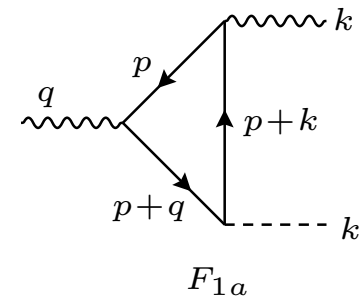
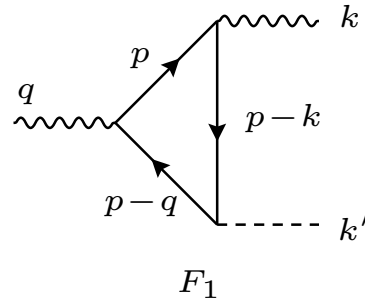
[O Presente](#)

[O Futuro](#)

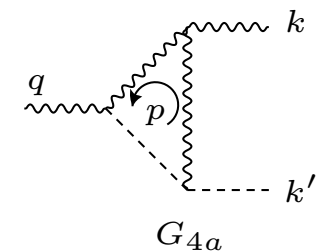
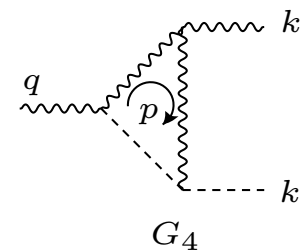
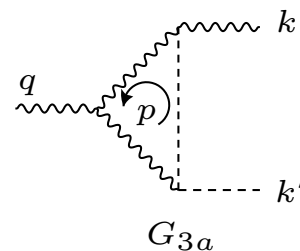
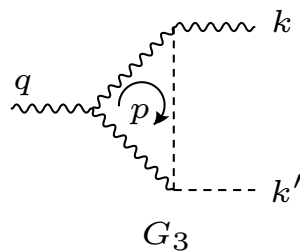
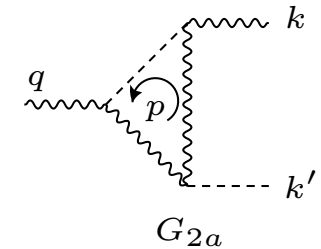
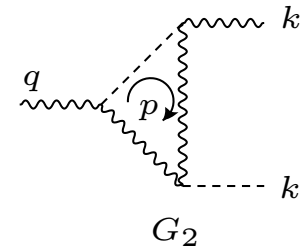
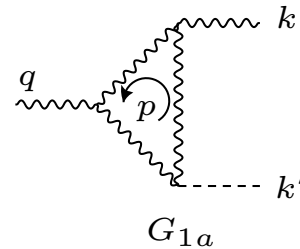
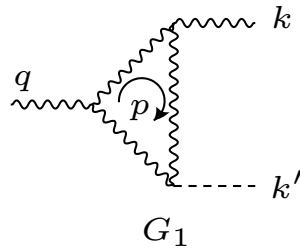
[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

Com Fermiões



Com Bosões de Gauge



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

• [Motivação](#)

• **Diagramas**

• [Pontos Principais](#)

• [Método](#)

• [Secção Eficaz](#)

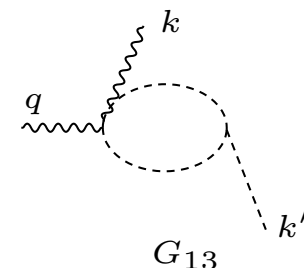
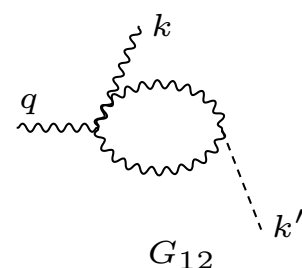
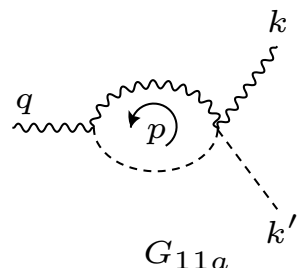
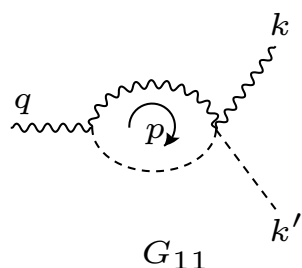
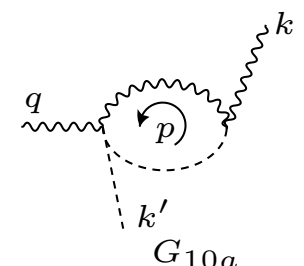
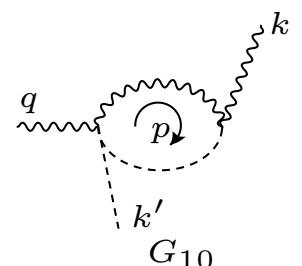
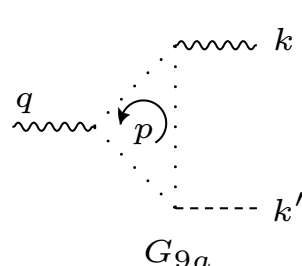
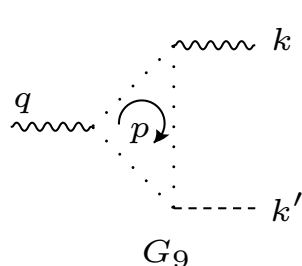
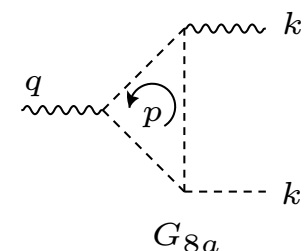
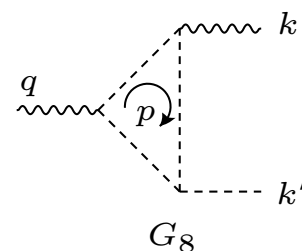
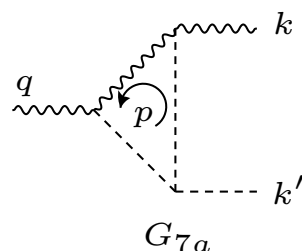
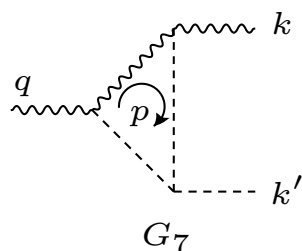
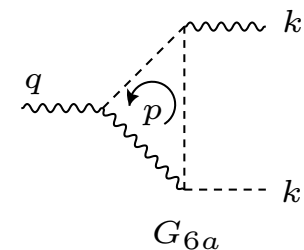
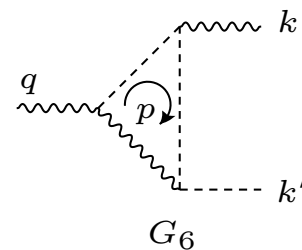
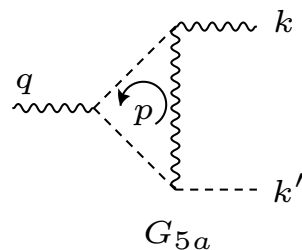
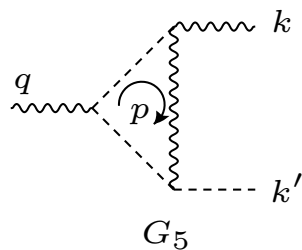
• [Gráfico Final](#)

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

• [Motivação](#)

• [Diagramas](#)

• **[Pontos Principais](#)**

• [Método](#)

• [Secção Eficaz](#)

• [Gráfico Final](#)

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

□ A não invariância de gauge das *3-point functions*

Ao contrário do que era afirmado na literatura nós mostrámos que as *off-shell 3-point functions* $\gamma^* H \gamma$ e $Z^* H \gamma$ não eram invariantes de gauge

□ Renormalização das *3-point functions*

Enquanto que a *3-point function* $\gamma^* H \gamma$ é finita (as divergências cancelam) a *3-point function* $Z^* H \gamma$ precisa de ser renormalizada. Nós mostrámos que o resultado final é finito

□ Invariância de gauge para o resultado final para $e^- e^+ \rightarrow H \gamma$.

Mostrámos explicitamente que a parte não invariante dos diagramas das *3-point functions* cancela exatamente com a parte não invariante das caixas (*boxes*) tornando o resultado final invariante de gauge

$$T_Z^{\mu\nu} = \frac{eg^2 \cos \theta_W}{16\pi^2 m_W} m_W^2 (1 + \tan^2 \theta_W) 2B_0(0, m_W^2, m_W^2)$$

$Z^* H\gamma$
counter term

- [O Protagonista](#)
- [O Passado](#)
 - Motivação
 - Diagramas
 - **Pontos Principais**
 - Método
 - Secção Eficaz
 - Gráfico Final
- [O Presente](#)
- [O Futuro](#)
- [Conclusões](#)
- [Bibliografia](#)

Diagram	$\gamma^* H\gamma$	$Z^* H\gamma$
F1+F1a	0	0
G1+G1a	36	36
G2+G2a	0	0
G3+G3a	-3	-3
G4+G4a	-3	$3 \tan^2 \theta_W$
G5+G5a	2	$1 - \tan^2 \theta_W$
G6+G6a	2	$-2 \tan^2 \theta_W$
G7+G7a	0	0
G9+G9a	-2	-2
G10+G10a	-4	$4 \tan^2 \theta_W$
G11+G11a	-4	$4 \tan^2 \theta_W$
G12	-24	-24
G8+G8a+G13	0	0
Counter Term	0	$-8(1 + \tan^2 \theta_W)$
Sum	0	0

Diagramas $G_8 + G_{8a} + G_{13}$: Métodos de 1986

- Protagonista
- Passado
- Motivação
- Diagramas
- Pontos Principais
- Método
- Secção Eficaz
- Gráfico Final
- Presente
- Futuro
- Conclusões
- Bibliografia

Diagramas $g+g_a+g_{13}$

$$T_{g+g_a}^{PM} = -e g^2 \pi_W \frac{1-2\sin^2\theta_W}{2\cos\theta_W} \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{m_H}{\pi_W}\right)^2$$

$$\int_0^1 dx_1 \int_0^{1-x_1} dx_2 \frac{1}{\Delta''} \left\{ 4P^{\mu\nu}P^{\rho\sigma} + 2P^{\mu\rho}q^{\nu\sigma} - \Delta'' g^{\mu\nu}P^{\rho\sigma} \right.$$

$$\left. \left(2 \ln \frac{\Delta^2}{\pi_W^2} - 2 \ln \frac{\Delta''}{\pi_W^2} \right) \right\}$$

$$T_{13} = 2g^2 \pi_W \frac{1-2\sin^2\theta_W}{2\cos\theta_W} \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{m_H}{\pi_W}\right)^2 \int_0^1 dx_1 \int_0^{1-x_1} dx_2 \frac{1}{\Delta''} \left\{ -\pi_W^2 \right.$$

$$\left. + P^2 + \Delta'' \left(1 - 2 \ln \frac{\Delta^2}{\pi_W^2} + 2 \ln \frac{\Delta''}{\pi_W^2} \right) \right\} g^{PM}$$

$$(g+g_a+g_{13})^{PM} = -e g^2 \pi_W \frac{\cos^2\theta_W - \sin^2\theta_W}{2\cos\theta_W} \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{m_H}{\pi_W}\right)^2$$

$$4 \left[q \cdot x g^{PM} - k P q^M \right] \int_0^1 dx_1 \int_0^{1-x_1} dx_2 \frac{x_1(x_1+x_2-1)}{\Delta''}$$

12

$$= -2g^2 P^{\mu\nu} \left(1 - 2M_W^2 I_1 + 4g^2 I_3' \right)$$

$$+ g^2 P^{\mu\nu} \int_0^1 dx_1 \left\{ 2 \ln \left[1 - \frac{g^2-2g_a}{\pi^2} x_1(1-x_1) \right] \right.$$

$$\left. - 2 \ln \left[1 - \frac{g^2-2g_a}{\pi^2} x_1(2-x_1) \right] \right\}$$

Final Result for $g+g_a+g_{13}$

$$T_{g+g_a+g_{13}}^{PM} = -e g^2 \frac{1-2\sin^2\theta_W}{2\cos\theta_W} M_W \left(\frac{m_H}{M_W}\right)^2 \frac{1}{16\pi^2}$$

$$\left(1 - 2M_W^2 I_1 + 4g^2 I_3' \right) \left(\frac{k P q^M}{q \cdot k} - g^{PM} \right)$$

OK

(16)

finite and gauge invariant

Letra do Augusto Barroso em 1986

[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

- Motivação
- Diagramas
- Pontos Principais
- **Método**
- Secção Eficaz
- Gráfico Final

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

Diagramas $G_8 + G_{8a} + G_{13}$ são proporcionais a m_H^2 e invariantes de gauge *per se*.

```
(* Diagrams G8 e G8a *)
numG8GHG:= (1/2 mH^2) VScalar[p,k-p,mu] VScalar[p-q,-p,nu]
numG8aGHG:=(1/2 mH^2) VScalar[-p+k,p,mu] VScalar[-p,p-q,nu]

ampG8GHG:=Contract[(numG8GHG+numG8aGHG) PV[k,mu] ] \
FeynAmpDenominator[PropagatorDenominator[p,mW], \
PropagatorDenominator[p-k,mW],PropagatorDenominator[p-q,mW]]

resG8GHG:= (-I/Pi^2) OneLoop[p,ampG8GHG] /. onshell

(* Diagrams G13 *)
numG13GHG:= - mH^2 mt[mu,nu]

ampG13GHG:=Contract[numG13GHG PV[k,mu] ] \
FeynAmpDenominator[PropagatorDenominator[p,mW], \
PropagatorDenominator[p-q+k,mW]]

resG13GHG:= (-I/Pi^2) OneLoop[p,ampG13GHG] /. onshell
```

(Código completo em <http://porthos.ist.utl.pt/CTQFT>)

Depois de todas as verificações podemos escrever o resultado final

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{1}{64\pi s} \frac{s - m_H^2}{2s} \sum_{\text{spins}} \left| \sum_i T_i^\mu \epsilon_\mu \right|^2$$

com

$$T_i^\mu = \frac{eg^3}{16\pi^2 m_W^3} \bar{v}(p_+) \gamma_\nu (a_{iL} P_L + a_{iR} P_R) u(p_-) \left[(k \cdot p_+ g^{\nu\mu} - k^\nu p_+^\mu) G_i^+ + (k \cdot p_- g^{\nu\mu} - k^\nu p_-^\mu) G_i^- \right]$$

e

Diagrama	a_{iL}	a_{iR}	G_i^+	G_i^-
Δ_γ	$\sin^2 \theta_W$	$\sin^2 \theta_W$	$m_W^2 \frac{c_1^\Delta}{s}$	$m_W^2 \frac{c_1^\Delta}{s}$
Δ_Z	$g_V^e + g_A^e$	$g_V^e - g_A^e$	$m_W^2 \frac{d_1^\Delta}{s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z}$	$m_W^2 \frac{d_1^\Delta}{s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z}$
Box _W	1	0	$m_W^4 c_6^W$	$m_W^4 c_4^W$
Box _Z	$(g_V^e + g_A^e)^2$	$(g_V^e - g_A^e)^2$	$m_Z^4 c_5^Z$	$m_Z^4 c_3^Z$

O Protagonista

O Passado

• Motivação

• Diagramas

• Pontos Principais

• Método

• Secção Eficaz

• Gráfico Final

O Presente

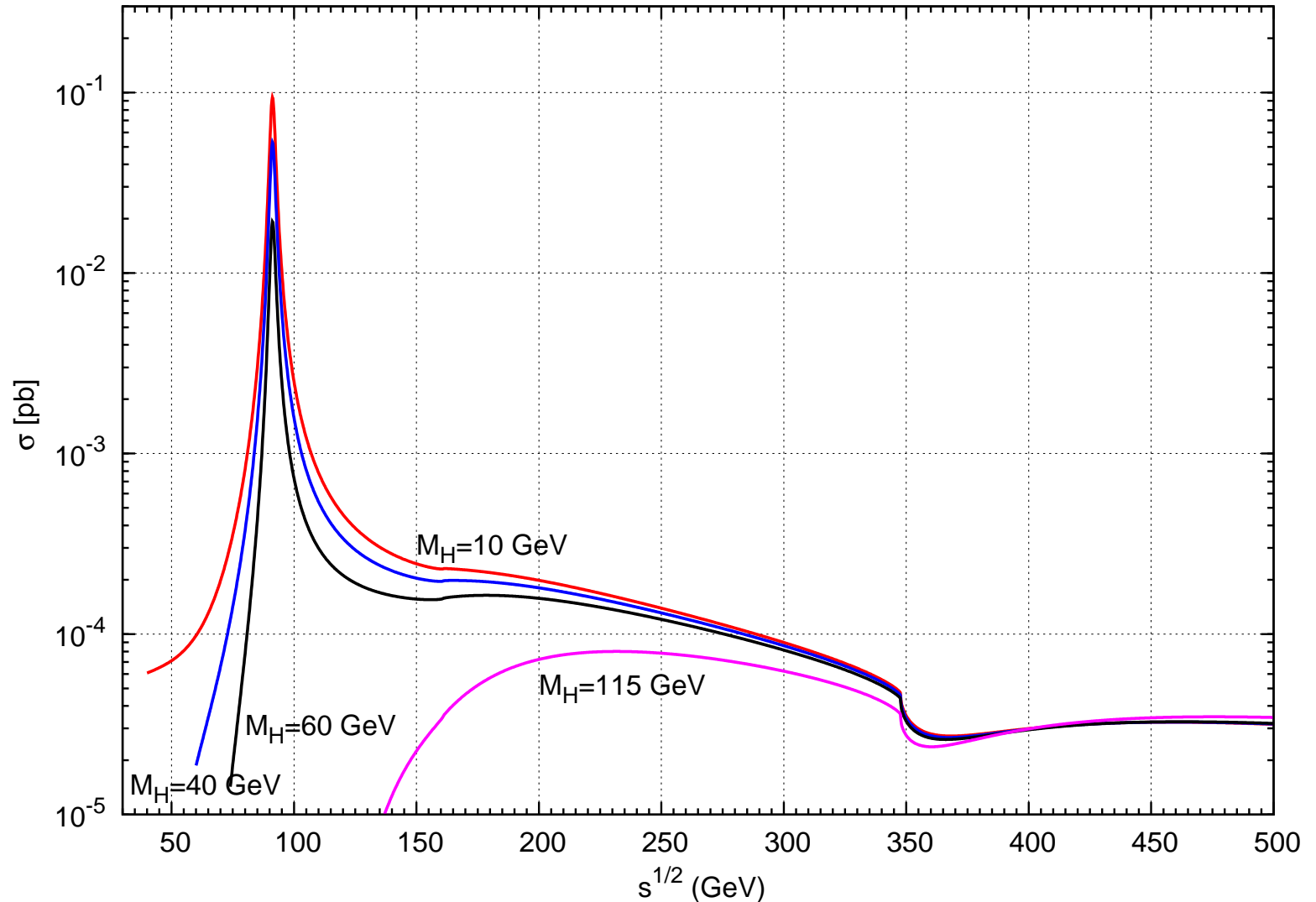
O Futuro

Conclusões

Bibliografia

$$m_Z = 91.187 \text{ GeV}, m_W = 80.4 \text{ GeV}, m_t = 172 \text{ GeV}, \sin^2 \theta_W = 0.2319$$

$$\sigma(e^- e^+ \rightarrow H \gamma)$$



O Protagonista

O Passado

O Presente

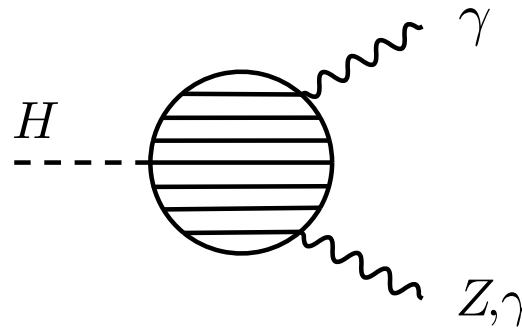
- Higgs no SM
- C2HDM
- Amplitudes
- Larguras
- Simulação
- Type I
- Type II
- Couplings F

O Futuro

Conclusões

Bibliografia

□ $H \rightarrow \gamma + \gamma, H \rightarrow Z + \gamma$



□ Referências:

- ◆ Duarte Fontes, JCR e João P. Silva, Phys.Rev. D90 (2014) 1, 015021
- ◆ Duarte Fontes, JCR e João P. Silva, JHEP 1412 (2014) 043
- ◆ Duarte Fontes, JCR, Rui Santos, João P. Silva, arXiv:1502.01720

[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

[● Higgs no SM](#)

[● C2HDM](#)

[● Amplitudes](#)

[● Larguras](#)

[● Simulação](#)

[● Type I](#)

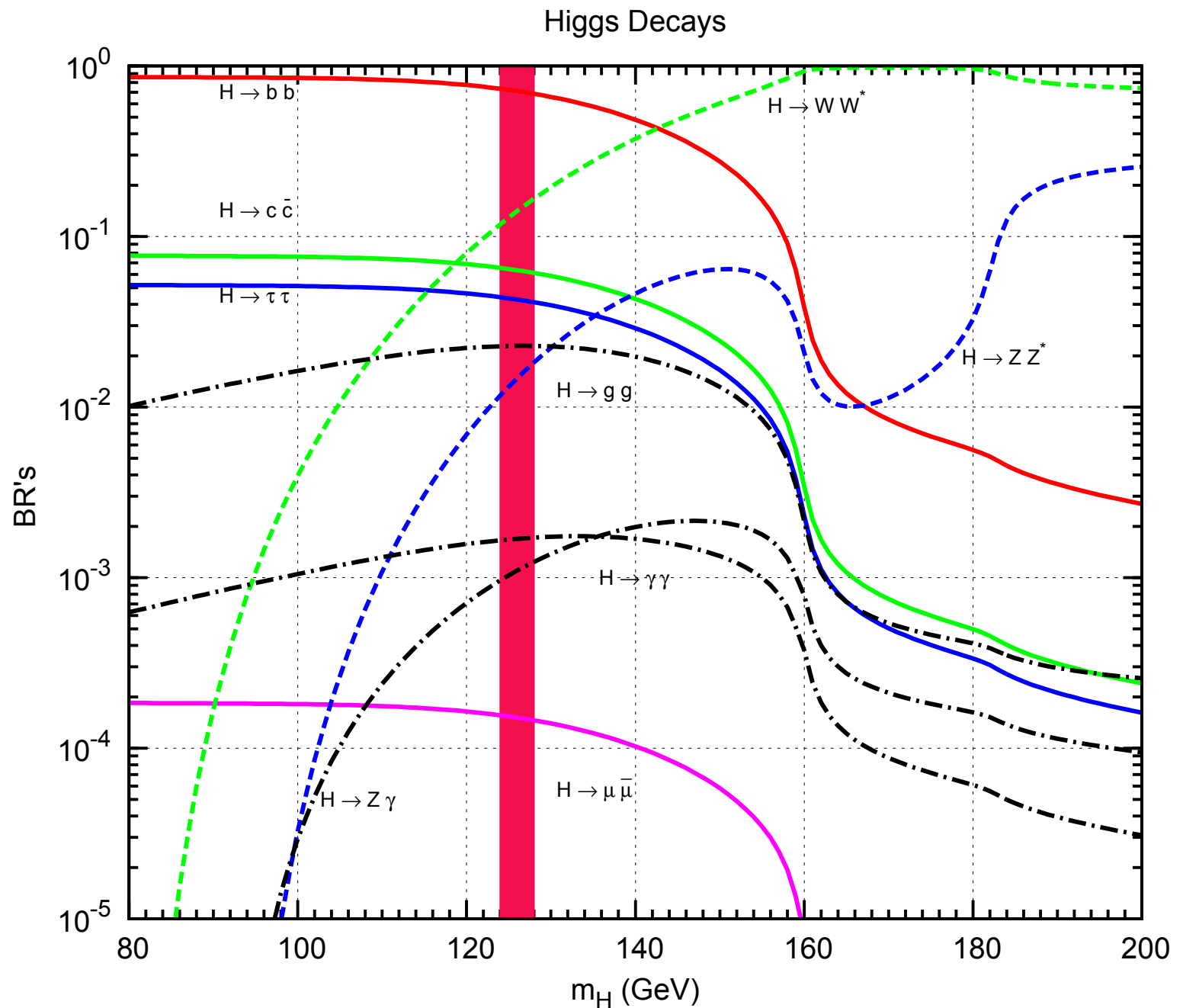
[● Type II](#)

[● Couplings F](#)

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

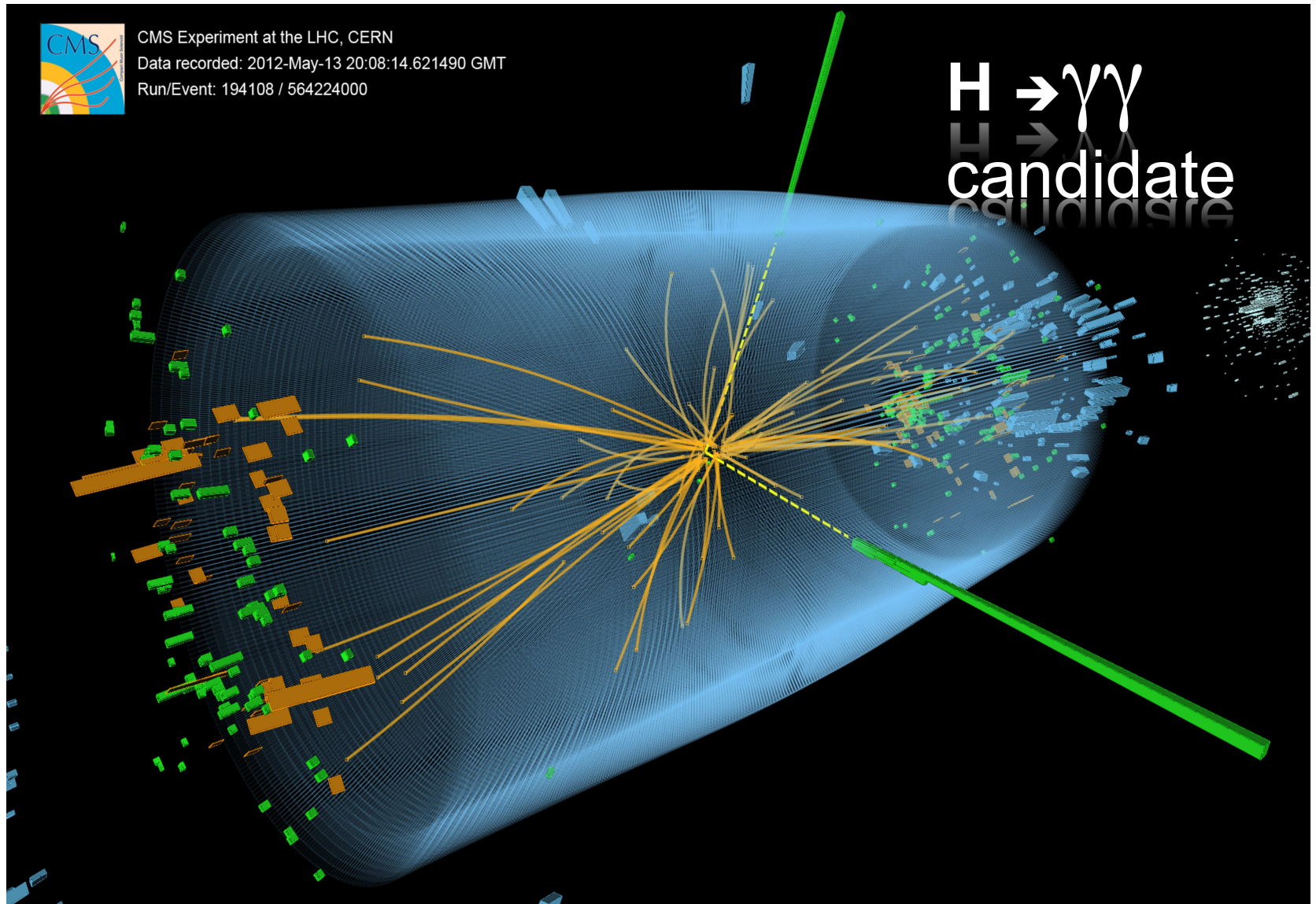
[Higgs no SM](#)

- C2HDM
- Amplitudes
- Larguras
- Simulação
- Type I
- Type II
- Couplings F

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

• Higgs no SM

• C2HDM

• Amplitudes

• Larguras

• Simulação

• Type I

• Type II

• Couplings F

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

- ❑ Verificar se o bosão de Higgs descoberto no LHC com massa cerca de 125 GeV é o bosão de Higgs do SM.
- ❑ Desvios do SM são esperados mesmo antes das novas partículas serem encontradas pois elas contribuem virtualmente nos *loops*
- ❑ Estes desvios são potencialmente grandes, em termos relativos, se os processos não puderem ocorrer em ordem mais baixa e portanto só contribuirão ao nível de *loops*
- ❑ Enquanto que $h \rightarrow \gamma\gamma$ já foi medido no LHC para $h \rightarrow Z\gamma$ só há um limite superior. Será portanto um processo crucial para a próxima operação do LHC a 13/14 TeV
- ❑ Efectuámos um cálculo completo do processo $h \rightarrow Z\gamma$ no caso geral do C2HDM generalizando resultados anteriormente obtidos no 2HDM

- Os acoplamentos são definidos no Lagrangeano

$$\mathcal{L}_Y = - \left(\sqrt{2} G_\mu \right)^{1/2} m_f \bar{\psi} (a + ib\gamma_5) \psi h,$$

$$\mathcal{L}_{hH^+H^-} = \lambda v h H^+ H^-,$$

$$\mathcal{L}_{hVV} = C \left[g m_W W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{g}{2c_W} m_Z Z_\mu Z^\mu \right] h,$$

onde a , b , e C são reais, $c_W = \cos \theta_W$, e θ_W é o ângulo de Weinberg. No limite, $a = C = 1$, e $b = \lambda = 0$, recuperamos o SM

- Exemplo: Fermiões no C2HDM

	Type I	Type II	Lepton Specific	Flipped
Up	$\frac{R_{12}}{s_\beta} - ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{12}}{s_\beta} - ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{12}}{s_\beta} - ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{12}}{s_\beta} - ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$
Down	$\frac{R_{12}}{s_\beta} + ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{11}}{c_\beta} - is_\beta \frac{R_{13}}{c_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{12}}{s_\beta} + ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{11}}{c_\beta} - is_\beta \frac{R_{13}}{c_\beta} \gamma_5$
Leptons	$\frac{R_{12}}{s_\beta} + ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{11}}{c_\beta} - is_\beta \frac{R_{13}}{c_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{11}}{c_\beta} - is_\beta \frac{R_{13}}{c_\beta} \gamma_5$	$\frac{R_{12}}{s_\beta} + ic_\beta \frac{R_{13}}{s_\beta} \gamma_5$

Amplitudes para $h \rightarrow \gamma\gamma$ e $h \rightarrow Z\gamma$

- Escrevemos a forma geral para as amplitudes ($V = Z, \gamma; i = F, W, H^\pm$)

$$M_i^{V\gamma} \equiv \frac{e^2 g}{m_W} \frac{1}{16\pi^2} \left[(q_1 \cdot q_2 \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 - q_1 \cdot \epsilon_2 q_2 \cdot \epsilon_1) X_i^{V\gamma} + \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\mu q_2^\nu \epsilon_1^\alpha \epsilon_2^\beta Y_i^{V\gamma} \right]$$

- Não escrevemos os resultados para $i = W$ pois são iguais ao SM $\times C$

- Para loops de fermiões

$$X_F^{\gamma\gamma} = - \sum_f \frac{4a Q_f^2 m_f^2}{m_h^2} \left[(4m_f^2 - m_h^2) C_0(0, 0, m_h^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2) + 2 \right]$$

$$Y_F^{\gamma\gamma} = \sum_f 4b Q_f^2 m_f^2 C_0(0, 0, m_h^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2)$$

$$X_F^{Z\gamma} = - \sum_f N_c^f \frac{4a g_V^f Q_f m_f^2}{s_W c_W} \left[\frac{2m_Z^2}{(m_h^2 - m_Z^2)^2} \Delta B_0(m_f^2) \right. \\ \left. + \frac{1}{m_h^2 - m_Z^2} \left[(4m_f^2 - m_h^2 + m_Z^2) C_0(m_Z^2, 0, m_h^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2) + 2 \right] \right]$$

O Protagonista

O Passado

O Presente

• Higgs no SM

• C2HDM

• Amplitudes

• Larguras

• Simulação

• Type I

• Type II

• Couplings F

O Futuro

Conclusões

Bibliografia

O Protagonista

O Passado

O Presente

• Higgs no SM

• C2HDM

• **Amplitudes**

• Larguras

• Simulação

• Type I

• Type II

• Couplings F

O Futuro

Conclusões

Bibliografia

$$Y_F^{Z\gamma} = \sum_f N_c^f \frac{4b g_V^f Q_f m_f^2}{s_W c_W} C_0(m_Z^2, 0, m_h^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2).$$

onde $\Delta B_0(m^2) \equiv B_0(m_h^2, m^2, m^2) - B_0(m_Z^2, m^2, m^2)$

Finito!

□ Para loops de Higgs carregados

$$X_H^{\gamma\gamma} = - \frac{4\lambda m_W v}{g m_h^2} \left[2m_{H^\pm}^2 C_0(0, 0, m_h^2, m_{H^\pm}^2, m_{H^\pm}^2, m_{H^\pm}^2) + 1 \right]$$

$$X_{H^\pm}^{Z\gamma} = - \frac{1}{\tan \theta_W} \frac{\lambda v^2 (1 - \tan^2 \theta_W)}{m_h^2 - m_Z^2} \left[\frac{m_Z^2}{m_h^2 - m_Z^2} \Delta B_0(m_\pm^2) + \left(2m_\pm^2 C_0(m_Z^2, 0, m_h^2, m_\pm^2, m_\pm^2, m_\pm^2) + 1 \right) \right]$$

□ Comparámos com todos os resultados conhecidos e os cálculos numéricos foram feitos usando LoopTools

O Protagonista

O Passado

O Presente

• Higgs no SM

• C2HDM

• Amplitudes

• **Larguras**

• Simulação

• Type I

• Type II

• Couplings F

O Futuro

Conclusões

Bibliografia

□ Obtemos para as larguras de decaimento

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 m_h^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} (|X_F^{\gamma\gamma} + X_W^{\gamma\gamma} + X_H^{\gamma\gamma}|^2 + |Y_F^{\gamma\gamma}|^2)$$

$$\Gamma(h \rightarrow Z\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 m_h^3}{64 \sqrt{2} \pi^3} \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_h^2}\right)^3 (|X_F^{Z\gamma} + X_W^{Z\gamma} + X_H^{Z\gamma}|^2 + |Y_F^{Z\gamma}|^2)$$

□ Pontos importantes:

- ◆ Todos os resultados são finitos e invariantes de gauge (verificado com FeynCalc)
- ◆ Não há interferência entre as componentes escalar e pseudo escalar do bóson de Higgs, mesmo no caso de decaimento $h \rightarrow Z\gamma$
- ◆ Em princípio valores elevados para $h \rightarrow Z\gamma$ (e para $h \rightarrow \gamma\gamma$) poderiam acontecer devido a novas contribuições nos loops
- ◆ Veremos que os limites atuais em $h \rightarrow WW, ZZ$ põem constrangimentos nesta possibilidade

- [O Protagonista](#)
- [O Passado](#)
- [O Presente](#)
 - Higgs no SM
 - C2HDM
 - Amplitudes
 - Larguras
 - **Simulação**
 - Type I
 - Type II
 - Couplings F
- [O Futuro](#)
- [Conclusões](#)
- [Bibliografia](#)

- Para cada estado final calculamos o *signal strength*

$$\mu_f = \underbrace{\frac{\sigma^{2\text{HDM}}(pp \rightarrow h)}{\sigma^{\text{SM}}(pp \rightarrow h)}}_{\mathbf{R_P}} \underbrace{\frac{\Gamma^{2\text{HDM}}[h \rightarrow f]}{\Gamma^{\text{SM}}[h \rightarrow f]}}_{\mathbf{R_D}} \underbrace{\frac{\Gamma^{\text{SM}}[h \rightarrow \text{all}]}{\Gamma^{2\text{HDM}}[h \rightarrow \text{all}]}}_{\mathbf{R_{TW}}}$$

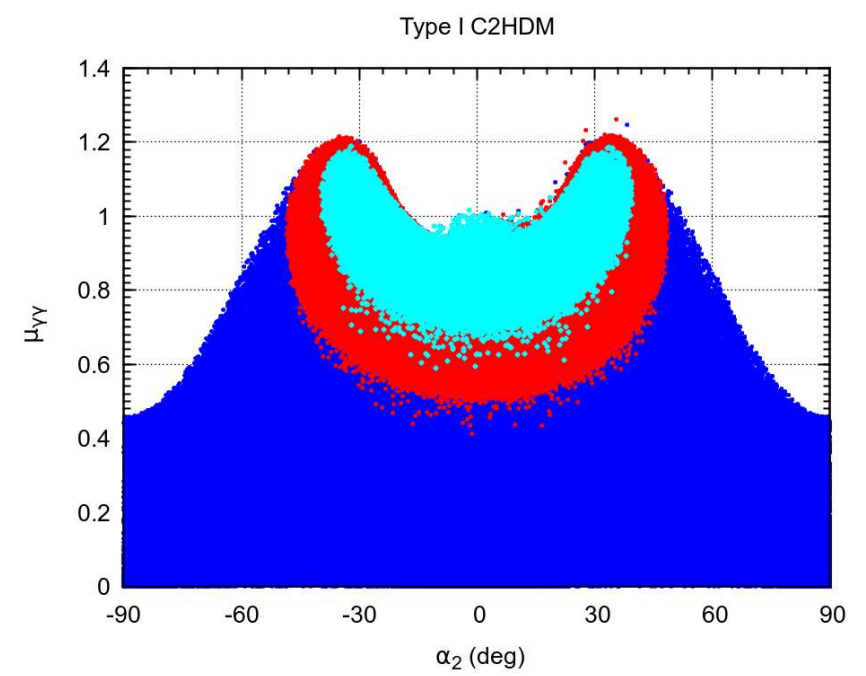
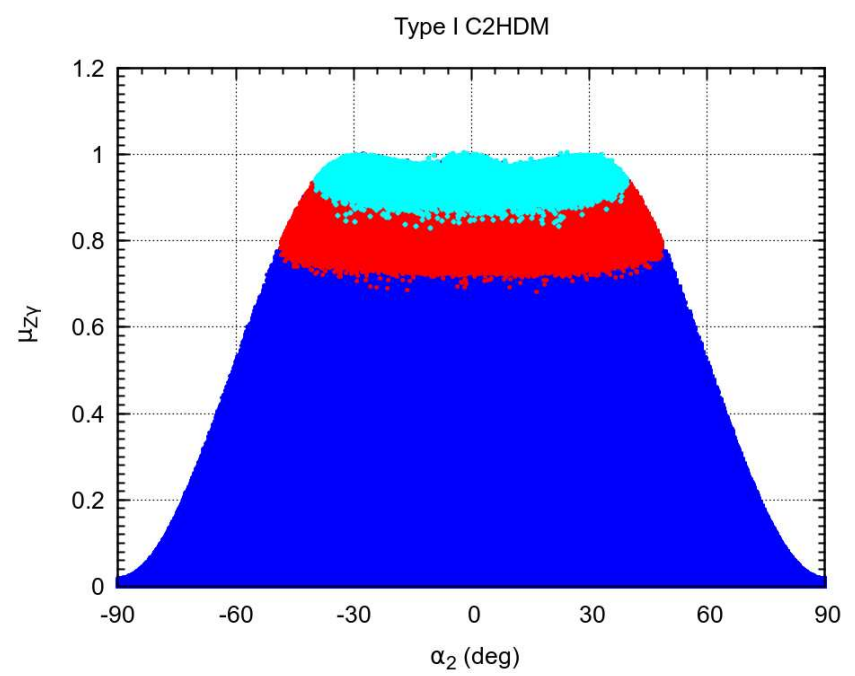
- Comparamos então com os dados de LHC

channel	ATLAS	CMS
$\mu_{\gamma\gamma}$	1.17 ± 0.27	$1.14^{+0.26}_{-0.23}$
μ_{WW}	$1.00^{+0.32}_{-0.29}$	0.83 ± 0.21
μ_{ZZ}	$1.44^{+0.40}_{-0.35}$	1.00 ± 0.29
$\mu_{\tau+\tau^-}$	$1.4^{+0.5}_{-0.4}$	0.91 ± 0.27
$\mu_{b\bar{b}}$	$0.2^{+0.7}_{-0.6}$	0.93 ± 0.49

- Como $s_2 = 0$ ($|s_2| = 1$) corresponde ao Higgs h_1 ser um escalar (pseudoescalar), separamos três regiões de s_2 : $|s_2| < 0.1$ (verde), $0.45 < |s_2| < 0.55$ (azul) e $|s_2| > 0.85$ (vermelho)

- μ_{VV} põe um limite superior em α_2 como se pode ver nos gráficos abaixo, onde $|\alpha_2| < 50^\circ$. A vermelho (cyan) é mostrado o constrangimento em μ_{VV} a 20% (5%)
- Notar também que se $\mu_{\gamma\gamma}$ for medido próximo de 1.2 (ainda compatível com os dados), então isso quer dizer que $\alpha_2 \neq 0$, e um modelo Type I C2HDM seria preciso para explicar os dados

- [O Protagonista](#)
- [O Passado](#)
- [O Presente](#)
 - Higgs no SM
 - C2HDM
 - Amplitudes
 - Larguras
 - Simulação
 - **Type I**
 - Type II
 - Couplings F
- [O Futuro](#)
- [Conclusões](#)
- [Bibliografia](#)



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

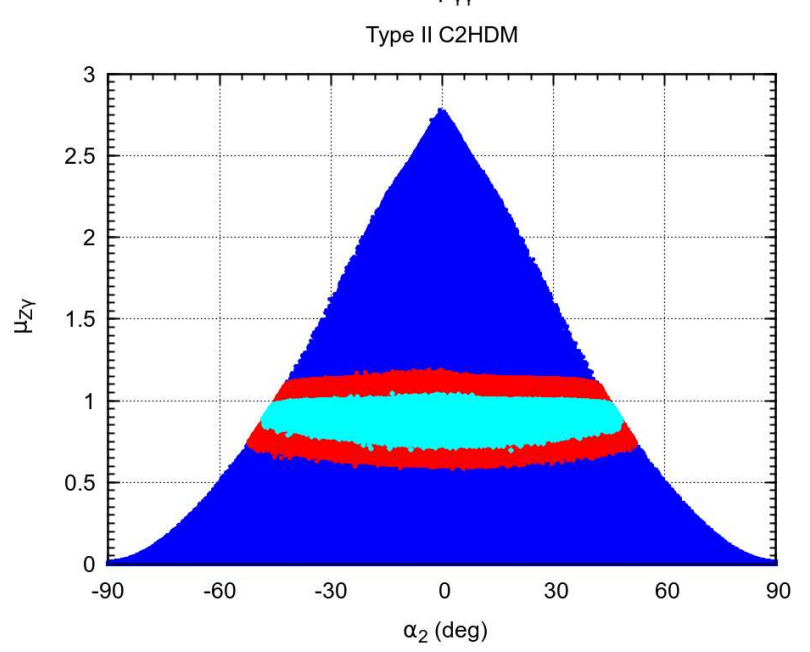
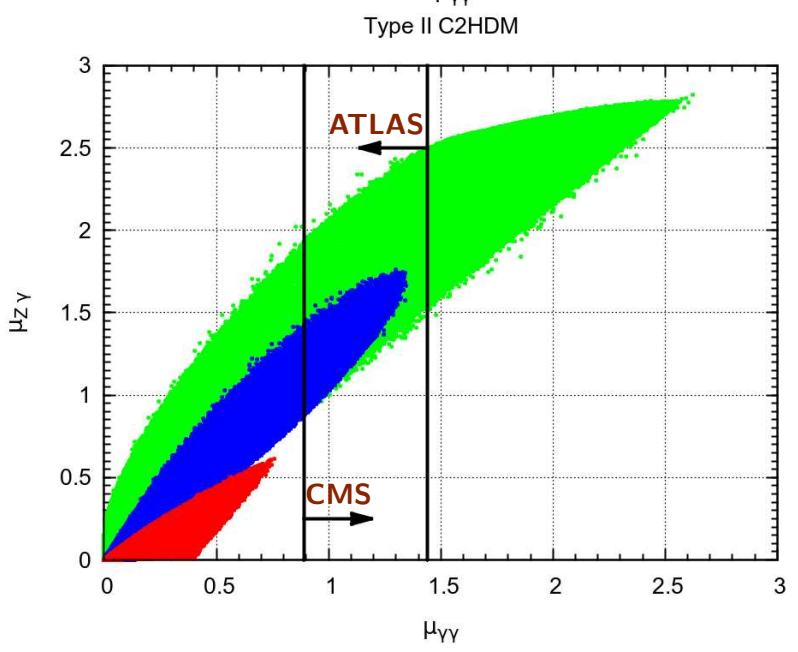
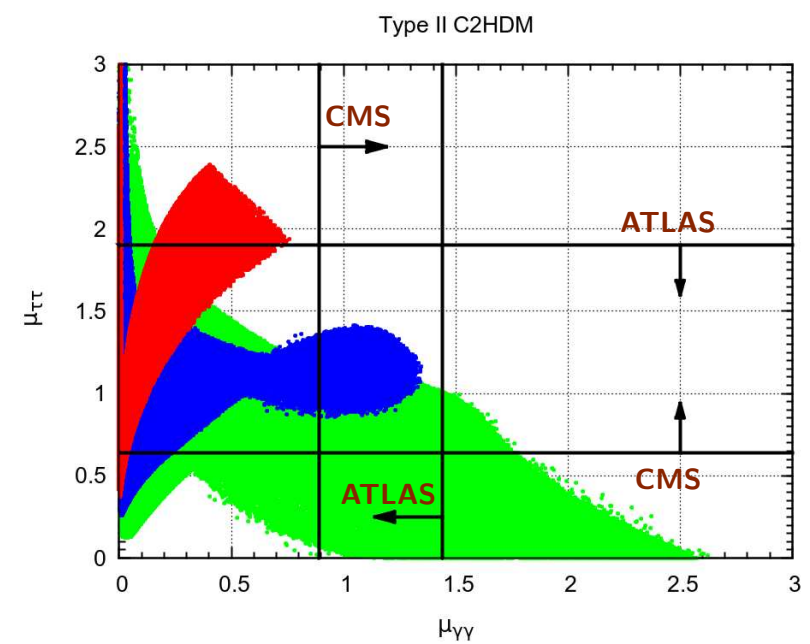
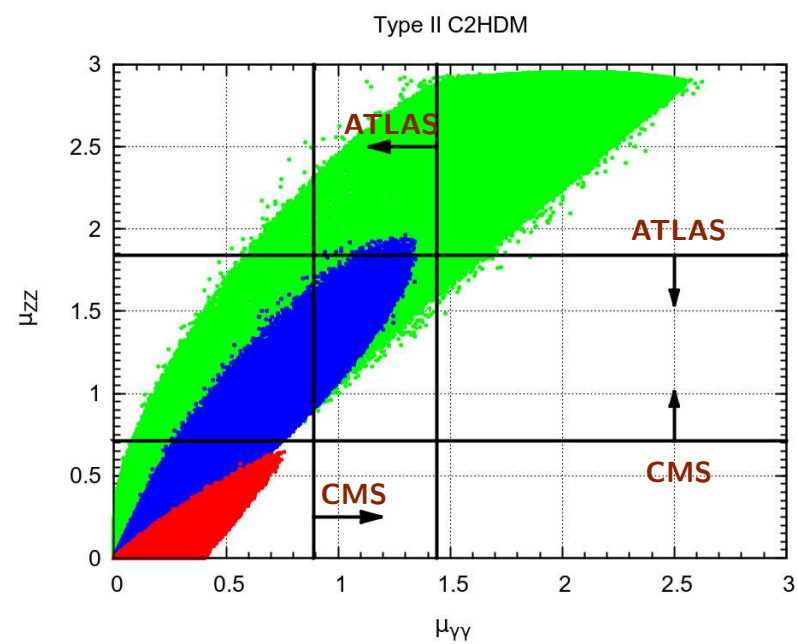
[O Presente](#)

- Higgs no SM
- C2HDM
- Amplitudes
- Larguras
- Simulação
- Type I
- **Type II**
- Couplings F

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

• Higgs no SM

• C2HDM

• Amplitudes

• Larguras

• Simulação

• Type I

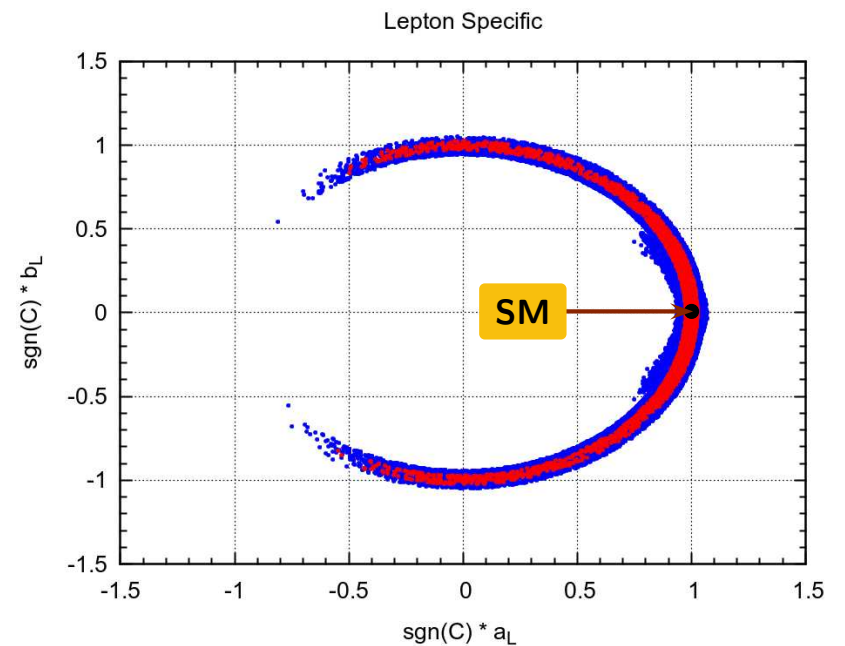
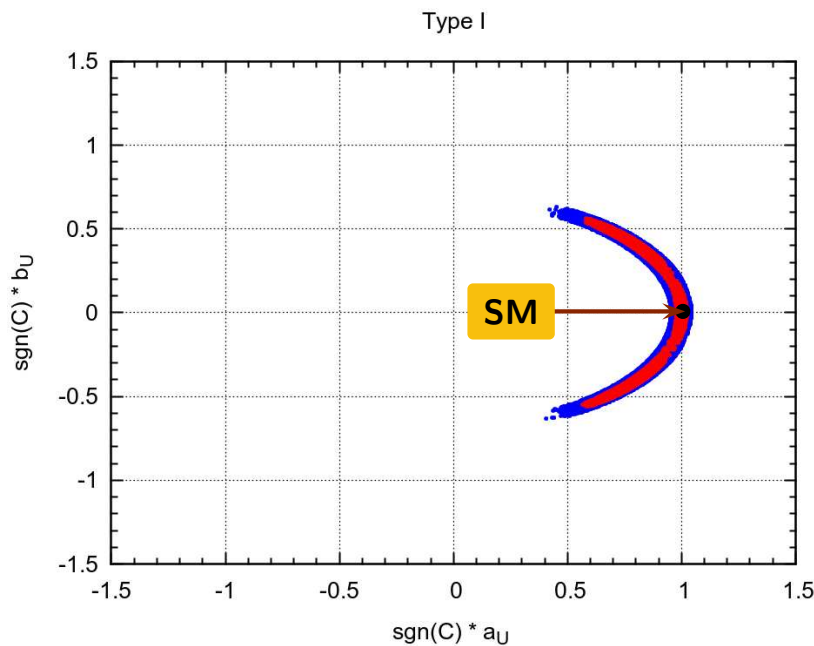
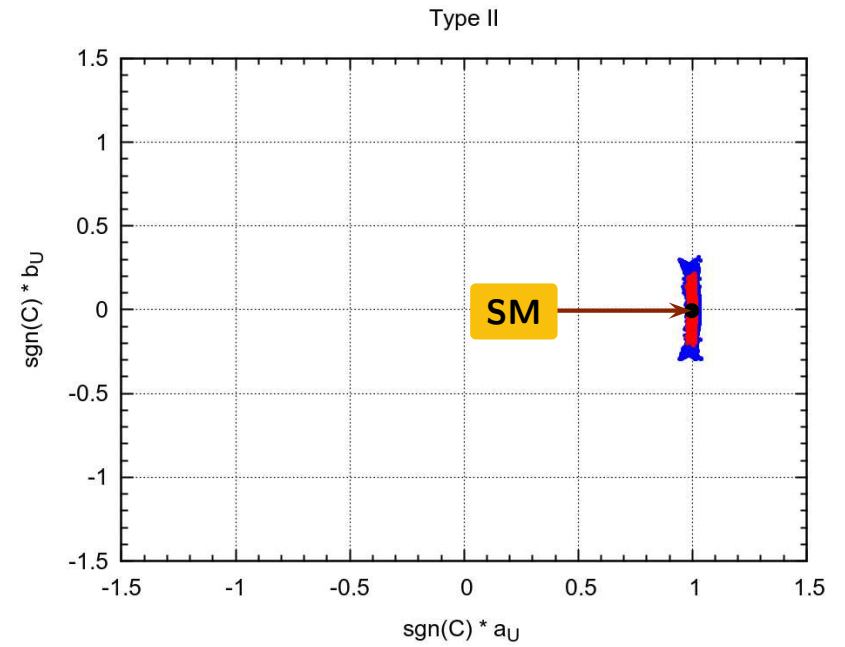
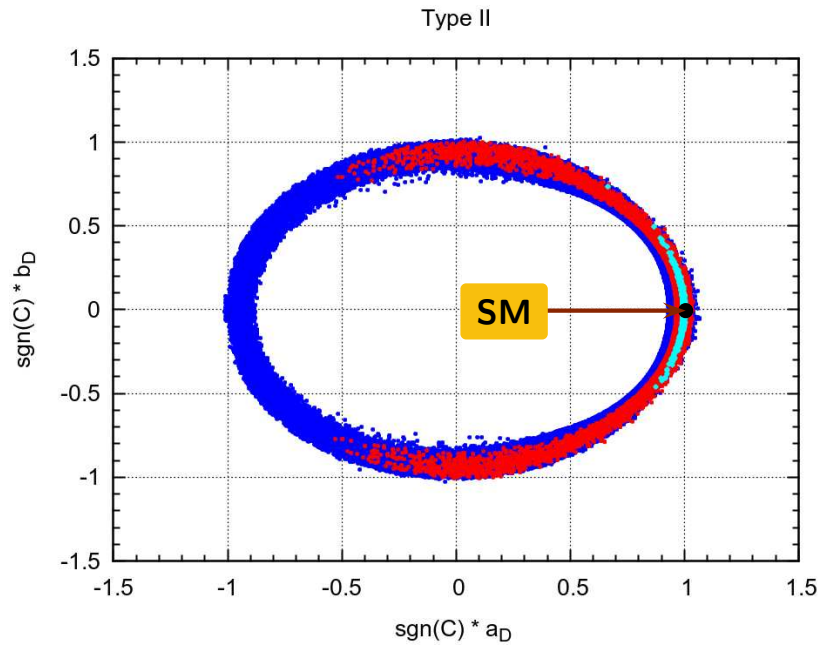
• Type II

• **Couplings F**

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)



O Protagonista

O Passado

O Presente

O Futuro

• EDM

• SM

• C2HDM

Conclusões

Bibliografia

- Em Mecânica Quântica para uma partícula de spin 1/2 definem-se através do Hamiltoniano de interacção

$$H_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \equiv -\mu \vec{\sigma} \cdot \vec{B}, \quad H_E = -\vec{d} \cdot \vec{E} \equiv -d \vec{\sigma} \cdot \vec{E}$$

- Inversão no espaço (Paridade P)

$$P(\vec{E}) = -\vec{E}, \quad P(\vec{B}) = \vec{B}, \quad P(\vec{\sigma}) = \vec{\sigma}$$

$$P(H_B) = H_B, \quad P(H_E) = -H_E$$

- Inversão no tempo (T)

$$T(\vec{E}) = \vec{E}, \quad T(\vec{B}) = -\vec{B}, \quad T(\vec{\sigma}) = -\vec{\sigma}$$

$$T(H_B) = H_B, \quad T(H_E) = -H_E$$

Para $d_e \neq 0$ tem de haver violação de T e P

[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

• EDM

• SM

• C2HDM

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

- Em Teoria Quântica dos Campos o EDM aparece no Lagrangiano efectivo

$$\mathcal{L} = -i \frac{d}{2} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \psi F_{\mu\nu} = d \bar{\psi} \left(\vec{\Sigma} \cdot \vec{E} - i \vec{\alpha} \cdot \vec{B} \right) \psi$$

- Corresponde ao Hamiltoniano

$$H_{\text{RQM}} = -d \gamma^0 \vec{\Sigma} \cdot \vec{E} + i d \vec{\gamma} \cdot \vec{B}$$

onde

$$\vec{\Sigma} = \begin{bmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{bmatrix}, \quad \vec{\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{bmatrix}$$

- No limite não relativista

$$H_{\text{RQM}} \rightarrow H_{\text{E}} = -d \vec{\sigma} \cdot \vec{E}$$

[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

• EDM

• **SM**

• C2HDM

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

- ❑ No Modelo Standard existe violação de CP no sector dos quarks, descrita pela matriz CKM
- ❑ Se admitirmos o teorema CPT , então T é violado e portanto pode haver no SM um $d_e \neq 0$.
- ❑ No entanto mostrou-se que a primeira contribuição para os EDM dos quarks é a 3 loops e para o electrão a 4 loops. Estimativas dão

$$d_e \leq 10^{-38} \text{ e cm}$$

- ❑ Os limites experimentais atuais dão
 - ◆ Colaboração ACME (átomo de Tório)

$$d_e \leq 8.7 \times 10^{-29} \text{ e cm}$$
 - ◆ Outras análises (por exemplo A. Pich) tomando em conta incertezas no método de extracção de d_e

$$d_e \leq 1.0 \times 10^{-27} \text{ e cm}$$

[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

• EDM

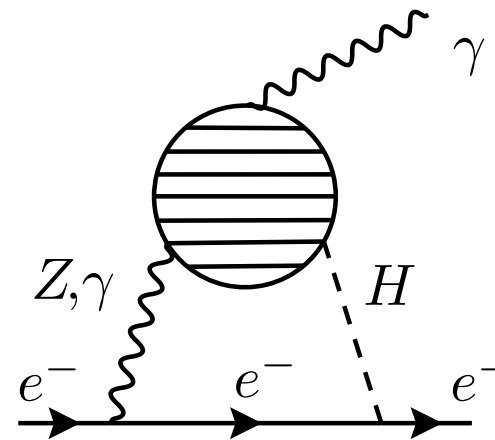
• SM

• **C2HDM**

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

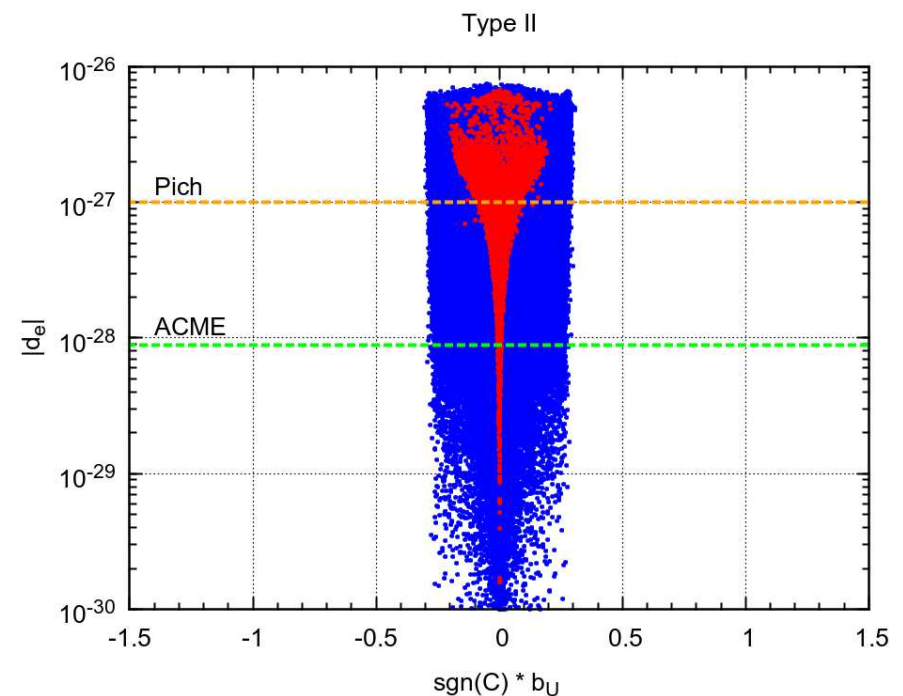
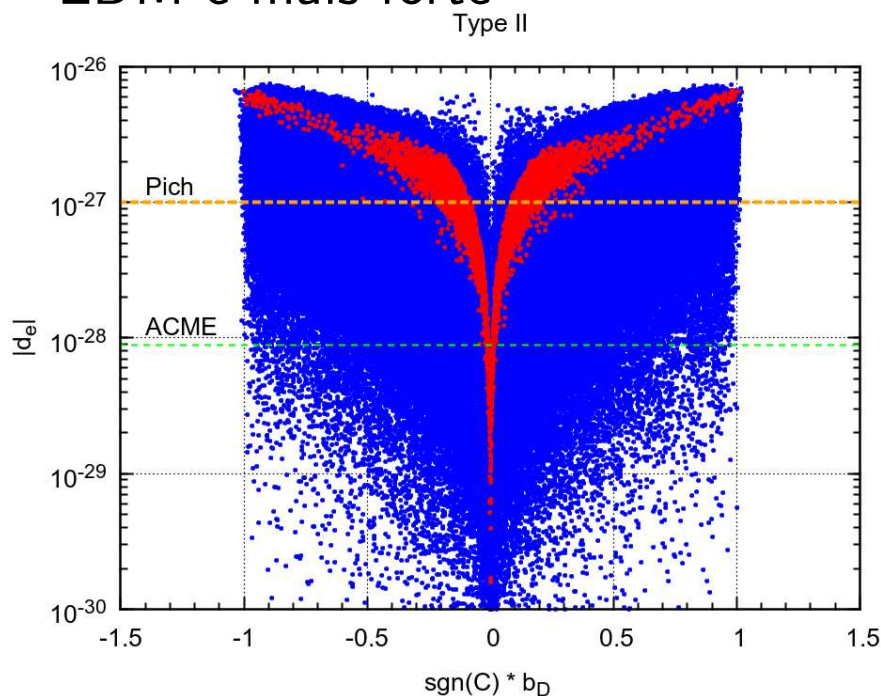
- ❑ Neste modelos temos violação de CP no sector do potencial de Higgs. Esta violação é adicional à que vem da matriz CKM.
- ❑ Existem contribuições a 2 loops devidas ao chamado diagrama de Barr-Zee



- ❑ No vértice efectivo $\gamma H \gamma$ ou $Z H \gamma$ todas as contribuições possíveis num dado modelo devem ser consideradas. São as mesmas contribuições que já calculámos tanto para $e^- e^+ \rightarrow H \gamma$ como para $H \rightarrow Z \gamma, H \rightarrow \gamma \gamma$

EDM no C2HDM (análise preliminar)

- Procuramos ver os constrangimentos do EDM no C2HDM
- A azul (vermelho) estão os pontos possíveis com os contrangimentos do LHC nos μ 's a 10% (5%). Valores em que $(a_D, b_D) = (0, 1)$ (acoplamento com os quarks down completamente pseudoescalar) são, como vimos, permitidos pelo LHC mesmo a 5%
- No entanto numa primeira análise parece que o constrangimento do EDM é mais forte



[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

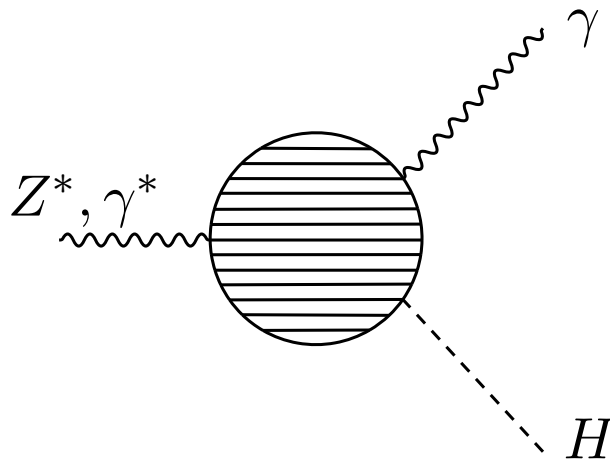
[O Presente](#)

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

- ❑ Os fótons (a nossa Luz) podem ser preciosos quando se quer olhar para processos complicados. São fáceis de detectar e têm cinemática simples
- ❑ São especialmente interessantes em processos que não ocorrem em ordem mais baixa de teoria de perturbações pois serão sensíveis mais facilmente a novas partículas que se propagam nos *loops*
- ❑ Neste seminário mostrámos como o vértice



se mantém relevante, mesmo quarenta anos depois

[O Protagonista](#)

[O Passado](#)

[O Presente](#)

[O Futuro](#)

[Conclusões](#)

[Bibliografia](#)

- ❑ **Barroso, Pulido, Romão**, Nucl. Phys. B267 (1986), 509
- ❑ **Barroso, Romão**, Nucl. Phys. B272 (1986), 693
- ❑ **Fontes, Romão e Silva**, Phys.Rev. D90 (2014) 1, 015021
- ❑ **Fontes, Romão e Silva**, JHEP 1412 (2014) 043
- ❑ **Fontes, Romão, Santos e Silva**, arXiv:1502.01720
- ❑ **Web Page for Computational Methods in QFT:**
<http://porthos.ist.utl.pt/CTQFT>