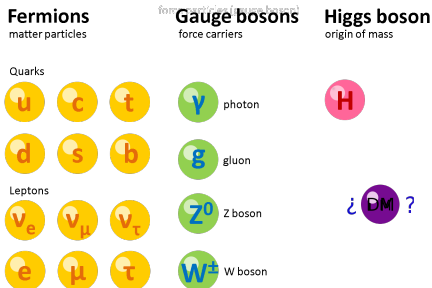


Higgs portal dark matter

J. Armando Arroyo Troncoso
& Saúl Ramos-Sánchez
XXX Reunión Anual de la DPyC

Mayo 2016

El Modelo Estándar no contiene candidatos a materia oscura.



¿Es posible concebir una vía en el SM que permita explicar la naturaleza de la materia oscura? ¡Quizá el Higgs tenga la respuesta!

¿Qué es un portal de Higgs?

Los portales de Higgs¹ son extensiones del sector de Higgs.

- ▶ Se introducen nuevos campos (escalares S , fermiónicos ψ o vectoriales X_μ)
- ▶ Simetrías discretas Z_2 (aseguran la estabilidad)
- ▶ Términos de interacción

$$\lambda_{hs} S^2 H^\dagger H \quad \text{or} \quad \lambda_{hv} X_\mu X^\mu H^\dagger H$$

perfectamente admisibles ☺

- ▶ Portal fermiónico $\frac{\lambda_{hf}}{\Lambda} \bar{\psi} \psi H^\dagger H$ es no renormalizable ² ☹
- ▶ Los portales de Higgs se pueden generalizar para campos no abelianos ³.
- ▶ Más fenomenología aparte de materia oscura (cf. Falkowski, Gross & Lebedev hep-ph/1502.01361, Gross, Lebedev & Zatta 1506.05160, Robens & Stefaniak 1501.02234).

¹Patt & Wilczek hep-ph/0605188

²hep-ph/1112.3299

³hep-ph/1505.07480

Portal escalar

Los términos relevantes en \mathcal{L} son:

$$\mathcal{L} = -\frac{m^2}{2}S^2 - \frac{\lambda_{hs}}{4}S^2 H^\dagger H - \frac{\lambda_s}{4}S^4. \quad (1)$$

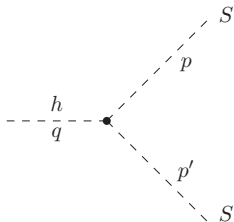
Después del EWSB

$$\mathcal{L} = -\underbrace{\frac{1}{2}\mu_S^2}_{(1)}S^2 - \frac{1}{4}\lambda_{hs}\left(\frac{h}{\sqrt{2}}\right)^2 S^2 - \underbrace{\frac{1}{4}\lambda_{hs}v^2}_{(2)}S^2 - \frac{1}{4}\lambda_{hs}\sqrt{2}vhS^2 \quad (2)$$

\Rightarrow término de masa para S

$$m_S^2 = \mu_S^2 + \frac{\lambda_{hs}}{2}v^2$$

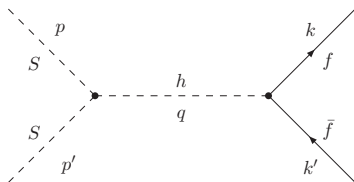
Sí $m_h \geq 2m_S$, el Higgs podría decaer en materia oscura



$$\Rightarrow \Gamma_{h \rightarrow SS} = \frac{\lambda_{hs}^2 v^2}{32\pi m_h} \sqrt{1 - 4 \frac{m_S^2}{m_h^2}}$$

¡Muy constreñido!

Más aún, la materia oscura puede aniquilarse entre ella y producir partículas del SM por medio del intercambio de un higgs.



$$-i\mathcal{M} = u^{(s)}(k) i \frac{m_f}{v} \bar{v}^{(r)}(k') \frac{i}{q^2 - m_h^2} i \frac{\lambda_{hs} \sqrt{2}}{2} v$$

$$\Rightarrow |\mathcal{M}|^2 = \lambda_{hs}^2 m_f^2 E_{cm}^2 \frac{(1 - m_f^2/m_S^2)}{(4m_S^2 - m_h^2)^2}$$

Cuya sección eficaz es

$$\langle \sigma_{Sv_r} \rangle = \frac{\lambda_{hs}^2 m_f^2}{16\pi} \frac{(1 - m_f^2/m_S^2)^{3/2}}{(4m_S^2 - m_h^2)^2}$$

La cuál se puede contrastar con observaciones cosmológicas.

Portal vectorial

De manera similar para el campo X_μ es posible construir un Lagrangiano de interacción

$$\mathcal{L}_X = \frac{1}{2}\mu^2 X_\mu X^\mu + \frac{\lambda_{h\nu}}{4} X_\mu X^\mu H^\dagger H + \frac{\lambda_X}{4} (X_\mu X^\mu)^2. \quad (3)$$

Donde, para el término de masa puede incluirse un Lagrangiano de Stueckelberg

$$\mathcal{L}_{st} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m^2 X_\mu X^\mu \quad (4)$$

con reglas de transformación

$$X_\alpha \equiv X'_\alpha + \frac{1}{\mu}\partial_\alpha\phi, \quad \delta X'_\alpha = \partial_\alpha\epsilon, \quad \delta\phi = -\mu\epsilon \quad (5)$$

Si $m^2 = \mu^2 f(H) \Rightarrow \lambda_{hv} X_\mu X^\mu H^\dagger H$ término efectivo.

- ▶ Caso 1. m^2 puede tener una dependencia de H

$$m^2 = \mu^2 \left(1 + \xi \frac{H^\dagger H}{M^2} \right)$$

$$\Rightarrow \mathcal{L}_{st} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \mu^2 \left(1 + \xi \frac{H^\dagger H}{M^2} \right) X_\mu X^\mu$$

Entonces obtenemos la interacción

$$\frac{\lambda_{hv}}{4} X_\mu X^\mu H^\dagger H \quad \Rightarrow \quad \lambda_{hv} = 2\xi \frac{\mu^2}{M^2}$$

- ▶ Caso 2. m^2 puede depender de algún escalar Φ del sector oculto, con potencial $V(\Phi)$

$$m^2 = \mu^2 \frac{\Phi^2}{M^2} \quad \Rightarrow \quad \lambda_{hv} = \lambda_{hs} \frac{\mu^2}{M^2} \frac{\langle \Phi \rangle^2}{m_\Phi^2}$$

En este escenario

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\mu^2 \frac{\Phi^2}{M^2} X_\mu X^\mu + \frac{\lambda_{hs}}{4} H^\dagger H \Phi^2 - V(\Phi), \quad (6)$$

donde

$$V(\Phi) = V(\Phi_0) + \frac{1}{2}m_\sigma \Phi^2 + \dots$$

obteniendo así un término de interacción

$$\lambda_{hv} X_\mu X^\mu H^\dagger H \quad \Rightarrow \quad \lambda_{hv} = \lambda_{hs} \frac{\mu^2}{M^2} \frac{\langle \Phi \rangle^2}{m_\Phi^2}.$$

Después del EWSB X_μ , obtiene una masa

$$m_X^2 = m^2 + \frac{1}{2}\lambda_{hv}v^2$$

La sección eficaz promediada del proceso $XX \rightarrow f\bar{f}$ es⁴:

$$\langle\sigma_{Xv_r}\rangle = \frac{\lambda_{hx}m_f^2}{48\pi} \frac{(1 - m_f^2/m_X^2)^{3/2}}{(4m_X^2 - m_h^2)^2}$$

⁴Already studied in hep-ph/1112.3299

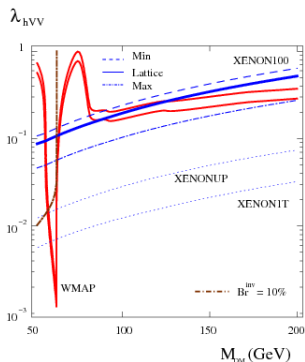
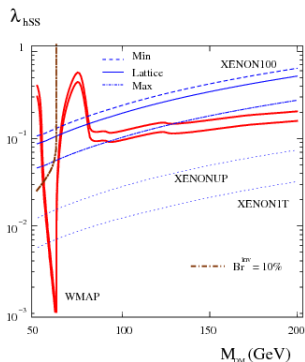
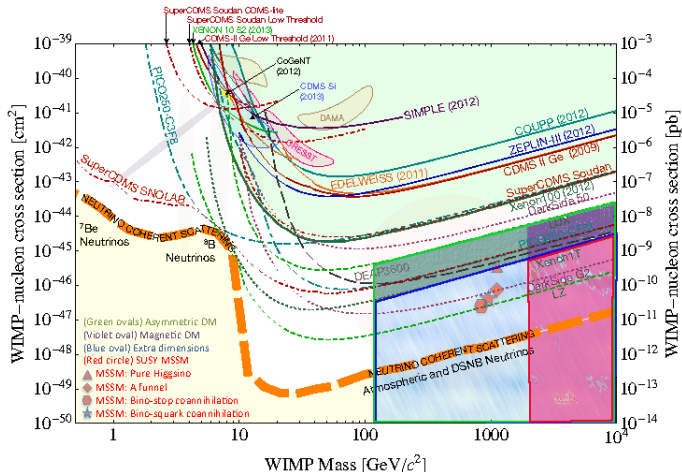


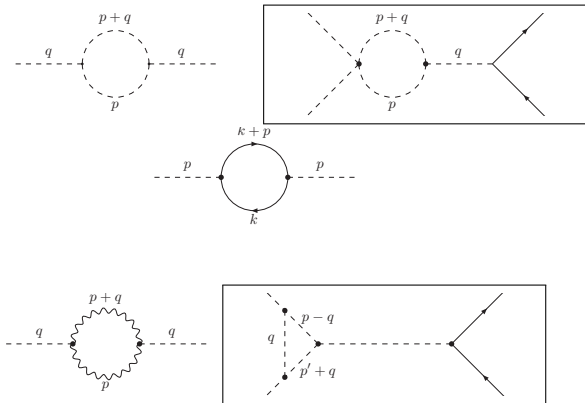
Figure : Espacio de parámetros permitido por XENON100 y WMAP (Imagen tomada de hep-ph/1112.3299 por Djouadi, Lebedev, Mambrini & Quevillon)

Búsqueda de materia oscura



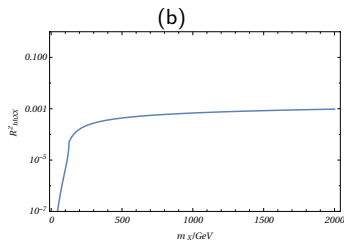
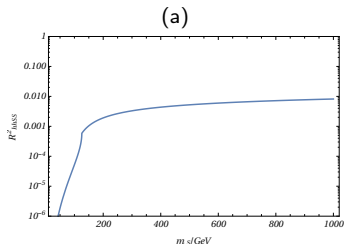
Correcciones a un lazo

$$|\mathcal{M}_{tot}|^2 = |\mathcal{M}_{tree} + \mathcal{M}_{1-loop} + \dots|^2$$



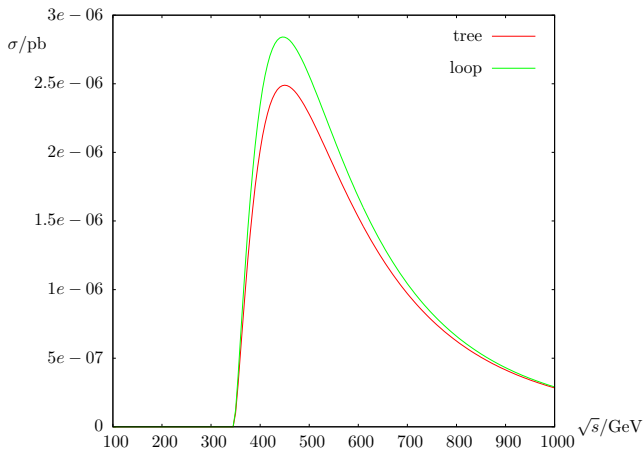
En un análisis preliminar pareciera que las correcciones al siguiente orden en el desarrollo perturbativo son relevantes cuando:

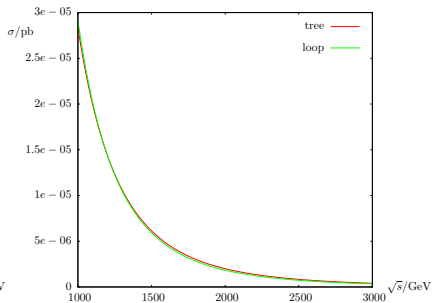
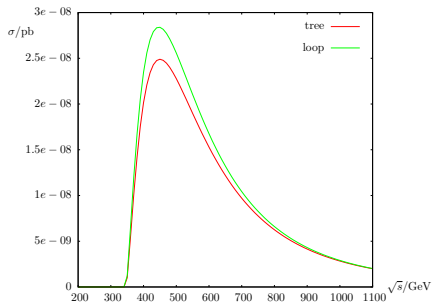
- ▶ Si $m_S \geq 1 \text{ TeV} \Rightarrow R_{hhSS} \geq 1\%$
- ▶ Si $m_X \geq 2 \text{ TeV} \Rightarrow R_{hhXX} \geq 0.1\%$



Resultados preliminares

No obstante realizando el cálculo completo pareciera que la contribución es mayor





Cálculo numérico realizado utilizando FormCalc y LoopTools (Thomas Hahn, M. Pérez-Victoria, Comput. Phys. Commun. 118 (1999) 153 hep-ph/9807565)

Conclusiones y perspectivas

Los portales de Higgs son modelos donde campos arbitrarios se acoplan directamente con el Higgs. Dotados de un contenido mínimo de materia los sectores ocultos pueden proporcionar materia oscura estable.

- ▶ En un análisis previo parecía que para $m_S \geq 1 \text{ TeV}$ las contribuciones a un lazo se volvían relevantes. El análisis completo parece confirmar esto
- ▶ El siguiente paso es realizar el mismo análisis para el portal vectorial y la generalización a campos no-abelianos y comparar con los datos de PLANCK haciendo uso de software apropiado como micOmegas.
- ▶ Correcciones por lazos podrían ser útiles en cálculos de precisión en búsqueda indirecta e directa de materia oscura ya que el espacio de parámetros está muy constreñido.
- ▶ La naturaleza de la materia oscura continua siendo un misterio.



¡GRACIAS!

Término de interacción

$$\mathcal{L} \supset \lambda_{hs} S^2 H^\dagger H.$$

El Lagrangiano genérico más general es

$$\mathcal{L} = (D^\mu H)^\dagger (D_\mu H) + (\partial_\mu S)^2 - V(H, S)$$

Bajo la norma unitaria $(0, h/\sqrt{2})$, el potencial se ve como

$$V(h, S) = \frac{\lambda_h}{4} h^4 + \frac{\lambda_s}{4} S^4 + \frac{\lambda_{hs}}{4} h^2 S^2 + \frac{1}{2} \mu_h^2 h^2 + \frac{1}{2} \mu_s S^2 \quad (7)$$

La fenomenología del portal escalar depende del VEV $\langle S \rangle$.

A second Higgs

If $\langle S \rangle \sim \langle H \rangle \Rightarrow$ there are 2 mass eigenstates m_{H_1, H_2} . The Potential

$$V(h, S) = \frac{\lambda_h}{4} h^4 + \frac{\lambda_s}{4} S^4 + \frac{\lambda_{hs}}{4} h^2 S^2 + \frac{1}{2} \mu_h^2 h^2 + \frac{1}{2} \mu_s S^2 \quad (8)$$

has its minimum in

$$\langle h \rangle^2 \equiv v^2 = \frac{2\lambda_{hs}\mu_s^2 - 4\lambda_s\mu_h^2}{4\lambda_h\lambda_s - \lambda_{hs}^2}, \quad \langle s \rangle^2 \equiv w^2 = \frac{2\lambda_{hs}\mu_h^2 - 4\lambda_h\mu_s^2}{4\lambda_h\lambda_s - \lambda_{hs}^2}.$$

Diagonalizing the mass matrix

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} 2\lambda_h v^2 & \lambda_{hs} v w \\ \lambda_{hs} v w & 2\lambda_s w^2 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{O} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

Thus, the two mass eigenstates,

$$m_{H_1, H_2}^2 = \lambda_h v^2 + \lambda_s w^2 \pm \frac{\lambda_s w^2 - \lambda_h v^2}{\cos 2\theta}.$$

- ▶ Identifying m_{H_1} with the LHC Higgs of $m_h = 125.09$ GeV.
- ▶ Second eigenstate, to be detected?