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

2.1 - Formalismo

2.3 - Simetria e o Teorema de Noether

2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

3 - O Modelo Padrão

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

4 - O Modelo B-L-SM

4.1 – O sector escalar do modelo B-L-SM.

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

4.3 - Neutrinos direitos no modelo B-L-SM

5 - Estudo fenomenológico do modelo B-L-SM

5.1 - Parametrização teórica

5.2 - Scan segundo uma parametrização

5.3 - Uma primeira seleção de pontos

5.4 - Scans aleatórios com correções quânticas a dois loops

5.5 - Limites de exclusão

5.6 - Compatibilidade do sector de Higgs

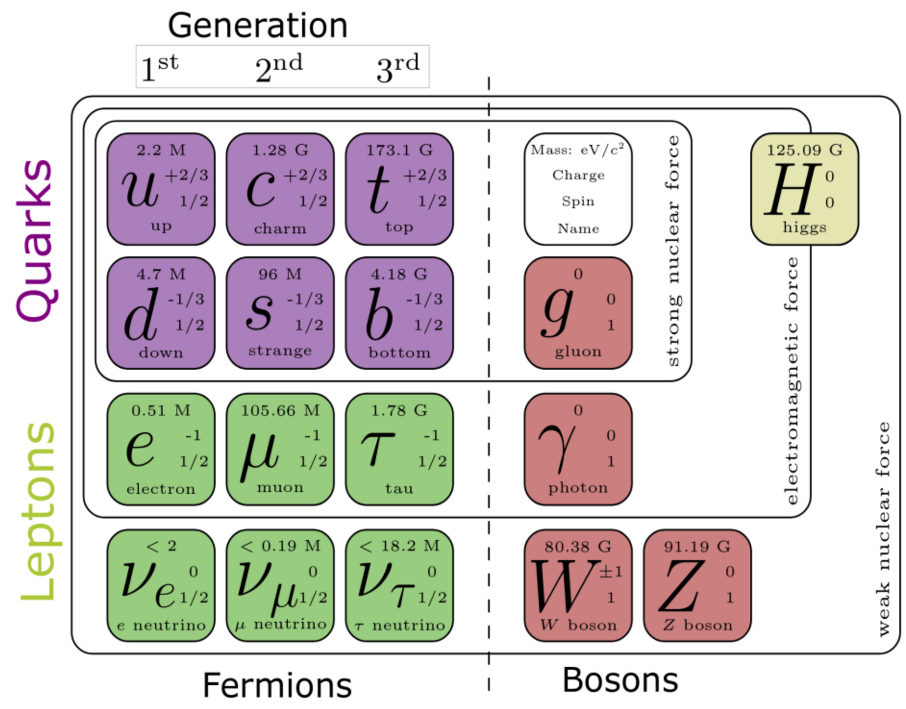
5.7 - Bissecções do gráfico de probabilidade

5.8 - Limites associados ao bosão Z’

6 - Conclusões

1 - Motivação

A teoria quântica utilizada atualmente é o modelo padrão

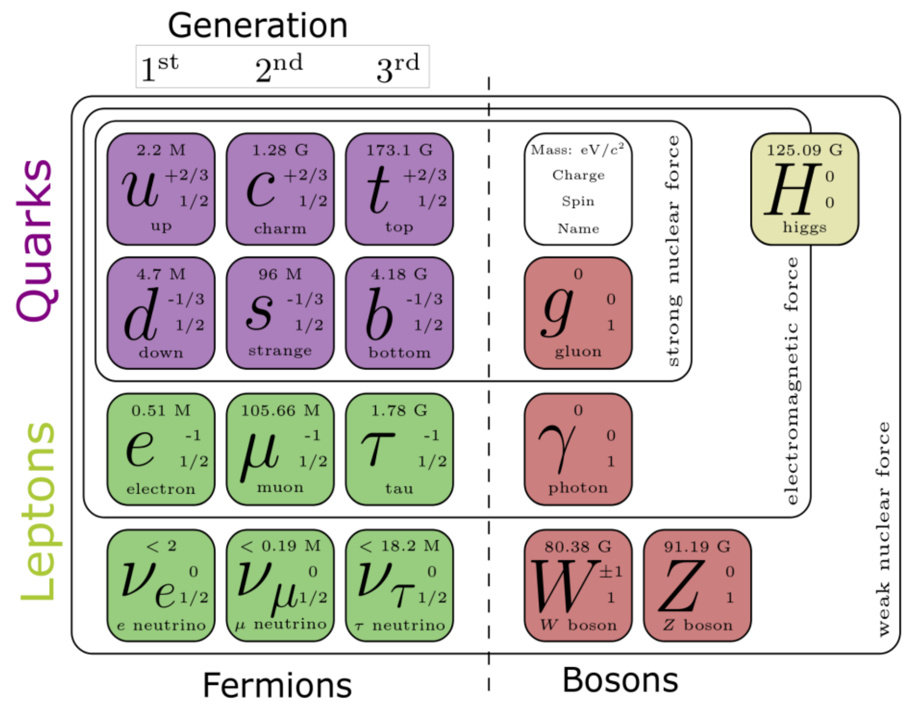


1 - Motivação

A teoria quântica utilizada atualmente é o modelo padrão

Problemas com o modelo padrão

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



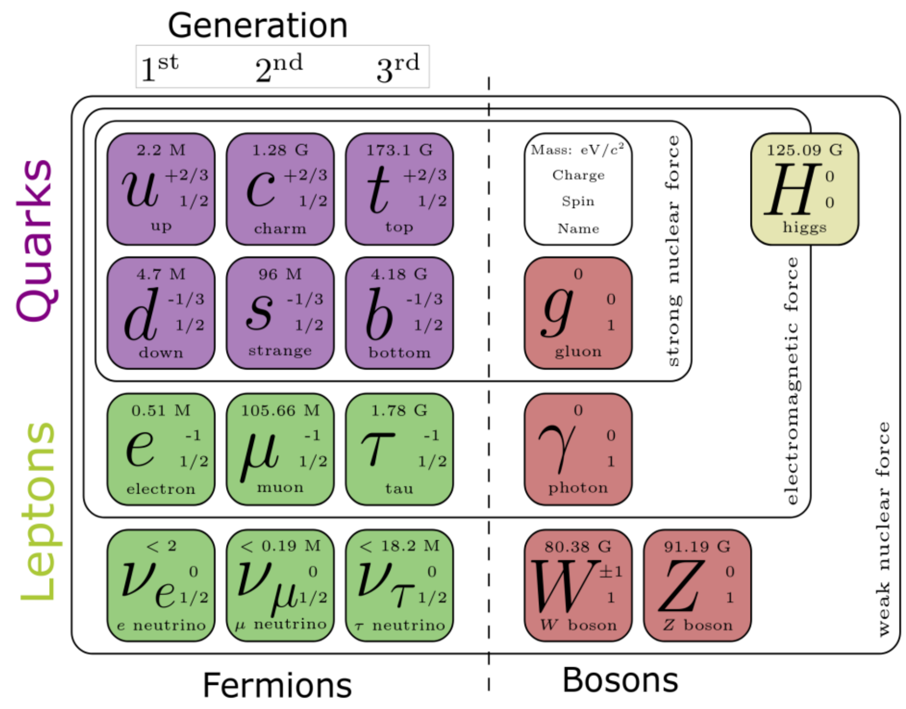
1 - Motivação

A teoria quântica utilizada atualmente é o modelo padrão

Problemas com o modelo padrão

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

Existem muitos candidatos para substituir o modelo padrão, um deles é o modelo B-L-SM.



2.1 - Formalismo

Iremos abordar física de partículas com formalismo lagrangiano cujo elemento fundamental é a ação,

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

pelo principio de mínima ação,

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

obtemos as equações de Euler-Lagrange,

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

2.2 - Simetria e o Teorema de Noether

Se ao aplicarmos uma transformação continua ao sistema,

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

e esta transformação deixar as dinâmicas do sistema invariantes,

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

este tipo de transformação deixa o sistema invariante e para uma transformação genérica dizemos que o sistema têm uma simetria perante este tipo de transformações.

O teorema de Noether enuncia que cada simetria continua têm associada uma corrente e carga conservada.

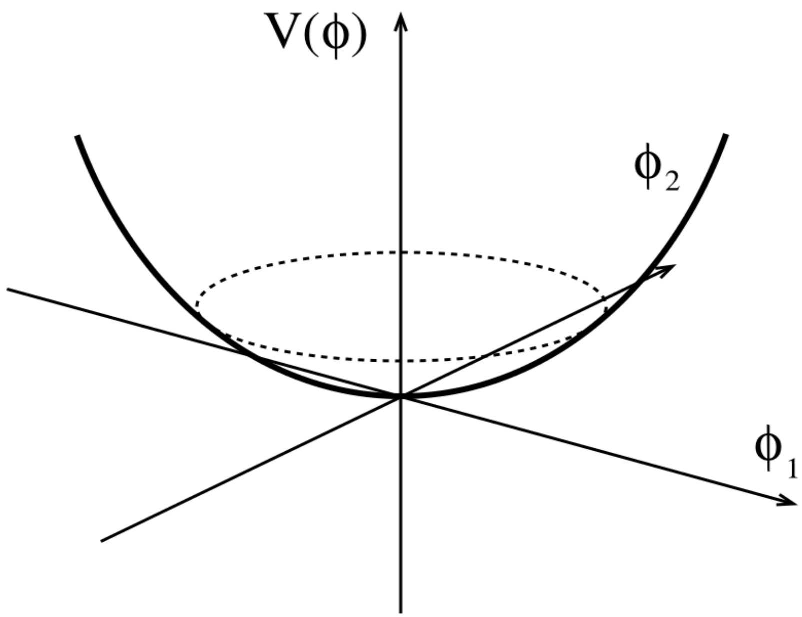
$$\partial j^\mu = 0 \qquad Q = \int_{\textit{Todo o espaço}} j^0 d^3x$$

2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

Para introduzir alguns conceitos usamos o exemplo do Lagrangiano associado com uma teoria escalar complexa,

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

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

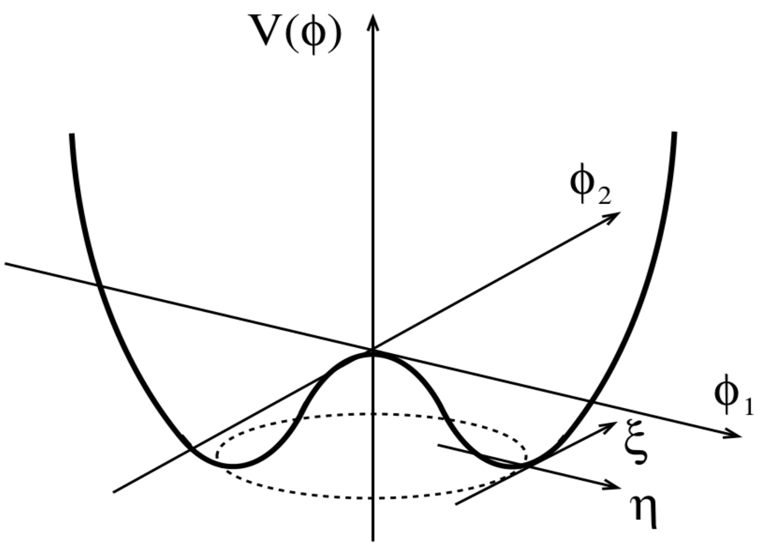


2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

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, $\Phi \rightarrow \eta(x) + v + i\,\epsilon(x)$,

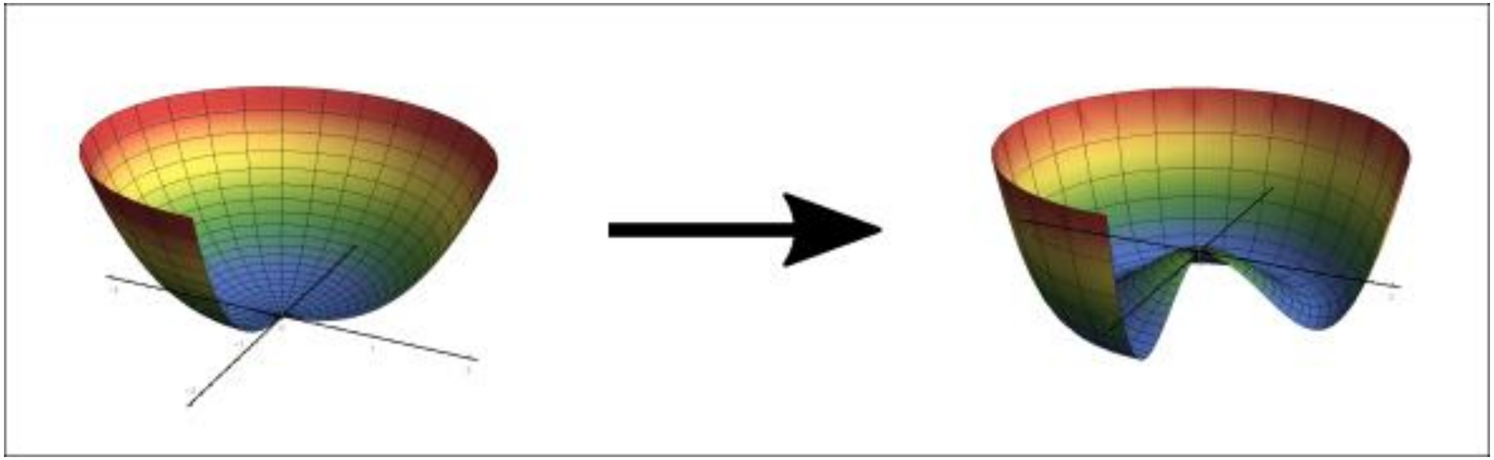


2.3 - Quebra espontânea de uma simetria

Expandindo o Lagrangiano,

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

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



3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

Os sectores escalar e de Gauge do modelo padrão são,

$$\mathcal{L} = \left(\mathrm{D}_{\mu}\mathrm{H}\right)^{\dagger}\left(\mathrm{D}_{\mu}\mathrm{H}\right) - \mathrm{V}\left(\mathrm{HH}^{\dagger}\right) - \frac{1}{4}\mathrm{F}_{\mu\nu}^{i}\mathrm{F}^{\mathrm{i},\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathrm{B}_{\mu\nu}\mathrm{B}^{\mu\nu} \quad ,$$

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,

$$\mathcal{L} = \left(\mathrm{D}_\mu \mathrm{H}\right)^\dagger \left(\mathrm{D}_\mu \mathrm{H}\right) - \mathrm{V}\left(\mathrm{HH}^\dagger\right) - \frac{1}{4}\mathrm{F}^{i}_{\mu\nu}\mathrm{F}^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathrm{B}_{\mu\nu}\mathrm{B}^{\mu\nu} \quad ,$$

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 o lagrangiano em volta deste VEV

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

3.1 - Geração de massa para bosões no modelo padrão

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

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

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A^1_\mu \pm iA^2_\mu\right),$$

$$A_\mu = \cos(\theta_\omega)\, B_\mu + \sin(\theta_\omega)\, A^3_\mu \;,$$

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

Obtemos somente termos quadráticos levando às 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, i.e para o eletrão, $m^2 e e^\dagger$, onde os campos de Dirac para o eletrão seriam,

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

3.2 - Geração de massa dos fermiões no modelo padrão

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

$$e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix}, e^\dagger = \begin{pmatrix} \overline{e_R} & \overline{e_L} \end{pmatrix}.$$

Então a massa dos fermiões vem do sector de Yukawa, para o caso do eletrão teríamos,

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

Isto é equivalente a um termo de massa e um termo de interceção, levando a que a massa do eletrão seja dada por

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

Para cada Leptão temos um termo semelhante com acoplamentos de Yukawa diferentes tirando para o neutrinos que não têm termos desta forma no modelo padrão.

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

O modelo B-L-SM é uma extensão simples do modelo padrão, é chamada uma extensão triplamente minimal por adicionar apenas um campo de Gauge, B'_μ , um campo escalar, χ , e um sector direito aos leptões sendo. O sector escalar,

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

Onde o potencial é dado por,

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

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

O modelo B-L-SM é uma extensão simples do modelo padrão, é chamada uma extensão triplamente minimal por adicionar apenas um campo de Gauge, B'_μ , um campo escalar, χ , e um sector direito aos leptões sendo. O sector escalar,

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

Onde o potencial é dado por,

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

Onde os campos H e χ adquirem os seguintes VEVs

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

Devidamente minimizando o potencial e calculado os estados próprios da matriz de massa obtemos os seguintes valores próprios.

$$\mathrm{m}^2_{\mathrm{h}_1} = \lambda_1 \mathrm{v}^2 + \lambda_2 \mathrm{x}^2 - \sqrt{(\lambda_1 \mathrm{v}^2 - \lambda_2 \mathrm{x}^2)^2 + (\lambda_3 \mathrm{xv})^2}$$
$$\mathrm{m}^2_{\mathrm{h}_2} = \lambda_1 \mathrm{v}^2 + \lambda_2 \mathrm{x}^2 + \sqrt{(\lambda_1 \mathrm{v}^2 - \lambda_2 \mathrm{x}^2)^2 + (\lambda_3 \mathrm{xv})^2}$$

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

Expandindo o sector de Gauge obtemos,

$$(\mathrm{D}^{\mu}\mathrm{H})^{\dagger}\left(\mathrm{D}_{\mu}\mathrm{H}\right) + (\mathrm{D}^{\mu}\chi)^{\dagger}\left(\mathrm{D}_{\mu}\chi\right) = \frac{1}{2}\partial^{\mu}\mathrm{h}\partial_{\mu}\mathrm{h} + \frac{1}{2}\partial^{\mu}\mathrm{h}'\partial_{\mu}\mathrm{h}' +$$

$$\frac{1}{8}(\mathrm{h}+\mathrm{v})^2\left[\mathrm{g}^2\left[\mathrm{W}_1^{\mu} - \mathrm{i}\mathrm{W}_2^{\mu}\right]^2 + \left(\mathrm{g}\mathrm{W}_3^{\mu} - \mathrm{g}_1\mathrm{B}^{\mu} - \tilde{\mathrm{g}}\mathrm{B}'^{,\mu}\right)^2\right] + \frac{1}{2}(\mathrm{h}'+\mathrm{x})^2(\mathrm{g}_1' 2\mathrm{B}'^{,\mu})^2,$$

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

Expandindo o sector de Gauge obtemos,

$$(\mathrm{D}^{\mu}\mathrm{H})^{\dagger}\left(\mathrm{D}_{\mu}\mathrm{H}\right)+(\mathrm{D}^{\mu}\chi)^{\dagger}\left(\mathrm{D}_{\mu}\chi\right)=\frac{1}{2}\partial^{\mu}\mathrm{h}\partial_{\mu}\mathrm{h}+\frac{1}{2}\partial^{\mu}\mathrm{h}'\partial_{\mu}\mathrm{h}'+$$
$$\frac{1}{8}(\mathrm{h}+\mathrm{v})^{2}\left[\mathrm{g}^{2}\left[\mathrm{W}_{1}^{\mu}-\mathrm{i}\mathrm{W}_{2}^{\mu}\right]^{2}+\left(\mathrm{g}\mathrm{W}_{3}^{\mu}-\mathrm{g}_{1}\mathrm{B}^{\mu}-\tilde{\mathrm{g}}\mathrm{B}'^{,\mu}\right)^{2}\right]+\frac{1}{2}(\mathrm{h}'+\mathrm{x})^{2}(\mathrm{g}_{1}'2\mathrm{B}'^{,\mu})^{2},$$

Diagonalizando este sector obtemos os mesmos termos de massas para os bosões W e fotão que no modelo padrão, no entanto para os bosões Z e Z’ as massas agora são dadas por,

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

4.2 - O sector de Gauge do modelo B-L-SM

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

onde γ' é um angulo de mistura entre os bosões Z que pode ser relacionado com os "*couplings*" associados aos vários campos de Gague por,

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

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,

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

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,

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

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,

$$\mathcal{L}_{\mathcal{Y}_{\nu_r}} = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L & \nu_R \end{pmatrix},$$

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 e obtendo os valores para a massa destes,

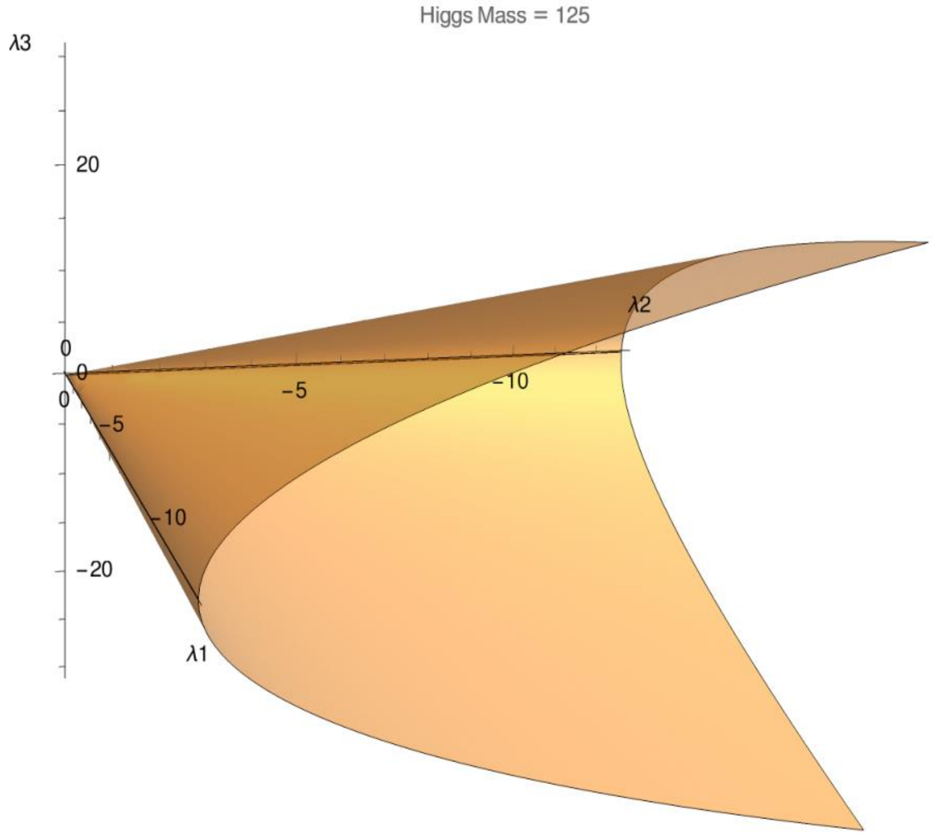
$$m_{\nu_l} \approx \frac{m_D^2}{M}, \text{ e } m_{\nu_h} \approx M,$$

5.1 - Parametrização teórica

Tivemos como objetivo testar o modelo ao longo de uma parametrização teórica da massa correta do bosão de Higgs a tree level, para tal definimos um valor para ambos VEVs:

X=1000 GeV

V≈246 GeV

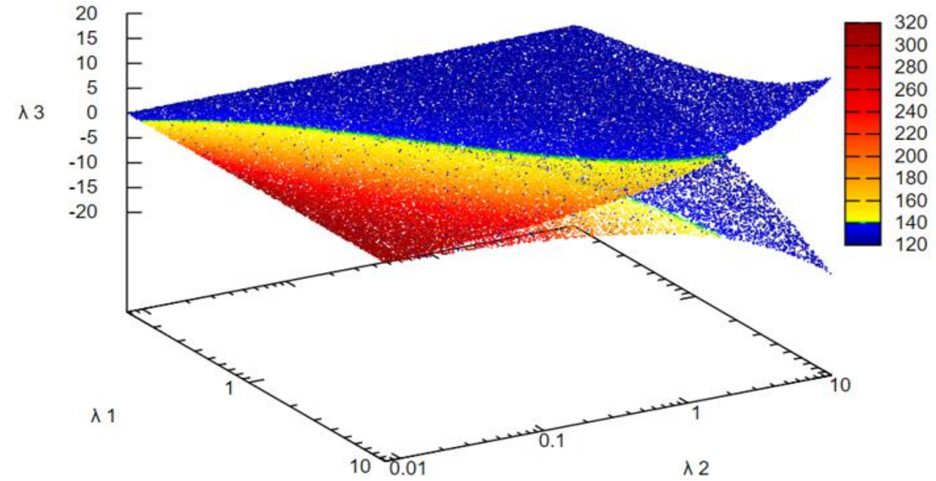


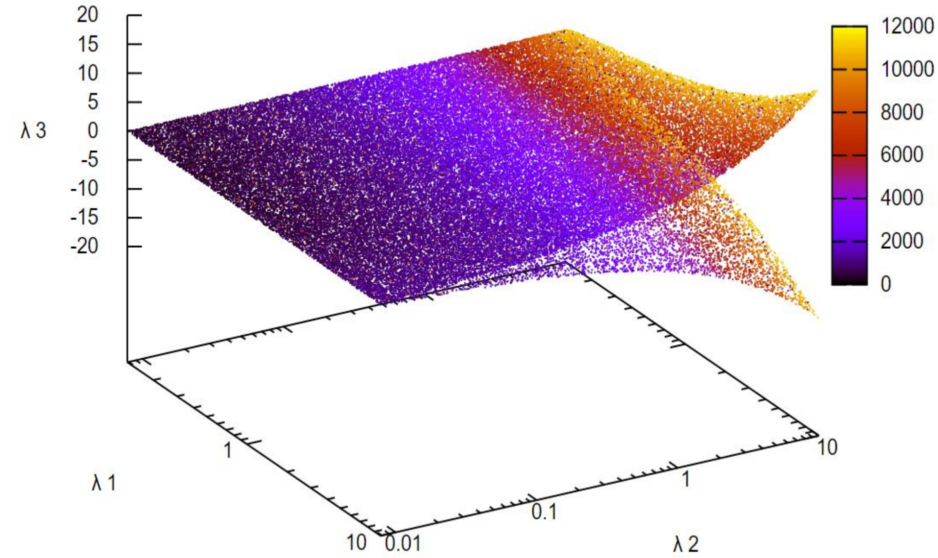
$$\sqrt{\lambda_1 v^2 + \lambda_2 x^2 - \sqrt{(\lambda_1 v^2 - \lambda_2 x^2)^2 + (\lambda_3 x v)^2}}$$

5.2 - Scan segundo uma parametrização

Feito um Scan alongo desta fold o que observamos é:

- Correções quânticas já se afasta bastante do valor esperado.
- O primeiro plot também pode ser pensado como um mapa de contraste.
- A massa do novo Higgs pode ser observada no segundo plot.

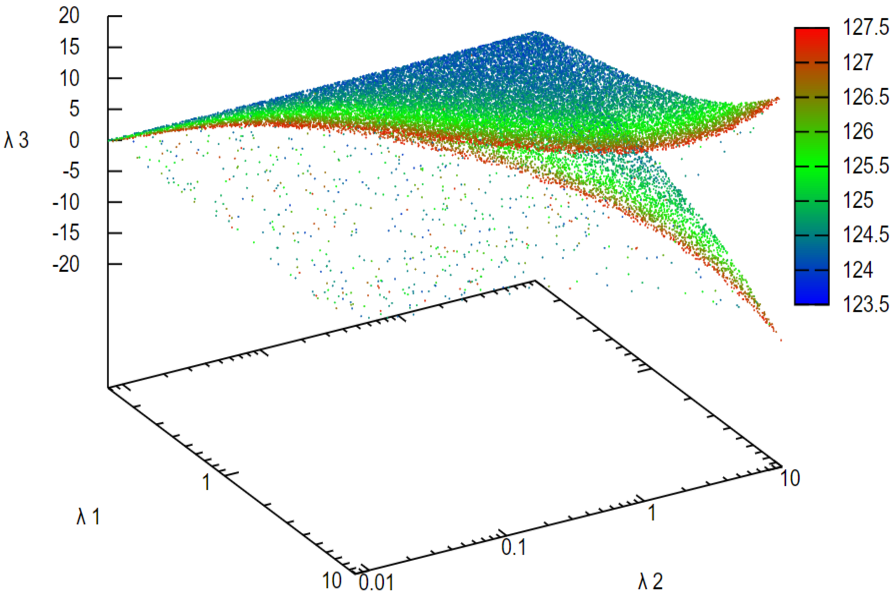




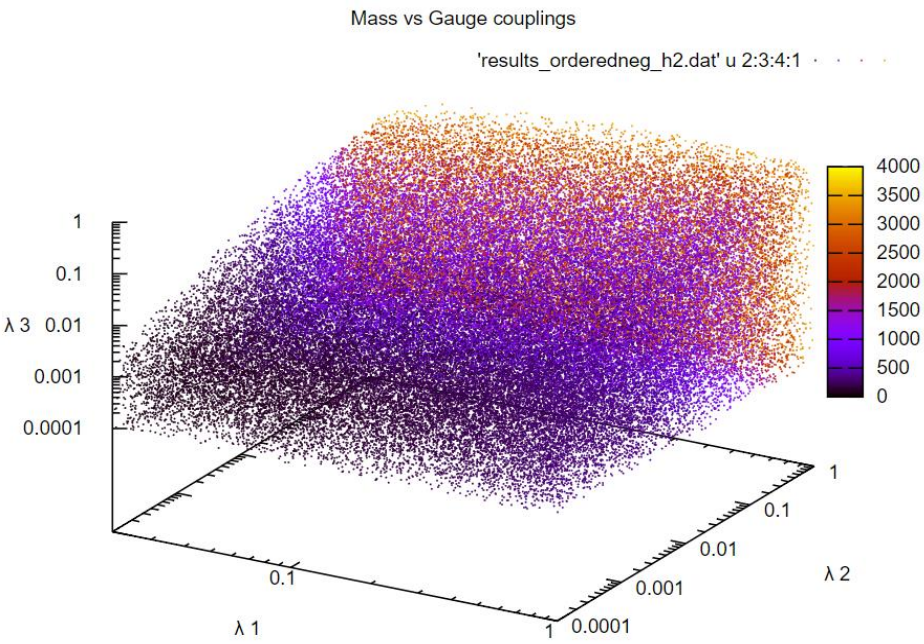
5.3 - Uma primeira seleção de pontos

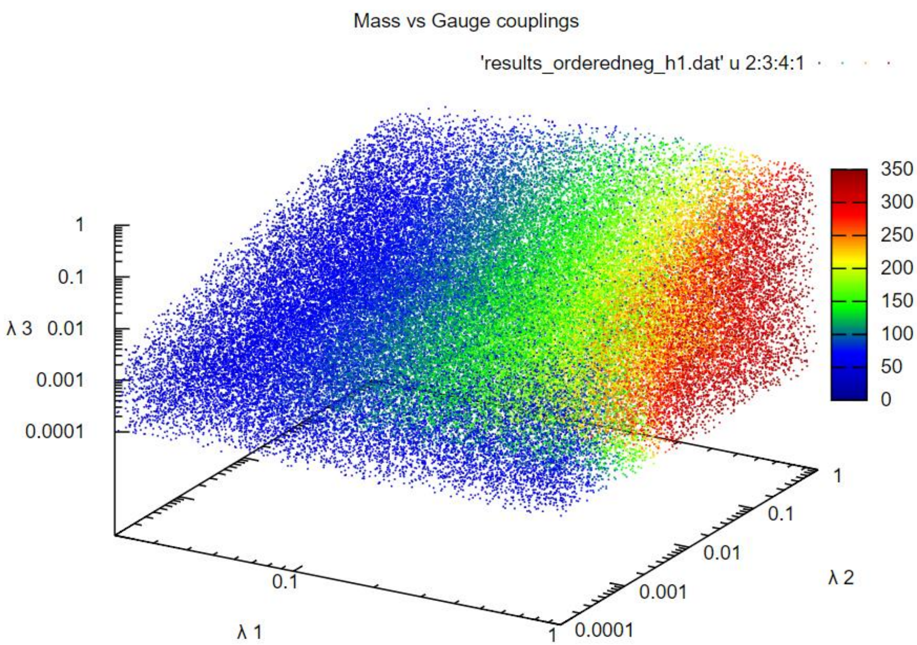
Selecionado os dados que mais se aproximam da massa observada,

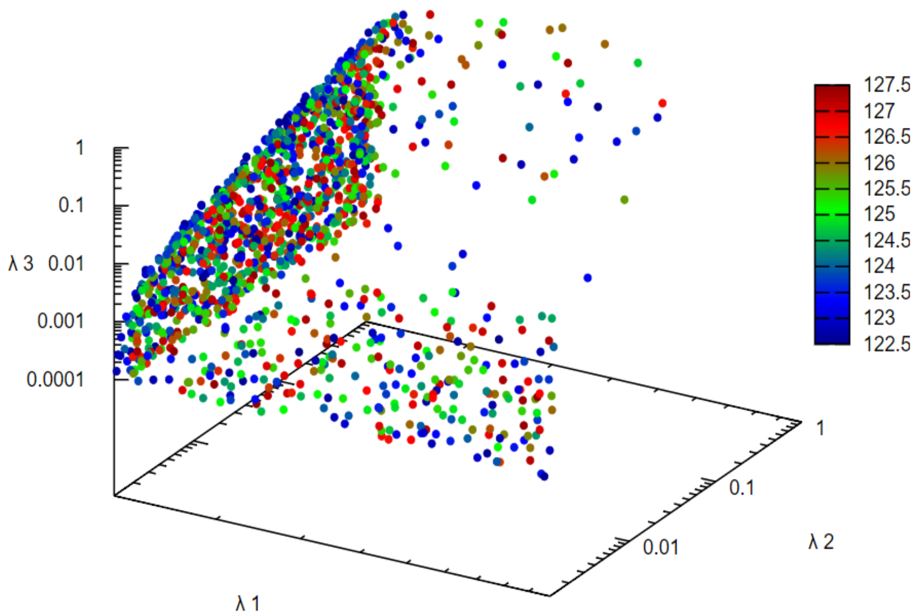
- Revela uma zona densa de pontos que aparenta descrever um plano.
- Indica que pode ainda ser uma forma cónica.



5.4 - Scans aleatórios com correções quânticas a dois loops





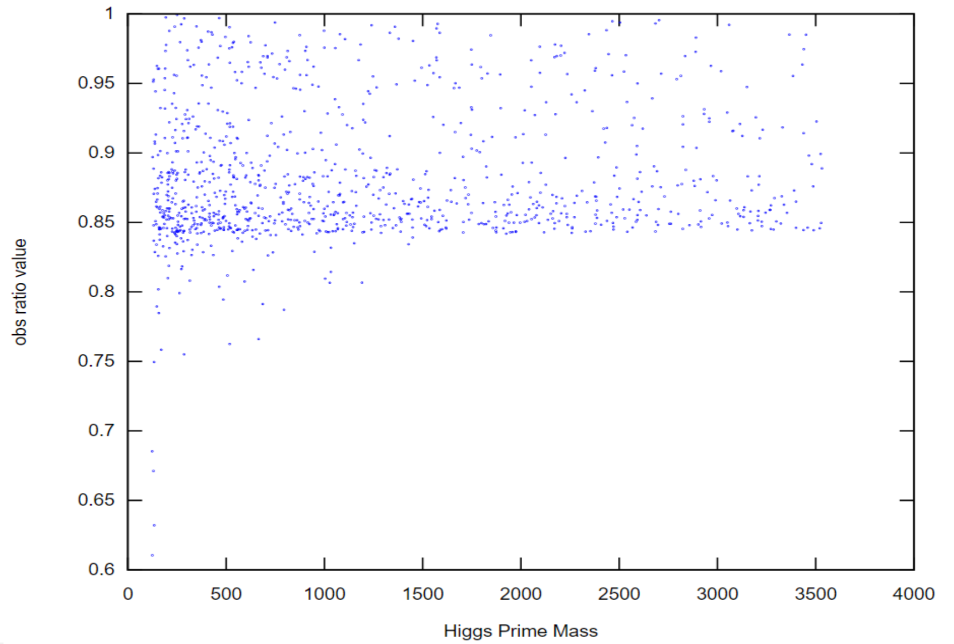


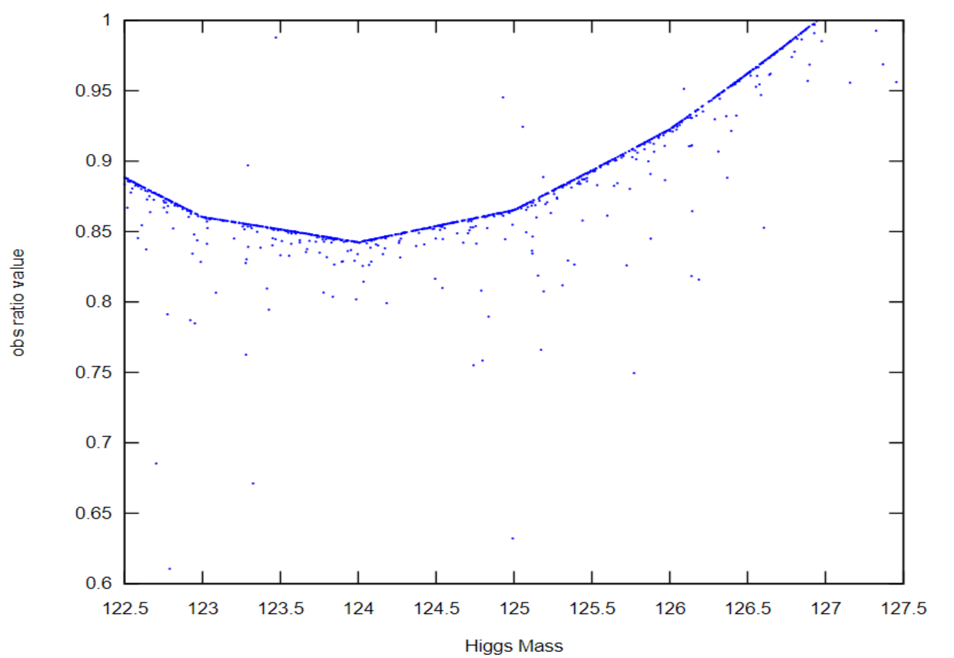
5.5 - Limites de exclusão

Destes selecionados foi calculado os limites de exclusão do sector escalar, esta taxa é calculada através da comparação com decaimentos previstos pela teoria e decaimentos observados independentes de modelo.

Excluímos da nossa analise imediatamente todos os pontos que se encontram dentro da zona de exclusão.

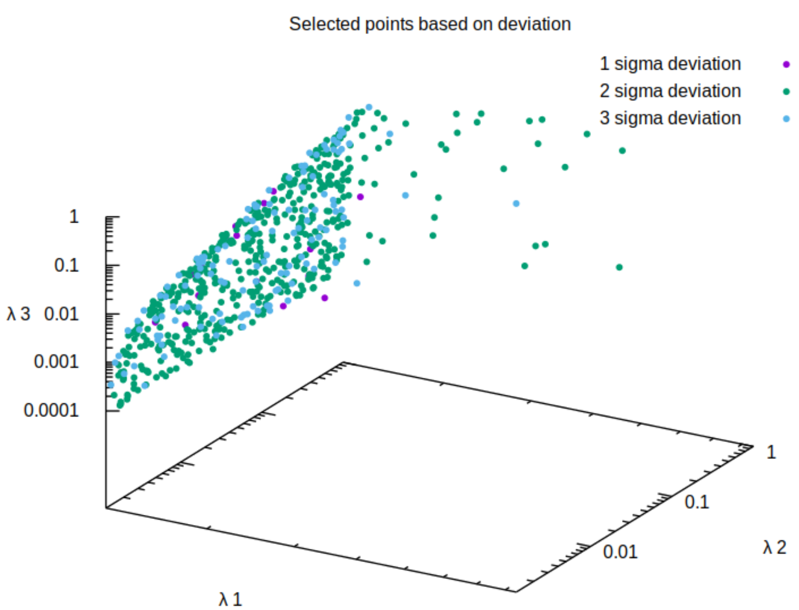
Talvez quero remover a parte a vermelho e por aqui os pontos selcionados

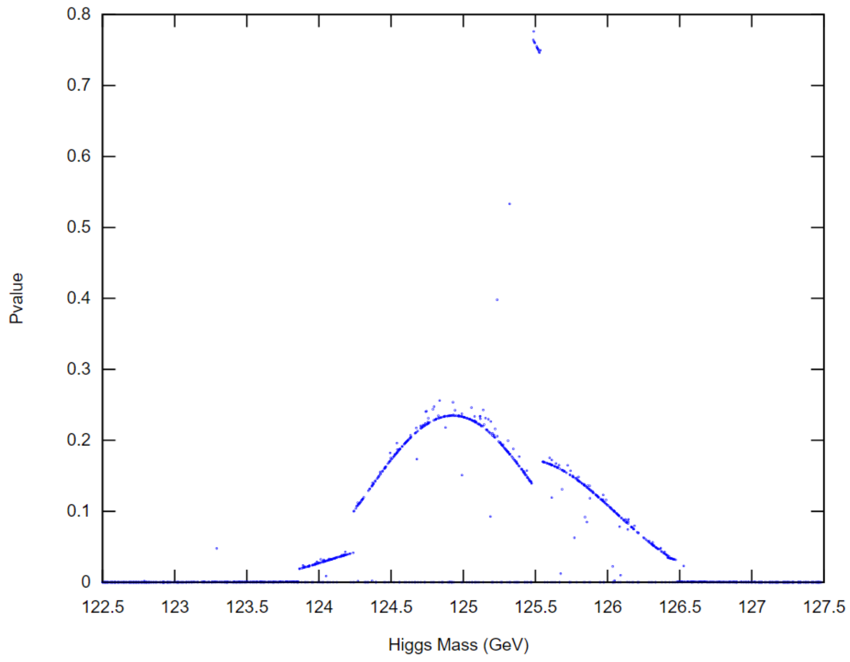


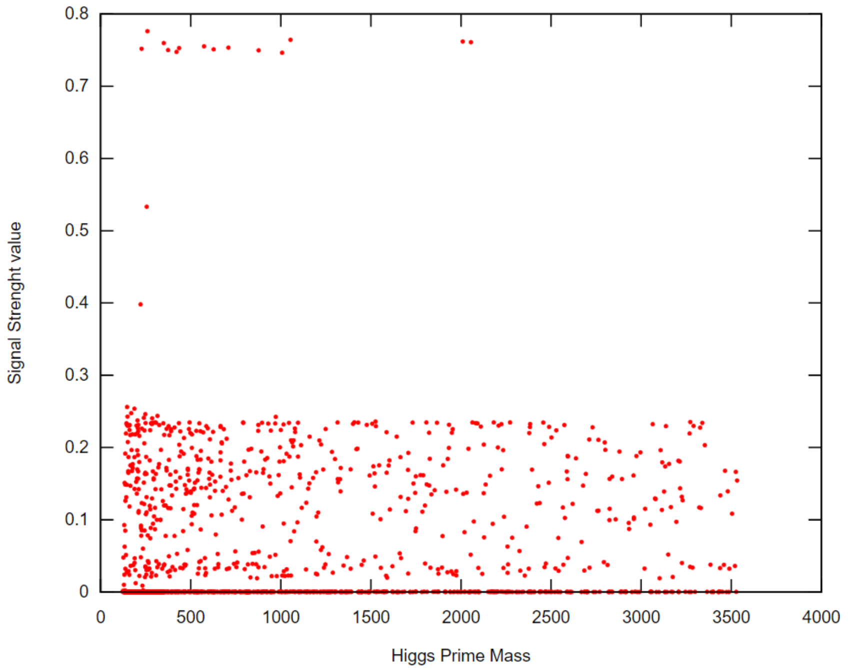


5.6 - Compatibilidade do sector de Higgs

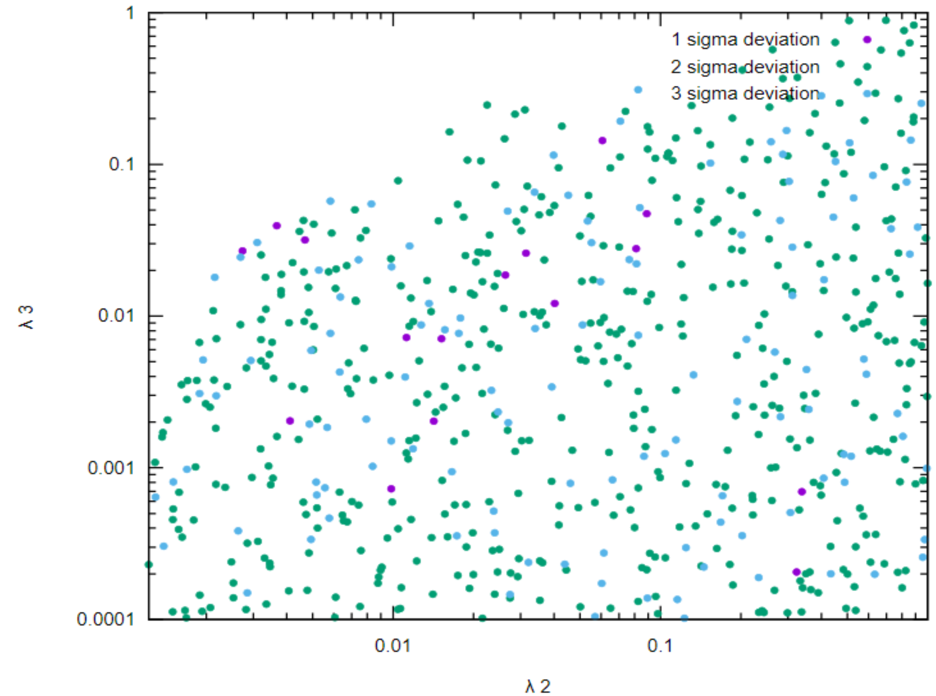
Estudamos também a probabilidade destes pontos não excluídos descreverem os estados observados do sector de Higgs através do programa HiggsSingals.

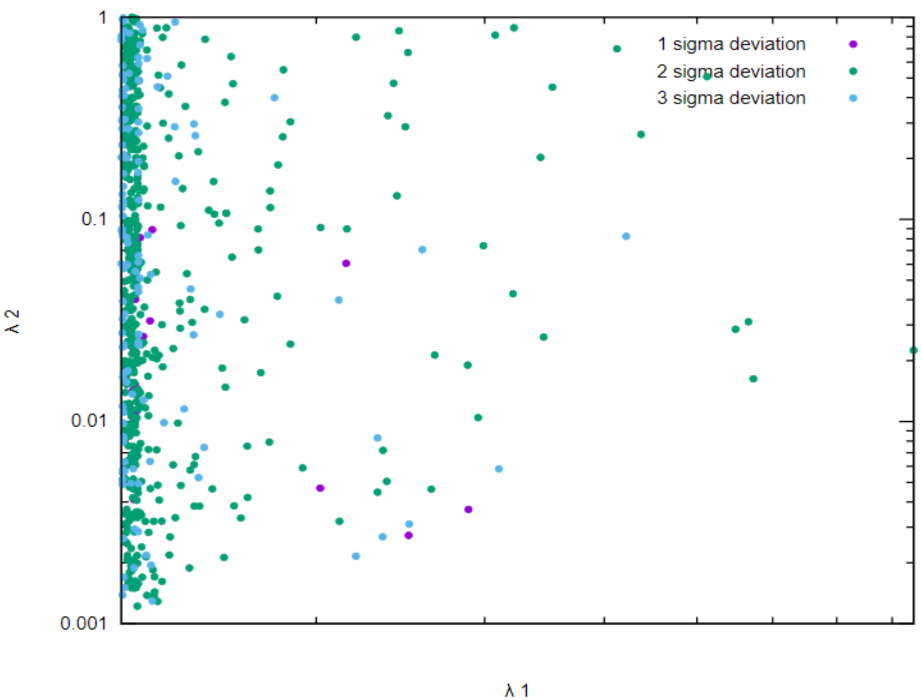


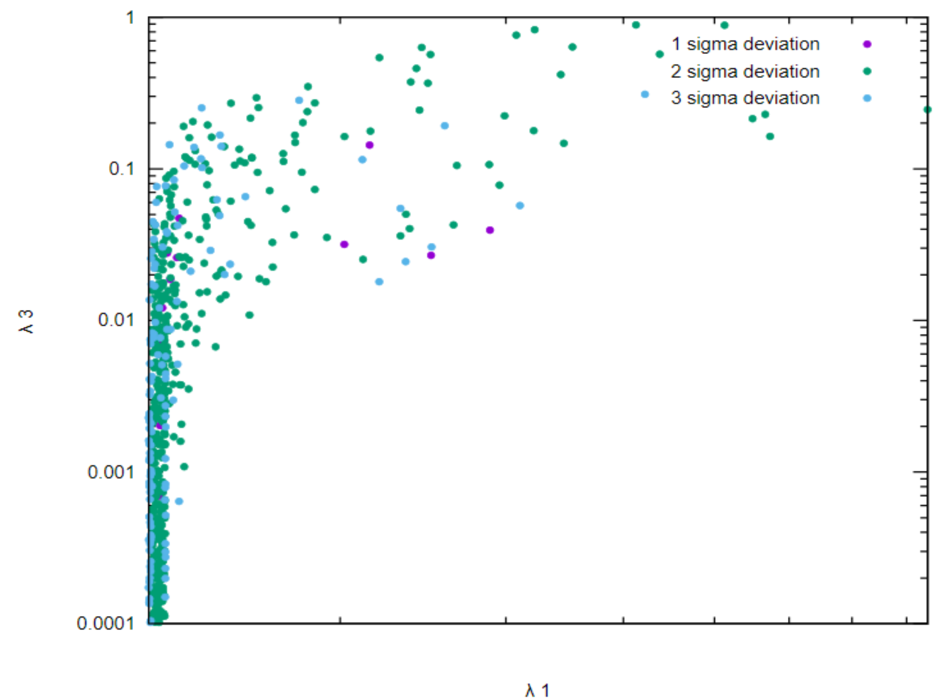




5.7 - Bissecções do gráfico de probabilidade







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,

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

devido à escala relativa dos VEVs podemos aproximar a massa do bosão exótico Z' a,

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

O que significa que o acoplamento de Gauge prime para o caso estudado tem o valor mínimo de $g'_{1_{min}} \approx 2$

6 - Conclusões

- 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 analise deste modelo aparenta mostrar que se encontra quase excluído ou descoberto mas existindo condições para que este consiga com alta probabilidade descrever o campo de Higgs pode ainda ser validado.
- O que posso dizer do bosão Z’
- O que posso dizer dos neutrinos
- Este modelo continua com problemas não explicando dois dos problemas referidos no inicio do trabalho, nomeadamente a Matéria e energia escura e a Assimetria entre matéria e anti matéria