



**universidade
de aveiro**

Phenomenology of the minimal B - L extension of the Standard Model

JOÃO PEDRO DIAS RODRIGUES

ANTÓNIO MORAIS

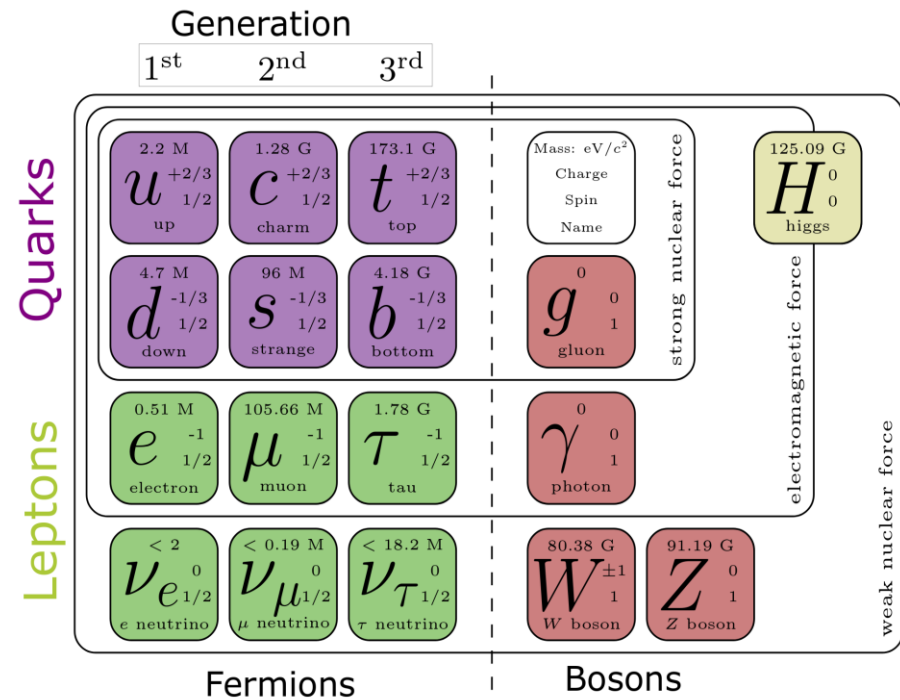
Conteúdo

- 1 - Motivação
- 2 - Introdução teórica
- 3 - O Modelo Padrão
- 4 - O Modelo B-L-SM
- 5 - Estudo fenomenológico do modelo B-L-SM
- 6 - Conclusões

1 – Motivação

1 - Motivação

O modelo padrão é usado para descrever partículas e as suas interações.

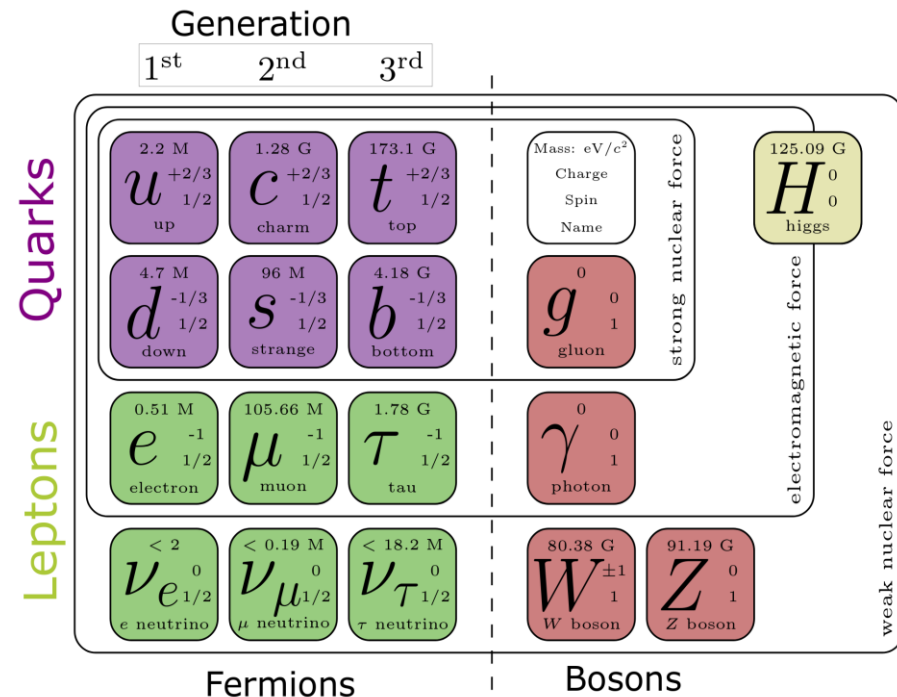


1 - Motivação

O modelo padrão é usado para descrever partículas e as suas interações.

Problemas com o modelo padrão

- Massas de neutrinos
- Matéria e energia escura
- Assimetria entre matéria e anti matéria



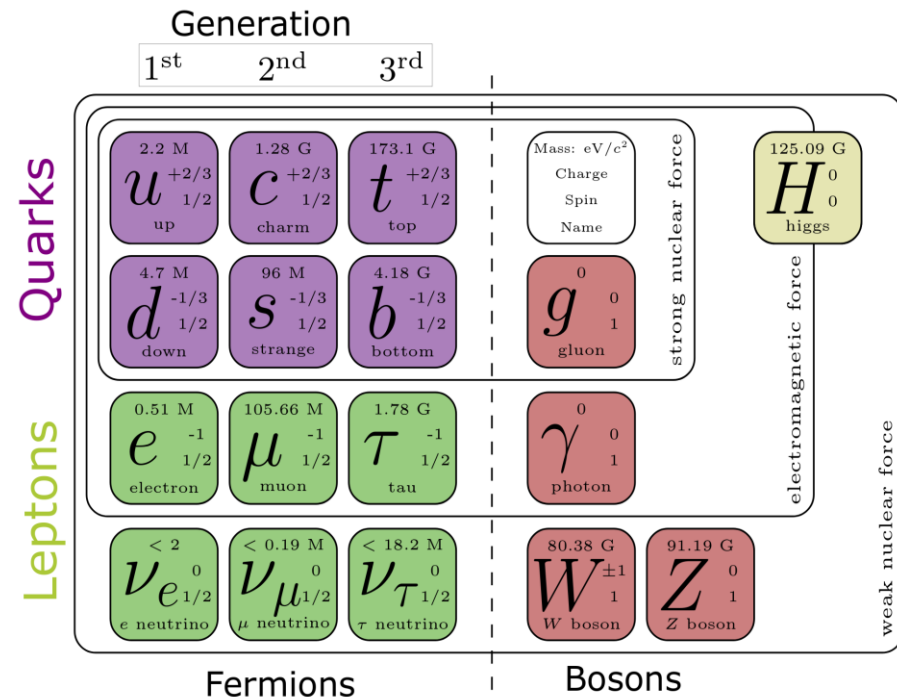
1 - Motivação

O modelo padrão é usado para descrever partículas e as suas interações.

Problemas com o modelo padrão

- Massas de neutrinos
- Matéria e energia escura
- Assimetria entre matéria e anti matéria

Iremos abordar o modelo B-L-SM como uma possível alternativa ao modelo padrão.



2 - Introdução teórica

2.1 - Formalismo

Iremos abordar física de partículas com formalismo lagrangiano,

$$\mathcal{S} = \int L \, dt = \int \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) \, d^\mu x$$

pelo princípio de mínima ação,

$$\delta \mathcal{S} = 0$$

obtemos as equações de Euler-Lagrange,

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi)}{\partial (\partial_\mu \Phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi)}{\partial \Phi} = 0$$

2.2 - Simetria e o Teorema de Noether

Se ao aplicarmos uma transformação continua ao sistema,

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi + \delta\phi$$

tal transformação deixa as dinâmicas do sistema invariantes se,

$$\mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) = \mathcal{L}(\Phi', \partial_\mu \Phi')$$

Se a transformação for genérica temos uma simetria do sistema, onde através do teorema de Noether temos associada uma corrente e carga conservada.

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \quad Q = \int j^0 d^3x$$

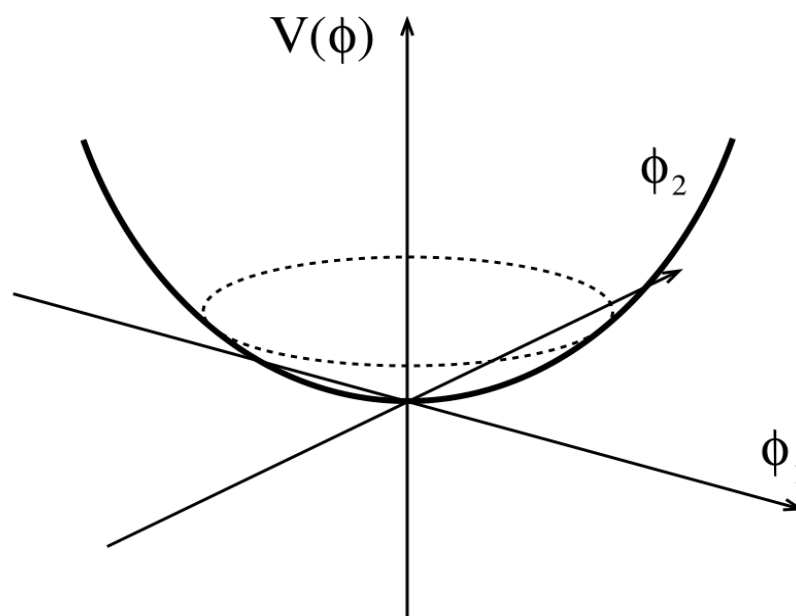
Todo o espaço

2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

Introduzindo o Lagrangiano de uma teoria quadrática escalar complexa,

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

se μ^2 for um parâmetro positivo temos um mínimo em $\Phi = 0$

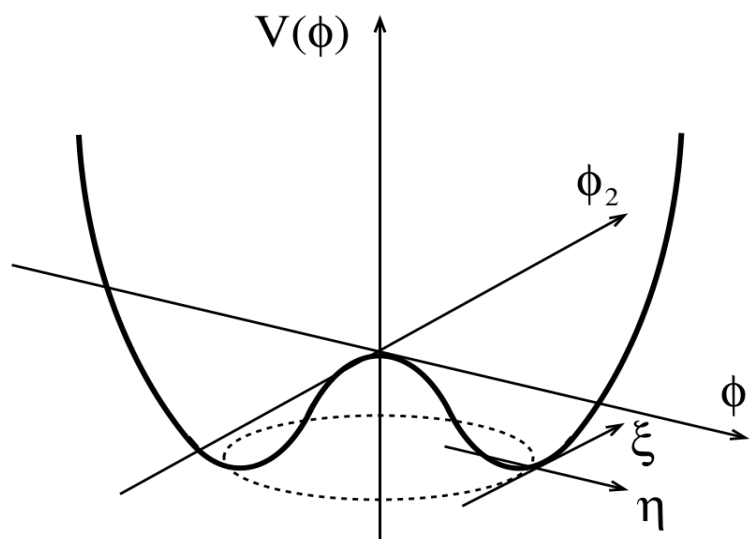


2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

No entanto tomando valores negativos para μ^2 muda o mínimo do campo para um valor diferente de zero,

$$|\Phi|_{min} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v$$

Mudando o campo para o mínimo $\Phi \rightarrow \eta(x) + v + i\epsilon(x)$,

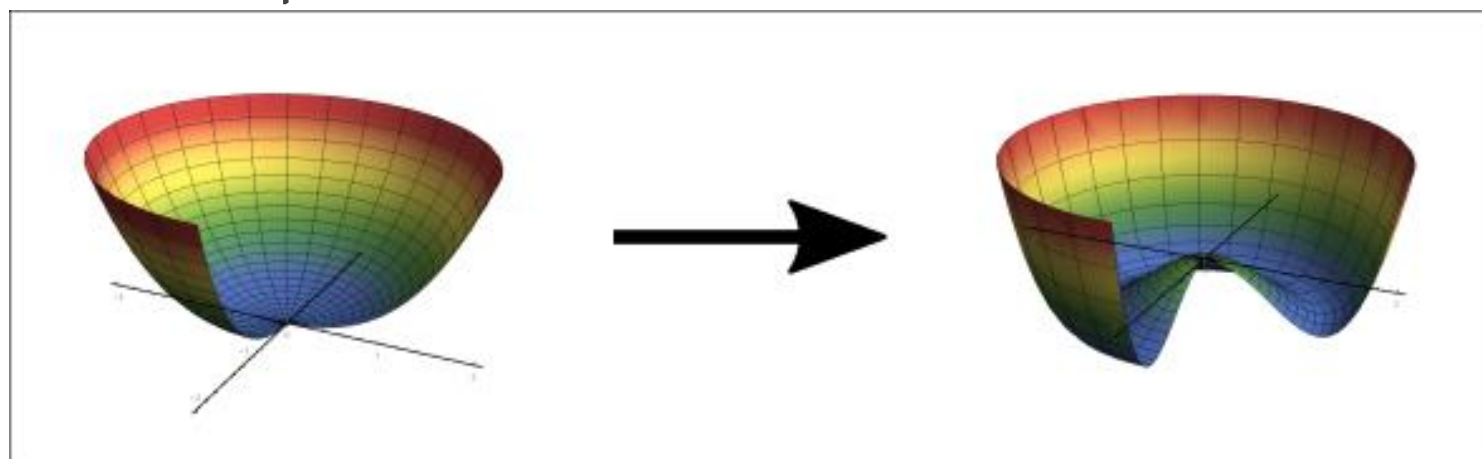


2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

Expandindo o Lagrangiano,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \epsilon(x) \partial^\mu \epsilon(x) + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta(x) \partial^\mu \eta(x) - \frac{1}{2} (2\mu^2) \eta^2 - \frac{1}{4} \lambda (\epsilon^2 + \eta^2)^2 - \lambda v (\epsilon^2 + \eta^2) \eta$$

onde antes tínhamos dois campos reais massivos agora temos apenas um, com massa $2\mu^2$.



3 - O modelo padrão

3.1 - Geração de massa para bósons no modelo padrão

Os sectores escalar e de Gauge do modelo padrão são,

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) - V(HH^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

Os sectores escalar e de Gauge do modelo padrão são,

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) - V(HH^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

Onde o campo de Higgs, H , toma um VEV com a forma,

$$H(x) = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

Os sectores escalar e de Gauge do modelo padrão são,

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) - V(HH^\dagger) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

Onde o campo de Higgs, H , toma um VEV com a forma,

$$H(x) = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}$$

Podemos expandir as derivadas covariantes em volta deste VEV

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) \\ & + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu) \end{aligned}$$

3.1 - Geração de massa para bósons no modelo padrão

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu)\end{aligned}$$

3.1 - Geração de massa para bósons no modelo padrão

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu)$$

Rescrevendo este lagrangiano na sua base física, ou seja mudando os campos para,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm i A_\mu^2),$$

$$A_\mu = \cos(\theta_\omega) B_\mu + \sin(\theta_\omega) A_\mu^3 \text{ e}$$

$$Z_\mu = -\sin(\theta_\omega) B_\mu + \cos(\theta_\omega) A_\mu^3$$

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} (2v^2 \lambda) h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ + \frac{1}{8} v^2 g^2 (A_\mu^1 A^{1,\mu} + A_\mu^2 A^{2,\mu}) + \frac{1}{8} v^2 (g^2 A_\mu^3 A^{3,\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2g^2 g'^2 A_\mu^3 B^\mu)$$

Rescrevendo este lagrangiano na sua base física, ou seja mudando os campos para,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm i A_\mu^2),$$

$$A_\mu = \cos(\theta_\omega) B_\mu + \sin(\theta_\omega) A_\mu^3 \text{ e}$$

$$Z_\mu = -\sin(\theta_\omega) B_\mu + \cos(\theta_\omega) A_\mu^3$$

Obtemos alguns termos quadráticos que indicam as seguintes massas,

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \text{ e } M_W = \frac{1}{2} v g$$

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

O Lagrangiano do modelo padrão não inclui termos de massa para os leptões, *e.g* para o eletrão, $m^2 ee^\dagger$, onde os campos de Dirac para o eletrão seriam,

$$e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix} \quad e^\dagger = (\overline{e_R} \quad \overline{e_L})$$

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

O Lagrangiano do modelo padrão não inclui termos de massa para os leptões, *e.g* para o elétron, $m^2 e e^\dagger$, onde os campos de Dirac para o elétron seriam,

$$e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix} \quad e^\dagger = (\overline{e_R} \quad \overline{e_L})$$

ainda para o elétron teríamos termos de interação,

$$\mathcal{L}_{y_e} = y^e \overline{L_e} H e_r + L_e H^\dagger \overline{e_r}$$

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

O Lagrangiano do modelo padrão não inclui termos de massa para os leptões, *e.g* para o eletrão, $m^2 ee^\dagger$, onde os campos de Dirac para o eletrão seriam,

$$e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix} \qquad e^\dagger = (\overline{e_R} \quad \overline{e_L})$$

ainda para o eletrão teríamos termos de interação,

$$\mathcal{L}_{y_e} = y^e \overline{L_e} H e_r + L_e H^\dagger \overline{e_r} \quad \xrightarrow[\text{VEV}]{\text{Adquirindo}} \quad \mathcal{L}_{y_e} = y^e v (\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L) + y^e h(x) (\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L)$$

Isto é equivalente a um termo quadrático de massa,

$$m_e = \sqrt{y^e v}$$

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

O Lagrangiano do modelo padrão não inclui termos de massa para os leptões, *e.g* para o eletrão, $m^2 e e^\dagger$, onde os campos de Dirac para o eletrão seriam,

$$e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix} \quad e^\dagger = (\overline{e_R} \quad \overline{e_L})$$

ainda para o eletrão teríamos termos de interação,

$$\mathcal{L}_{y_e} = y^e \overline{L_e} H e_r + L_e H^\dagger \overline{e_r} \quad \xrightarrow[\text{VEV}]{\text{Adquirindo}} \quad \mathcal{L}_{y_e} = y^e v (\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L) + y^e h(x) (\overline{e_L} e_R + \overline{e_R} e_L)$$

Isto é equivalente a um termo quadrático de massa,

$$m_e = \sqrt{y^e v}$$

Os neutrinos não têm termos direitos no modelo padrão não gerando massa para os neutrinos.

3 - 0 Modelo B-L-SM

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

No modelo B-L-SM é adicionado

- Um campo real escalar χ
- Um campo de Gauge extra B'^{μ}
- Uma geração de termos neutrinos direitos a interagir com o campo de Higgs e o novo campo χ

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

No modelo B-L-SM é adicionado

- Um campo real escalar χ
- Um campo de Gauge extra B'^{μ}
- Uma geração de termos neutrinos direitos a interagir com o campo de Higgs e o novo campo χ

O sector escalar do modelo é escrito como,

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

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

No modelo B-L-SM é adicionado

- Um campo real escalar χ
- Um campo de Gauge extra B'^{μ}
- Uma geração de termos neutrinos direitos a interagir com o campo de Higgs e o novo campo χ

O sector escalar do modelo é escrito como,

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

Onde o potencial é dado por,

$$V(H, \chi) = m^2 H H^\dagger + \mu^2 |\chi|^2 + \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{1}{2} \lambda_3 \\ \frac{1}{2} \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H H^\dagger & |\chi|^2 \end{pmatrix}$$

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

Examinando o potencial,

$$V(H, \chi) = m^2 H H^\dagger + \mu^2 |\chi|^2 + \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{1}{2} \lambda_3 \\ \frac{1}{2} \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H H^\dagger & |\chi|^2 \end{pmatrix}$$

Dado que os campos H e χ adquirem os seguintes VEVs

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}, \quad \chi = \frac{x}{\sqrt{2}} + h'$$

4.1 - O modelo B-L-SM, sector escalar.

Examinando o potencial,

$$V(H, \chi) = m^2 H H^\dagger + \mu^2 |\chi|^2 + \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{1}{2} \lambda_3 \\ \frac{1}{2} \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H H^\dagger \\ |\chi|^2 \end{pmatrix}$$

Dado que os campos H e χ adquirem os seguintes VEVs

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}, \quad \chi = \frac{x}{\sqrt{2}} + h'$$

Calculando a matriz de massa obtemos os seguintes estados massivos.

$$m_{h_1}^2 = \lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2 - \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}$$
$$m_{h_2}^2 = \lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2 + \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}$$

4.2 - O Modelo B-L-SM, conteúdo bosônico

Expandindo os termos de covariantes obtemos,

$$(D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) = \frac{1}{2} \partial^\mu h \partial_\mu h + \frac{1}{2} \partial^\mu h' \partial_\mu h' + \\ \frac{1}{8} (h + v)^2 \left[g^2 [W_1^\mu - iW_2^\mu]^2 + (gW_3^\mu - g_1 B^\mu - \tilde{g} B'^\mu)^2 \right] + \frac{1}{2} (h' + x)^2 (g'_1 2B'^\mu)^2$$

4.2 - O Modelo B-L-SM, conteúdo bosônico

Expandindo os termos de covariantes obtemos,

$$(D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) = \frac{1}{2} \partial^\mu h \partial_\mu h + \frac{1}{2} \partial^\mu h' \partial_\mu h' + \\ \frac{1}{8} (h + v)^2 \left[g^2 [W_1^\mu - iW_2^\mu]^2 + (gW_3^\mu - g_1 B^\mu - \tilde{g} B'^\mu)^2 \right] + \frac{1}{2} (h' + x)^2 (g'_1 2B'^\mu)^2$$

Diagonalizando este sector obtemos os mesmos termos de massas para os bósons W e o fóton que no modelo padrão, no entanto para os bósons Z e Z' as massas agora são,

$$M_{Z,Z'} = \sqrt{g^2 + g_1^2} \cdot \frac{v}{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{v} \right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1 \right) \mp \frac{\tilde{g}}{\sin(2\gamma') \sqrt{g^2 + g_1^2}} \right]$$

4.2 - O Modelo B-L-SM, conteúdo bosônico

$$M_{Z,Z'} = \sqrt{g^2 + g_1^2} \cdot \frac{v}{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{\tilde{v}} \right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1 \right) \mp \frac{\tilde{g}}{\sin(2\gamma') \sqrt{g^2 + g_1^2}} \right]$$

onde γ' é um ângulo de mistura entre os bósons Z que pode ser relacionado com os *couplings* associados aos vários campos de Gauge por,

$$\sin(2\gamma') = \frac{2\tilde{g}\sqrt{g^2 + g_1^2}}{\sqrt{\left(\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{y} \right)^2 g_1'^2 - g^2 - g_1^2 \right)^2 + 2\tilde{g}(g^2 + g_1^2)}}$$

4.2 - O Modelo B-L-SM, conteúdo bosônico

$$M_{Z,Z'} = \sqrt{g^2 + g_1'^2} \cdot \frac{v}{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16 \left(\frac{x}{\tilde{v}} \right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1'^2} + 1 \right) \mp \frac{\tilde{g}}{\sin(2\gamma') \sqrt{g^2 + g_1'^2}} \right]$$

Se o coeficiente de mistura cinética fosse nulo, tínhamos as massas totalmente independentes. Levando aos termos de massa,

$$M_{Z'} = 2g_1'x,$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$$

Devido à escala relativa dos VEVs podemos aproximar a massa do bóson exótico Z' a estes estados desacoplados

$$M_{Z'} \approx 2g_1'x$$

4.3 - Neutrinos direitos no modelo B-L-SM

No modelo B-L-SM o sector de Yukawa inclui os seguintes termos adicionais em relação ao modelo padrão,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = y_k^{\nu} \bar{L}_k \nu_R^k \tilde{H} - y_k^M \overline{\nu_R^c} \nu_R^k \chi + h.c.$$

4.3 - Neutrinos direitos no modelo B-L-SM

No modelo B-L-SM o sector de Yukawa inclui os seguintes termos adicionais em relação ao modelo padrão,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = y_k^{\nu} \bar{L}_k \nu_R^k \tilde{H} - y_k^M \overline{\nu_R^c} \nu_R^k \chi + h.c.$$

Devido aos VEV's de ambos os campos existe a geração de massa para os novos neutrinos direitos e esquerdos através do mecanismo see-saw,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = (\nu_L \quad \nu_R) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\nu_L} \\ \overline{\nu_R} \end{pmatrix}$$

4.3 - Neutrinos direitos no modelo B-L-SM

No modelo B-L-SM o sector de Yukawa inclui os seguintes termos adicionais em relação ao modelo padrão,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = y_k^{\nu} \bar{L}_k \nu_R^k \tilde{H} - y_k^M \overline{\nu_R^c} \nu_R^k \chi + h.c.$$

Devido aos VEV's de ambos os campos existe a geração de massa para os novos neutrinos direitos e esquerdos através do mecanismo see-saw,

$$\mathcal{L}_{y_{\nu_r}} = (\nu_L \quad \nu_R) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\nu_L} \\ \overline{\nu_R} \end{pmatrix}$$

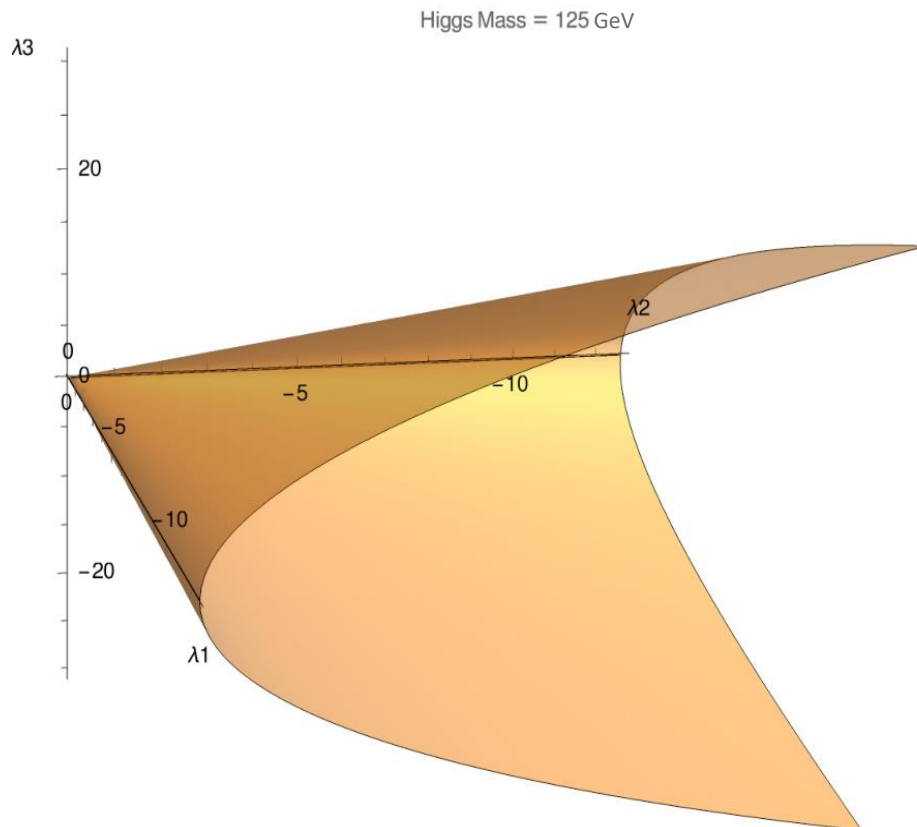
Onde $M = \sqrt{2} y^M x$ e $m_D = \frac{y^{\nu}}{\sqrt{2}} v$. Diagonalizando este sistema para uma base física com neutrinos leves e pesados em vez de esquerdos e direitos cujos campos de Dirac indicam valores de massa,

$$m_{\nu_l} \approx \frac{m_D^2}{M} \qquad m_{\nu_h} \approx M,$$

5 – Estudo fenomenológico do modelo B-L-SM

5.1 - Parametrização teórica

Tivemos como primeiro objetivo testar o modelo ao longo de uma parametrização da massa do bóson de Higgs em *tree level*.



$$M_{h_1} = \sqrt{\lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2} - \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}$$

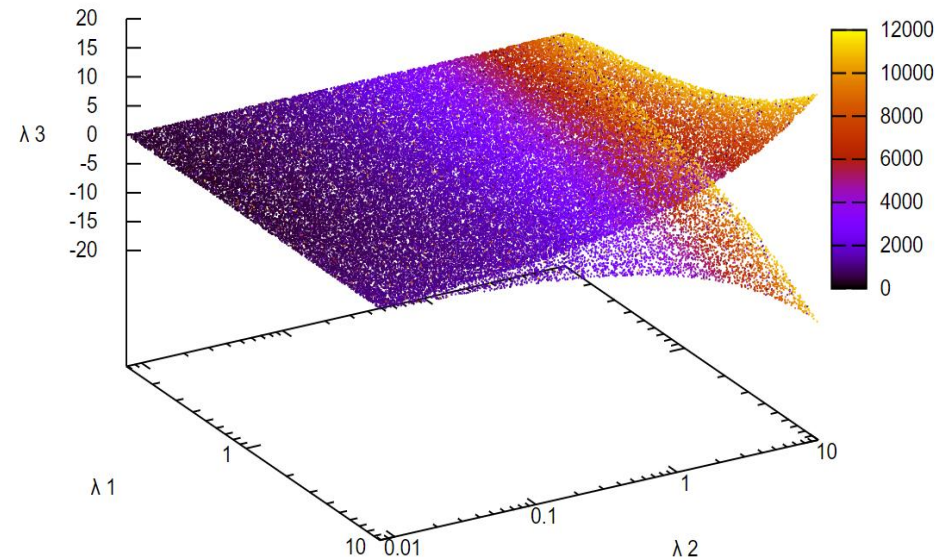
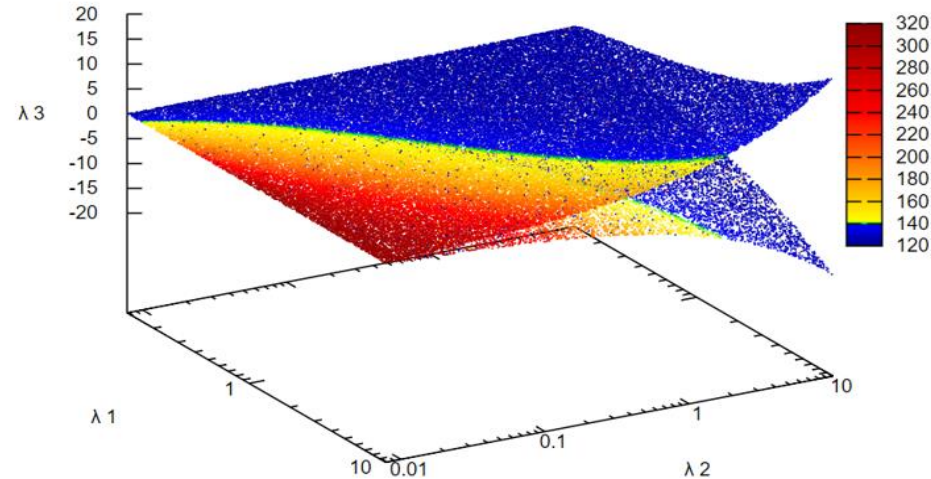
$$x = 1000 \text{ GeV}$$

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

5.2 - Scan segundo uma parametrização

Feito um Scan ao longo desta folha o que observamos é:

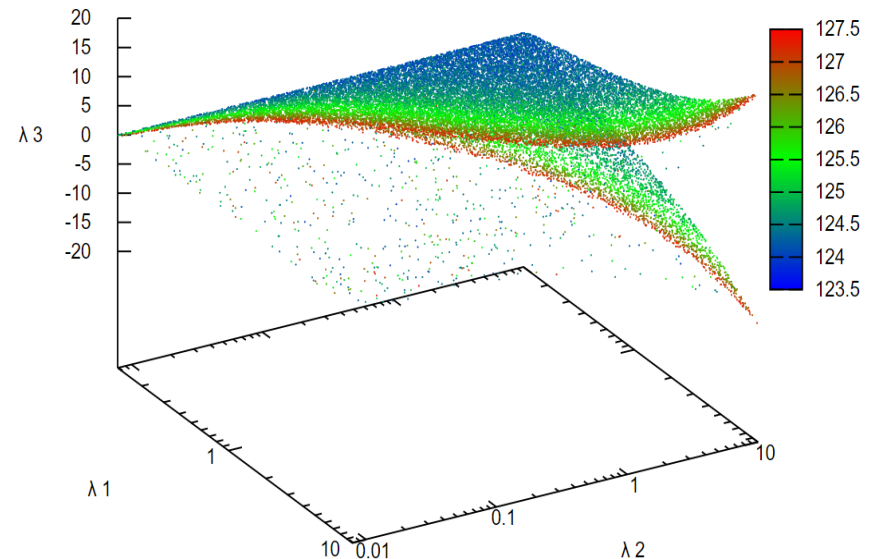
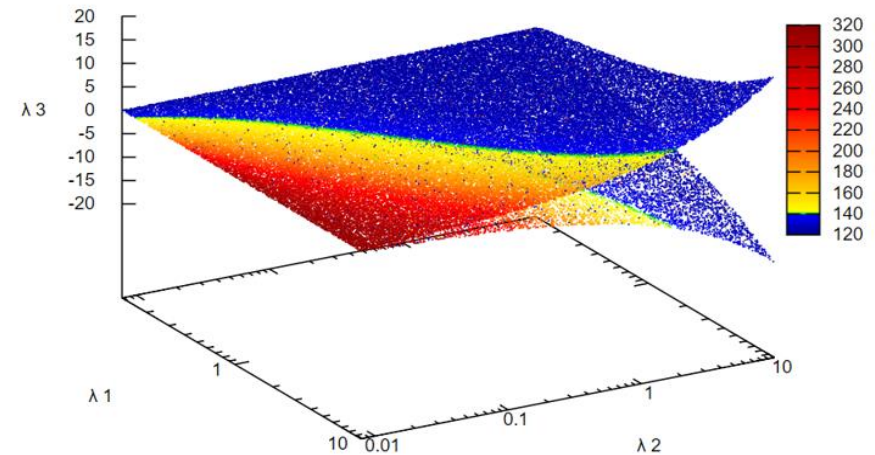
- Correções quânticas já têm um efeito considerável.
- Ambos os gráficos são mapas de cor de massa.
- O primeiro gráfico pode ser interpretado também como mapa de contraste associado ao efeito das correções quânticas.



5.3 - Uma primeira seleção de pontos

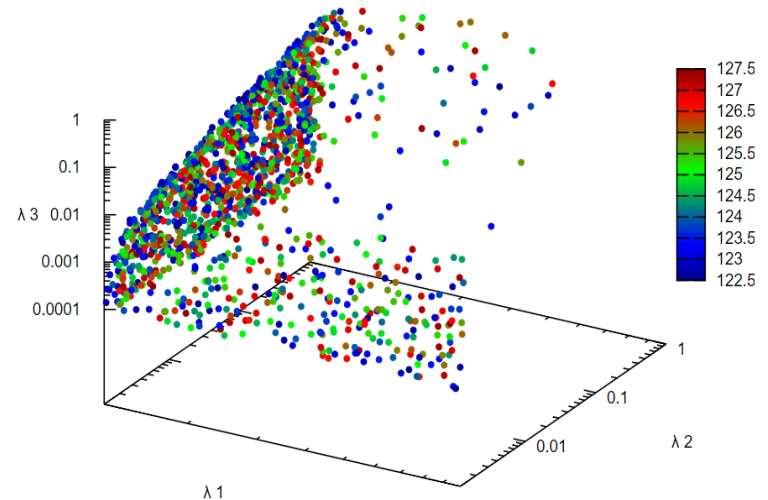
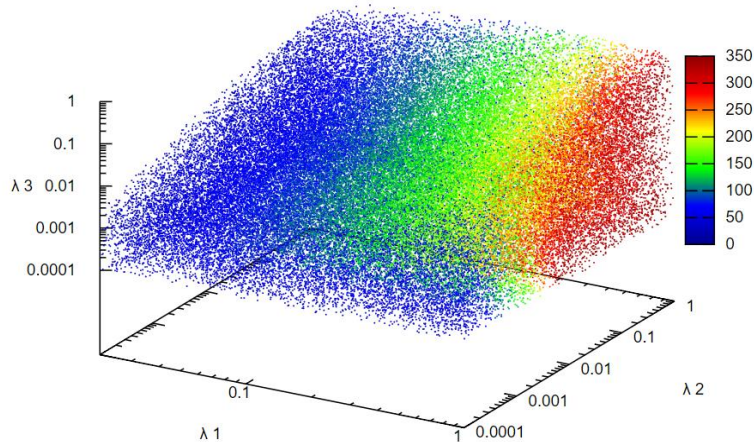
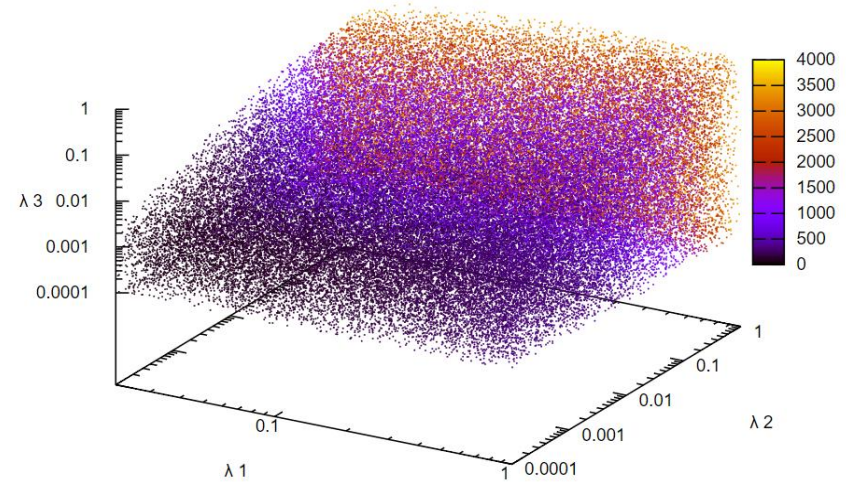
Selecionado os dados que mais se aproximam da massa observada,

- Revela uma zona densa de pontos que aparenta descrever um plano.
- Indica que pode ainda ser uma forma cônica.



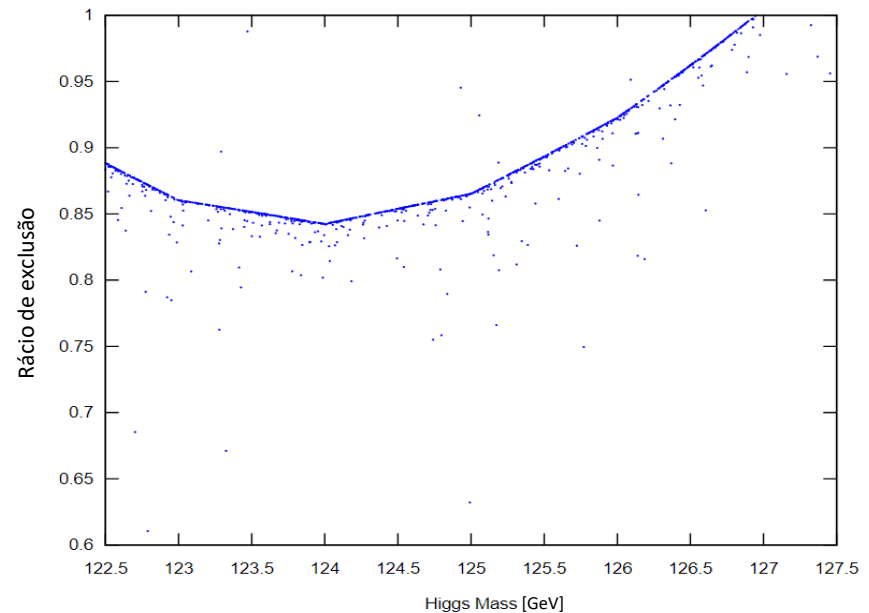
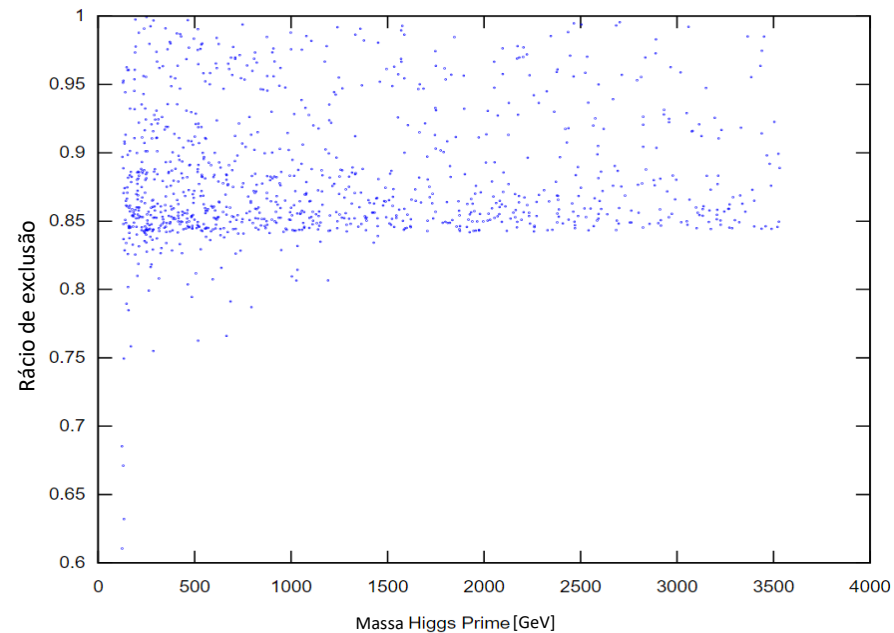
5.4 - Scans aleatórios

Feitos scans de completamente aleatórios com correções quânticas adicionais e uma nova seleção. Observamos ainda os mesmos comportamentos para ambas as massas.



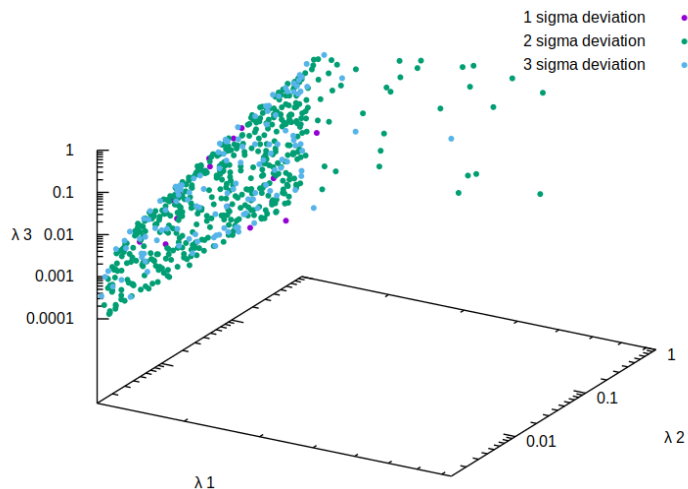
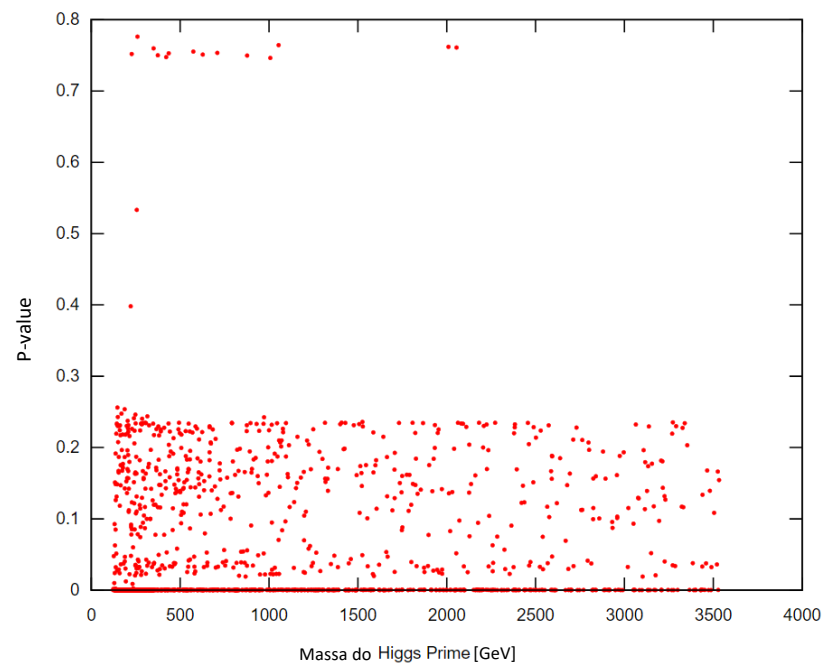
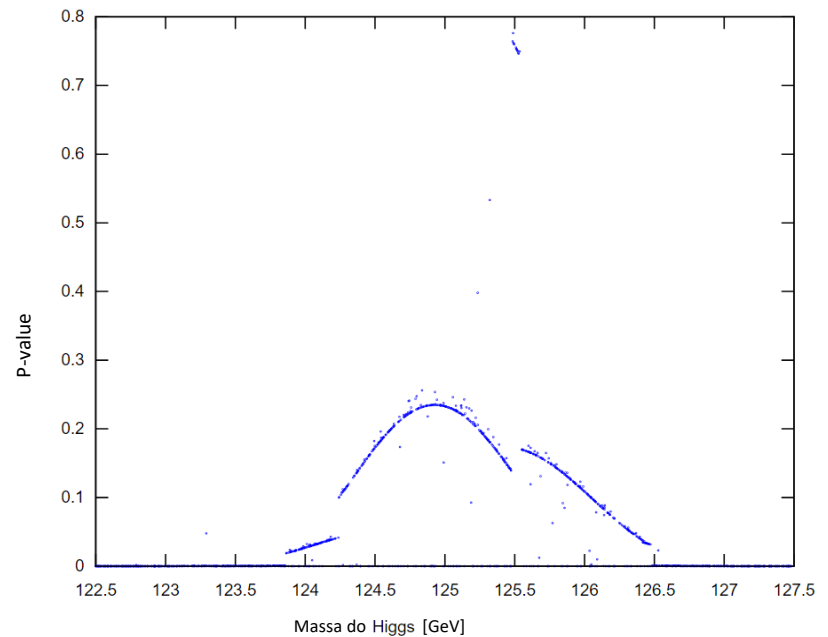
5.5 - Limites de exclusão

Destes selecionados foi calculado os limites de exclusão do sector escalar, Excluimos da nossa analise imediatamente todos os pontos que se encontram dentro da zona de exclusão.



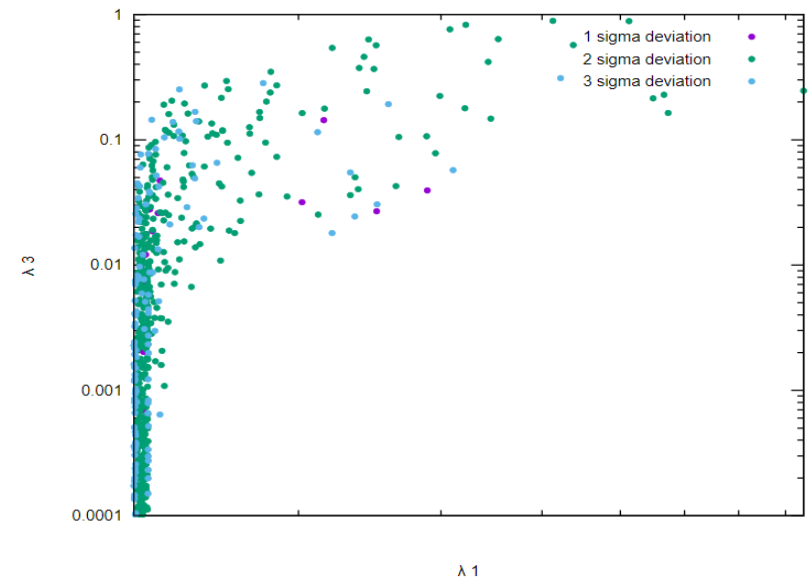
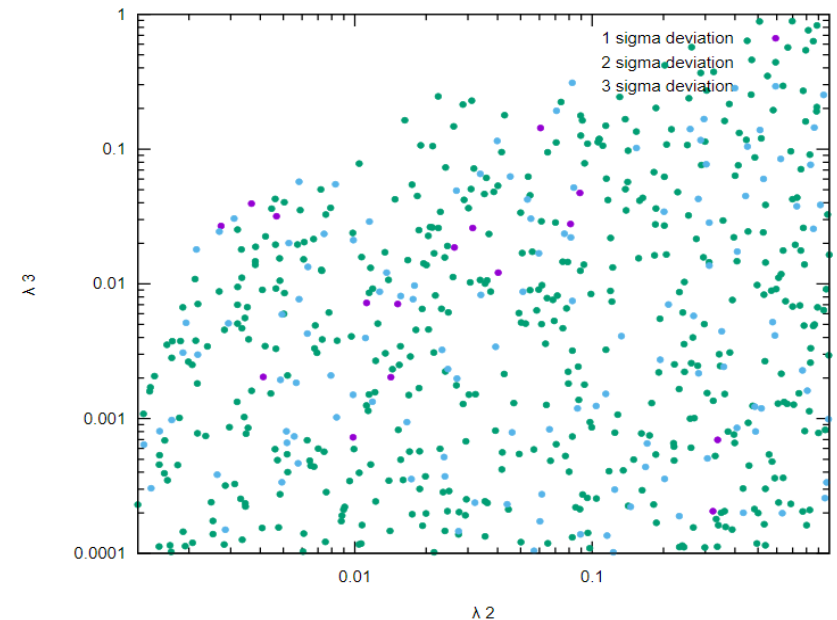
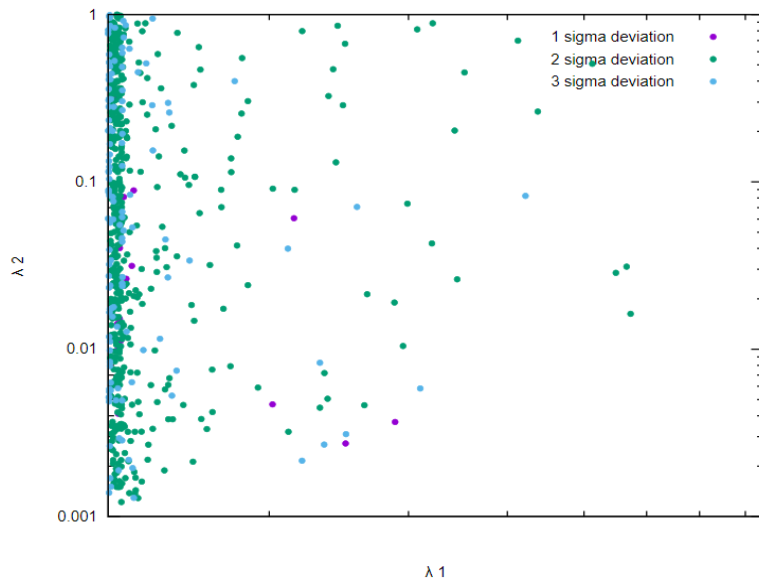
5.6 - Compatibilidade do sector de Higgs

Estudamos também a probabilidade destes pontos não excluídos descreverem os estados observados do sector de Higgs através do programa HiggsSingals.



5.7 - Bissecções do gráfico de probabilidade

Para melhor visualização foi feita uma projecção do gráfico de pontos aceites segundo pares de eixos.



5.8 - Limites associados ao bosão Z'

| Model | Lower limits on | | | | | |
|------------|-----------------|-----|----------|-----|--------|-----|
| Z'_{B-L} | ee | | $\mu\mu$ | | $l\ l$ | |
| | obs | exp | obs | exp | obs | exp |
| | 4.0 | 4.0 | 3.6 | 3.6 | 4.2 | 4.1 |

Tendo em conta estes constrangimentos experimentais uma observação rápida da expressão associada a massa do novo bosão de Gauge simplificada,

$$M_{Z'} \approx 2g'_1 x,$$

significando que o acoplamento de Gauge “*prime*” para o caso estudado tem o valor mínimo de $g'_{1min} \approx 2$

6 - Conclusões e trabalho futuro

- O que fizemos neste projeto foi estudar as falhas do modelo padrão e explorar uma alternativa o modelo B-L-SM, focamo-nos principalmente no sector de Higgs
- A nossa análise deste modelo aparenta mostrar que se encontra quase excluído ou descoberto existindo condições para as quais este é provável descrever os estados observados do Higgs.
- Não foi possível estudar os neutrinos devido a constrangimentos de tempo
- Este modelo continua com incoerências experimentais, como assimetria matéria-antimatéria e matéria escura, um esforço tem que vir a ser feito para o completar.