

Modelo de doblete y triplete inertes con dos candidatos a materia oscura.

Sheryl Melara¹, Ricardo Gaitán², Mario Lamprea².

¹ Instituto de Física, UNAM, México.

² Departamento de Física, Facultad de Estudios Superiores Cuautitlán, Universidad Nacional Autónoma de México, Estado de México, 54770, México.

15 de marzo del 2023



Evidencia de Materia Oscura

- En 1933 Fritz Zwicky aplicó el teorema del virial al cúmulo Coma y llamó a la materia faltante *dunkel materie*
- En 1968 Vera Rubín y Kent Ford determinaron que la curva de rotación de galaxias espirales tiene una forma distinta a la predicha por la teoría.

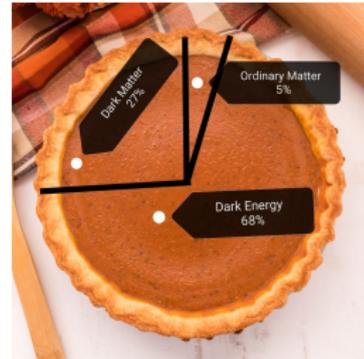
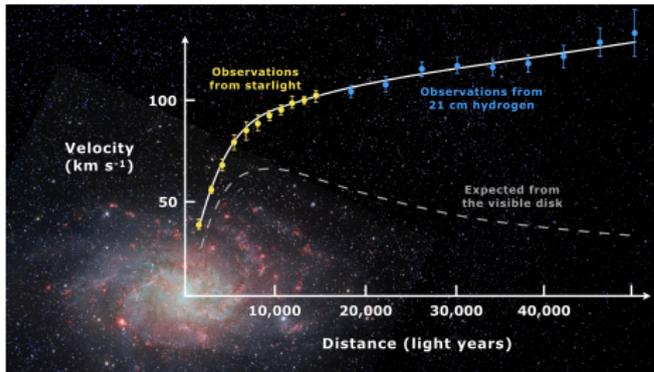


Figura: Contenido del universo

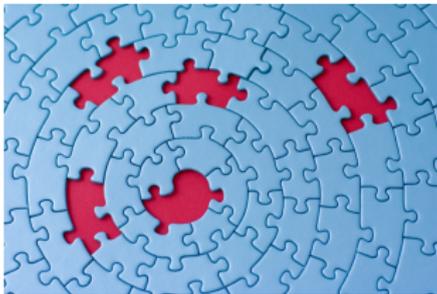


Figura: Cúmulo bala

Física más allá del Modelo Estándar

Aunque el Modelo Estándar ofrece una descripción adecuada de la naturaleza, no puede explicar:

- El origen de la masa de los neutrinos.
- La asimetría entre materia y antimateria.
- La interacción gravitacional.
- La existencia de materia oscura.



STANDARD MODEL OF ELEMENTARY PARTICLES

Q U A R K S	UP mass 2,3 MeV/c ² charge 2/3 spin 1/2 	CHARM 1,275 GeV/c ² 2/3 1/2 	TOP 173,07 GeV/c ² 2/3 1/2 	GLUON 0 0 1 	HIGGS BOSON 126 GeV/c ² 0 0 0 	
	DOWN 4,8 MeV/c ² -1/3 1/2 	STRANGE 95 MeV/c ² -1/3 1/2 	BOTTOM 4,18 GeV/c ² -1/3 1/2 	PHOTON 0 0 1 	G A U G E B O S O N S	
	ELECTRON 0,511 MeV/c ² -1 1/2 	MUON 105,7 MeV/c ² -1 1/2 	TAU 1,777 GeV/c ² -1 1/2 	Z BOSON 91,2 GeV/c ² 0 0 1 		
	ELECTRON NEUTRINO <2,2 eV/c ² 0 1/2 	MUON NEUTRINO <0,17 MeV/c ² 0 1/2 	TAU NEUTRINO <15,5 MeV/c ² 0 1/2 	W BOSON 80,4 GeV/c ² ±1 1 		

¡Aún nos quedan piezas por encontrar!

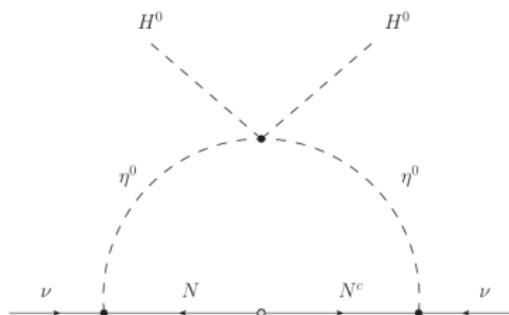
Modelo Escotogénico

Dato: El nombre proviene del griego "skotos" que significa *oscuridad*.

El modelo Escotogénico ha sido ampliamente estudiado debido a su simplicidad. Fue propuesto por Ernest Ma en 2006. Consiste en: SM + doblete inerte η + tres neutrinos pesados N_i .

Ventajas:

- Posee dos posibles candidatos a materia oscura.
- Generación de masa de los neutrinos.
- Se puede estudiar bariogénesis a través de los decaimientos de neutrinos pesados.



$$\mathcal{L}_{nuevo} = \frac{1}{2} M_{N\alpha} \bar{N}_\alpha^c N_\alpha + Y_\alpha \bar{\ell}_{L\alpha} \tilde{\eta} N_\alpha$$

Modelo Escotogénico

Espectro de Higgs:

$$m_h^2 = 2\lambda_1 v^2$$

$$m_{H^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v^2$$

$$m_{H^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v^2$$

$$m_{A^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) v^2$$

Desventaja:

Como se observa en la figura, la densidad de materia oscura para nuestro candidato WIMP es insuficiente en un rango $M < 500\text{GeV}$.

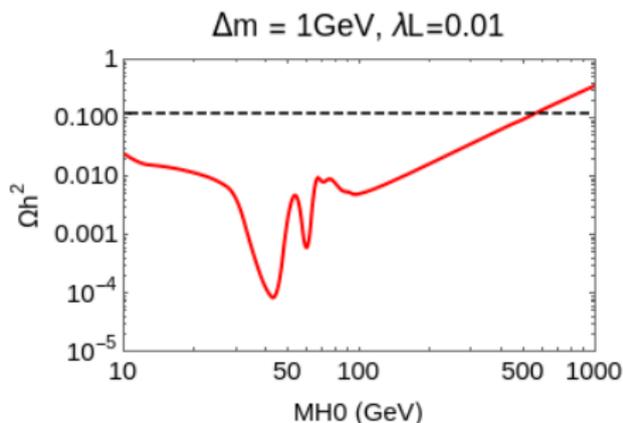


Figura: Densidad de materia oscura en función de la masa.

Solución:

Extender el modelo agregando un segundo candidato: $\Omega h^2 = \Omega_1 h^2 + \Omega_2 h^2$

Motivación modelo doblete inerte + triplete inerte

- Generación de la masa de los neutrinos a través del mecanismo Seesaw tipo II.
- Recuperar parte de las zonas desiertas en el modelo Escotogénico al agregar un segundo candidato a DM.
- Es posible estudiar bariogénesis a través de leptogénesis mediante el decaimiento fuera del equilibrio de partículas pesadas.
- Es conveniente estudiar distintos fenómenos en un mismo modelo.



Figura: Vera Rubin

Descripción del Modelo.

Consideramos una extensión del Modelo Estándar que incluye un doblete inerte Φ_2 , un triplete inerte T con hipercarga 0 y un triplete activo Δ con hipercarga 1 en el sector escalar. Además agregamos tres singuletes fermiónicos N_i que representan los neutrinos pesados. Para asegurar la estabilidad de los dos candidatos a materia oscura introducimos la simetría $Z_2 \times Z'_2$

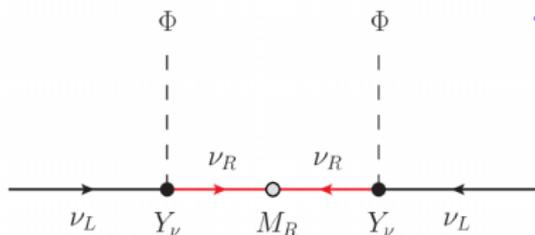
Particle	SU(3)	SU(2)	U(1)	Z_2	Z'_2
N_i	1	1	0	-1	1
Δ	1	3	1	1	1
T	1	3	0	1	-1
Φ_2	1	2	1/2	-1	1

Todas las partículas del ME se encuentran cargadas trivialmente ante la simetría $Z_2 \times Z'_2$.

Referencia: Physical Review D 105, 115010 (2022)
N. Chakrabarty, R. Roshan, A. Sil

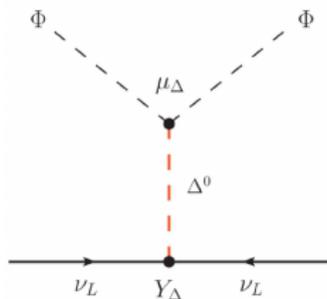
Masa de los neutrinos

$$\mathcal{L}_{nuevo} = \frac{1}{2} M_{N\alpha} \bar{N}_\alpha^c N_\alpha + Y_\alpha \bar{\ell}_{L\alpha} \tilde{\Phi}_2 N_\alpha + Y_{\Delta\alpha\beta} \ell_{L\alpha}^T C i\tau_2 \Delta \ell_{L\beta} + h.c. \quad (1)$$



Seesaw Tipo I

$$m_\nu \sim Y_\nu \frac{\langle \Phi \rangle^2}{M_R^2}$$



Seesaw Tipo II

$$m_\nu \sim Y_{\Delta\mu} \frac{\langle \Phi \rangle^2}{M_\Delta^2}$$

Neutrinos de Majorana \Rightarrow Violación de número leptónico.

Potencial Escalar.

El potencial escalar más general invariante ante $Z_2 \times Z'_2$ está dado por:

$$\begin{aligned} V = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \\ & + \frac{1}{2} \lambda_5 \left((\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \right) + \mu_\Delta^2 \Delta^\dagger \Delta + \lambda_\Delta (\Delta^\dagger \Delta)^2 + \lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Delta^\dagger \Delta \\ & + \lambda_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Delta^\dagger \Delta + \mu_{\Phi_1 \Delta} \left(\Phi_1^\dagger \Delta \tilde{\Phi}_1 + h.c. \right) + \mu_{\Phi_2 \Delta} \left(\Phi_2^\dagger \Delta \tilde{\Phi}_2 + h.c. \right) \\ & + \mu_T^2 T^\dagger T + \lambda_T (T^\dagger T)^2 + \lambda_{\Phi_1 T} \Phi_1^\dagger \Phi_1 T^\dagger T + \lambda_{\Phi_2 T} \Phi_2^\dagger \Phi_2 T^\dagger T. \end{aligned} \quad (2)$$

En donde $\tilde{\Phi}_i = i\tau_2 \Phi_i^*$ es el doblete conjugado de carga, con τ_2 como la segunda matriz de Pauli.

Parámetros más relevantes: $\lambda_L = (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)/2$, $\lambda_{\Phi_1 T}$, $\lambda_{\Phi_2 T}$ y Δm

Dado que Φ_2 y T son inertes, no adquieren un VEV después de EWSB, por tanto:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{H^0 + iA^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\Delta = \begin{pmatrix} \frac{\Delta^+}{\sqrt{2}} & \Delta^{++} \\ v_\Delta + \Delta^0 & -\frac{\Delta^+}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} \frac{T^0}{\sqrt{2}} & -T^+ \\ -T^- & -\frac{T^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Masas de los escalares.

Después del rompimiento espontáneo de simetría las masas de los escalares físicos son:

$$m_{H^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v^2 + \lambda_7 v_\Delta^2$$

$$m_{H^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v^2 + \mu_{\Phi_2\Delta} v_\Delta + \lambda_7 v_\Delta^2$$

$$m_{H_{1,2}^0}^2 = \frac{1}{2} \left(a + b \pm \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2} \right)$$

$$m_{\Delta^\pm}^2 = \mu_\Delta^2 + \frac{1}{2}\lambda_6 v^2 + 2\lambda_\Delta v_\Delta^2$$

$$m_{T^\pm}^2 = \mu_t^2 + \frac{1}{2}\lambda_{\Phi_1 T} v^2$$

$$m_{T^0}^2 = \mu_t^2 + \frac{1}{2}\lambda_{\Phi_1 T} v^2$$

$$m_{A_1^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) v^2 - \mu_{\Phi_2\Delta} v_\Delta + \lambda_7 v_\Delta^2$$

Masas de los escalares

$$m_{A_{2,3}^0}^2 = \frac{1}{2} \left(d + f \pm \sqrt{(d - f)^2 + 4g^2} \right)$$

$$m_{A_4^0}^2 = \mu_t^2 + \frac{1}{2} \lambda_{\Phi_1 T} v^2$$

$$m_{H^{\pm\pm}}^2 = 2\mu_\Delta^2 + \lambda_6 v^2 + 4\lambda_\Delta v_\Delta^2$$

Donde: $a = 2\lambda_1 v^2$, $b = 2\mu_\Delta^2 + \lambda_6 v^2 + 12\lambda_\Delta v_\Delta^2$, $c = \mu_{\Phi_1 \Delta} v$, $d = -2\mu_{\Phi_1 \Delta} v_\Delta$, $f = 2\mu_\Delta^2 + \lambda_6 v^2 + 12\lambda_\Delta v_\Delta^2$ and $g = \mu_{\Phi_1 \Delta} v$.

Donde $v = 246 \text{ GeV}$ y v_Δ se elige a partir de:

$$m_\nu = 2Y_\Delta v_\Delta \quad (5)$$

Por tanto: $v_\Delta \sim 1 \text{ eV}$.

Los candidatos a materia oscura son las partículas más ligeras del sector oscuro cargadas bajo cada simetría, en este caso: H_0 y T_0 .

Constricciones: perturbatividad, positividad y unitariedad.

Para asegurar la positividad del potencial tenemos las siguientes condiciones:

$$\lambda_1 > 0, \quad \lambda_2 > 0, \quad \lambda_\Delta > 0, \quad \lambda_T > 0.$$

$$\lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0, \quad \lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0, \quad \lambda_6 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_4} > 0 \quad (6)$$

$$\lambda_7 + \sqrt{\lambda_2 \lambda_\Delta} > 0, \quad \lambda_{\phi_1 T} + \sqrt{\lambda_1 \lambda_T} > 0, \quad \lambda_{\phi_2 T} + \sqrt{\lambda_2 \lambda_T} > 0$$

Además, tenemos las condiciones de unitariedad:

$$|\lambda_3 \pm \lambda_4| \leq 8\pi, \quad |\lambda_3 \pm \lambda_5| \leq 8\pi, \quad |\lambda_3 + 2\lambda_4 \pm \lambda_5| \leq 8\pi$$

$$|\lambda_T| \leq 24\pi, \quad |\lambda_\Delta| \leq 24\pi, \quad |\lambda_{\phi_2 T}| \leq 8\pi, \quad |\lambda_{\phi_1 T}| \leq 8\pi \quad (7)$$

$$\left| \lambda_1 + \lambda_2 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + \lambda_4^2} \right| \leq 8\pi, \quad \left| \lambda_1 + \lambda_2 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + \lambda_5^2} \right| \leq 8\pi.$$

Resultados: Densidad remanente de materia oscura.

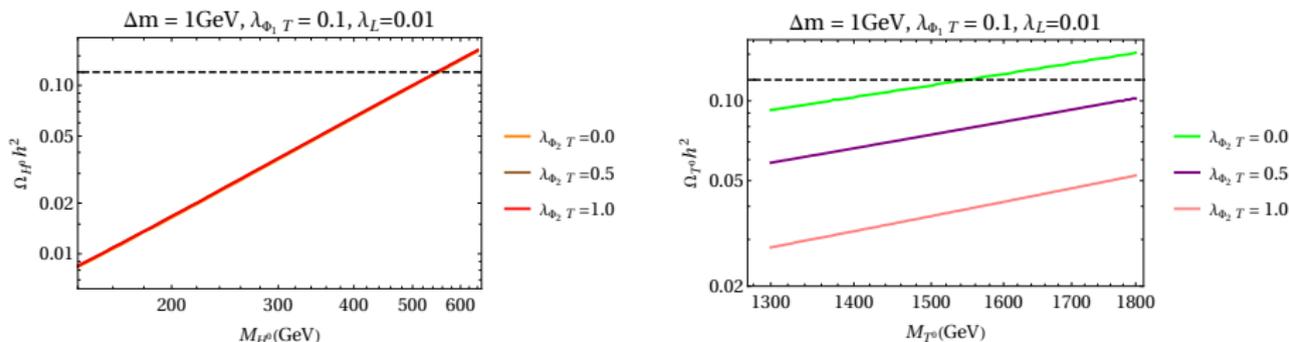


Figura 1: gráficos de la densidad remanente para H_0 y T_0 , en donde $M_{T^0} > M_{H^0}$, $\Delta m = M_{H^\pm} - M_{H^0} = 1 \text{ GeV}$ y $\lambda_L = 0.01$. La línea punteada representa el límite observado por Planck para la abundancia de materia oscura: $\Omega_{DM} h^2 = 0.120$. Hacemos uso de SARAH y MicrOmegas para calcular la abundancia de materia oscura para cada candidato.

$$\Omega h^2_{Total} = \Omega h^2_{H^0} + \Omega h^2_{T^0}$$

Límites para la detección directa de DM

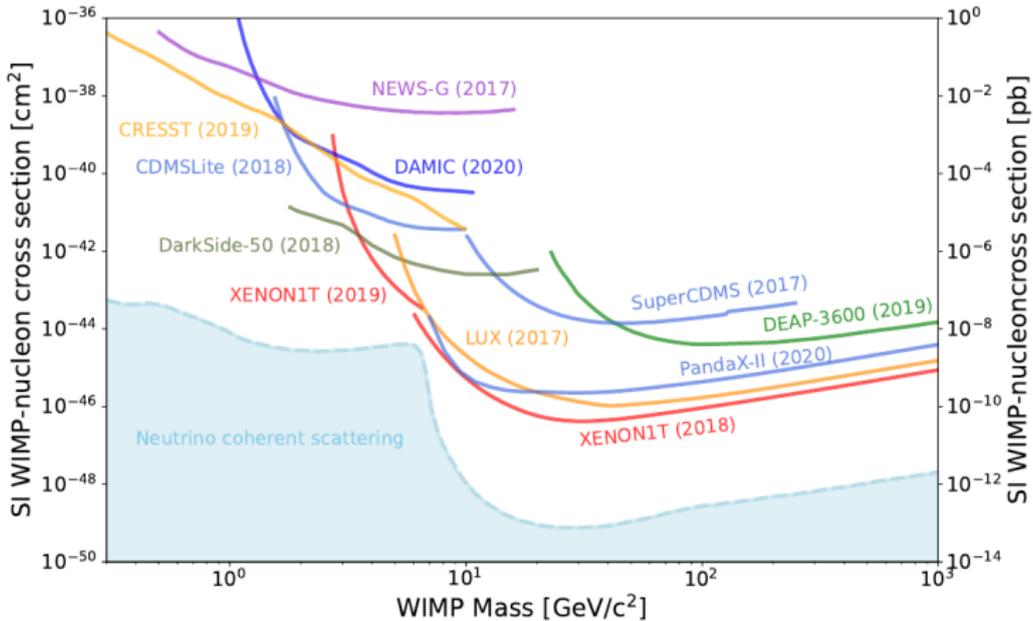
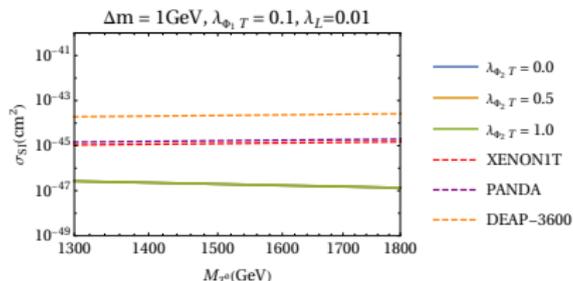
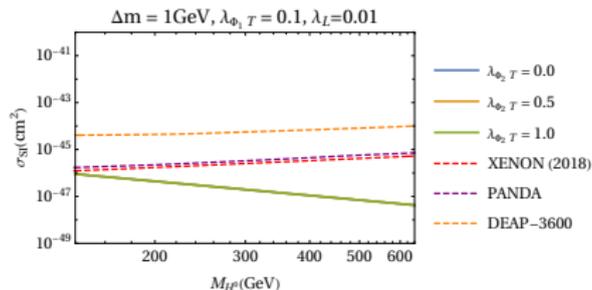


Figura: Límites superiores para la sección eficaz de la interacción DM-nucleones independiente del espín. Credit: Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022).

Resultados: Sección eficaz independiente del espín



Las figuras muestran la sección eficaz de la interacción DM-nucleones independiente del espín para H^0 y T^0 respectivamente. Las líneas punteadas representan los límites superiores de los distintos experimentos.

Resultados:

La siguiente tabla muestra algunos puntos de muestra permitidos por todas las constricciones teóricas y que cumplen con la densidad remanente correcta. Los puntos también se encuentran dentro de los límites de detección directa.

M_{H^0}	M_{T^0}	$\lambda_{\Phi_2 T}$	$\Omega_{H_0} h^2$	$\Omega_{T^0} h^2$	$\Omega_{\text{Tot}} h^2$	$\sigma_{H^0} [\text{pb}]$	$\sigma_{T^0} [\text{pb}]$
215	1375	0.0	0.0189	0.1010	0.120	3.826×10^{-11}	2.360×10^{-11}
335	1495	0.5	0.0458	0.0741	0.120	1.571×10^{-11}	1.983×10^{-11}
440	1600	1.0	0.0782	0.0416	0.120	9.068×10^{-12}	1.723×10^{-11}

Se aplicaron las constricciones a los parámetros electrodébiles S , T y U :

$$S = -0.01 \pm 0.07$$

$$T = 0.04 \pm 0.06$$

$$U = 0.01 \pm 0.11$$

Prog. Theor. Exp. Phys. 2022,
083C01 (2022)

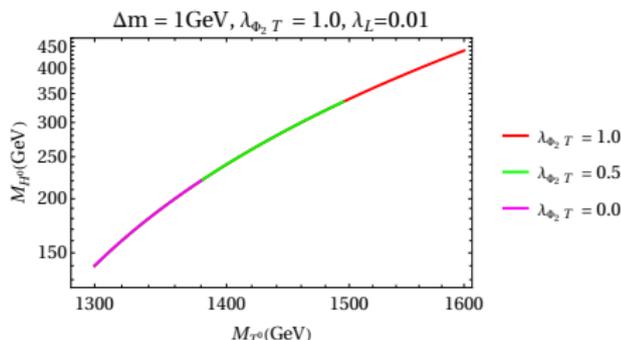


Figura: Puntos que cumplen con la densidad remanente correcta en el plano $M_{H^0} - M_{T^0}$.

En resumen...

- Propusimos un modelo que provee dos candidatos escalares a materia oscura. La densidad remanente para cada candidato no es suficiente para explicar la abundancia total de materia oscura, pero al considerar la contribución de ambos candidatos se pueden recuperar algunas zonas desiertas.
- Para una elección adecuada de los parámetros se obtiene una densidad remanente y sección eficaz DM-nucleones dentro de los límites experimentales.
- Distintos fenómenos pueden explicarse dentro de un mismo modelo proponiendo las extensiones adecuadas del ME.
- Además de la fenomenología de materia oscura, estudiaremos bariogénesis a través de leptogénesis en un futuro con el mismo modelo.

“Esto es justo lo que los físicos aman: ver muchas cosas que parecen diferentes como varios aspectos de un fenómeno fundamental” -Steven Weinberg

- Física de neutrinos.
- Fenomenología de materia oscura.
- Bariogénesis.
- Cosmología.
- Física más allá del Modelo Estándar.

¡Gracias por su atención!