

Análisis del modelo doblete inerte

Diego Alejandro Ríos Pérez¹

Universidad de antioquia

Facultad de ciencias exactas y naturales

20 de octubre de 2021



Resumen

Los modelos de partículas de materia oscura sin espín han sido ampliamente estudiados en las últimas décadas. El modelo que se estudia en este proyecto está incluido en dicho conjunto. En ese sentido, se desarrolla un escán con métodos de Monte Carlo sobre el espacio de parámetros del modelo doblete inerte, para dar cuenta de restricciones a nivel fenomenológico que deben imponerse a los parámetros del modelo, para describir materia oscura escalar autointeractuante. Los resultados obtenidos, muestran importantes acotaciones sobre el acoplamiento con el Higgs del Modelo Estandar y la masa de la partícula de materia oscura.

1. Introducción

El problema de la materia oscura está firmemente establecido. En los recientes años se han estudiado diferentes modelos que proponen partículas de materia oscura asociada a campos escalares. Tal es el caso del modelo doblete inerte, donde se introduce un segundo doblete de Higgs para dar cuenta de nuevos estados físicos candidatos a materia oscura. Así pues, la física más allá del Modelo Estandar contiene un gran número de nuevos modelos que traen consigo amplios espacios de parámetros que deben ser restringidos de acuerdo a las limitaciones que imponen los experimentos de detección directa sobre los observables físicos.

El propósito de este proyecto radica en desarrollar un escán con métodos de Monte Carlo sobre el espacio de parámetros del modelo en cuestión, para garantizar que el modelo describa un escenario de materia oscura escalar, restringiendo los puntos del escán a un apropiado ajuste con las acotaciones que experimentos de detección directa como XENON1T [1], LZD [2] y DARWIN [3] han impuesto sobre los observables físicos. En ese sentido, ha de restringirse la densidad reliquia de materia oscura en el umbral $\Omega h^2 = 0.12 \pm 1$ de acuerdo a los resultados de la colaboración PLANCK [4], y la sección de detección independiente del espín de acuerdo a los experimentos mencionados.

2. El modelo

Una de las extensiones más simples del Modelo Estandar (SM) consiste en añadir un segundo doblete de Higgs H_2 y una simetría \mathbb{Z}_2 bajo la cual H_2 es impar y todos los demás campos son pares. Esta simetría es imperativa para la existencia de materia oscura (DM) y garantiza estabilidad de la partícula inerte más ligera, además, prevee acoplamientos directos de H_2 con fermiones.

El potencial escalar renormalizable más general asociado al modelo, viene dado por

¹diego.riosp@udea.edu.co

$$\mathcal{V} = \mu_1^2 |H_1|^2 + \mu_2^2 |H_2|^2 + \lambda_1 |H_1|^4 + \lambda_2 |H_2|^4 + \lambda_3 |H_1|^2 |H_2|^2 + \lambda_4 \left| H_1^\dagger H_2 \right|^2 + \frac{\lambda_5}{2} \left[\left(H_1^\dagger H_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right], \quad (1)$$

donde H_1 es el doblete de Higgs del SM, μ_i son términos de masa y λ_i son parámetros adimensionales relativos a los acoplamientos.

El modelo agrega entonces cuatro nuevos estados: dos cargados H^\pm , y dos neutros H^0 y A^0 , de los cuales cada uno puede ser candidato a materia oscura. En este análisis, se propone el estado H^0 como la partícula inerte más ligera y por tanto, el candidato a materia oscura. Después de la ruptura de la simetría electrodébil, H_2 no adquiere valor de expectación en el vacío.

Se definen las cantidades $\Delta m_{H^\pm} = m_{H^\pm} - m_{H^0}$ y $\Delta m_{A^0} = m_{A^0} - m_{H^0}$, donde por supuesto $m_{H^0} < m_{H^\pm}, m_{A^0}$. En particular, este análisis impone la condición $m_{H^0} < m_{A^0} \leq m_{H^\pm}$. Por otro lado, el acoplamiento entre H_1 y H_2 , es proporcional a $\lambda_L = \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)$, de manera que el análisis estudiará esencialmente el espacio de parámetros que contiene las masas y los acoplamientos λ_2 y λ_L .

Luego del rompimiento espontaneo de la simetría electrodébil, H_1 adquiere vev $v = 246$ GeV, su autoacoplamiento viene dado por $\lambda_1 = -(\mu_1/v)^2$ y las masas inertes toman la forma

$$m_h^2 = -2\mu_1^2, \quad (2)$$

$$m_{H^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v^2, \quad (3)$$

$$m_{H^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)v^2, \quad (4)$$

$$m_{A^0}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5)v^2, \quad (5)$$

donde h es el bosón de Higgs del SM.

3. Escán y restricciones sobre Ωh^2 y σ^{SI}

Principalmente, se desea restringir el espacio de parámetros desarrollando el escán de Monte Carlo y comparando los valores obtenidos de $\Omega_{H^0} h^2$, $\sigma_{H^0}^{SI}$ con los datos de los experimentos ya mencionados. Los datos relativos a los experimentos, fueron propiamente obtenidos con el uso de **g3data**. El cálculo de los observables físicos en cuestión se desarrolló en **micrOMEGAs v5.2.7**. Los intervalos respectivos para los cuales se efectuó el escán, son:

$$10 \text{ GeV} \leq m_{H^0} \leq 80 \text{ GeV} \quad (6)$$

$$11m_{H^0}/10 < m_{A^0} < 6m_{H^0}/5, \quad (7)$$

$$m_{A^0} \leq m_{H^\pm} < 11m_{A^0}/10, \quad (8)$$

$$10^{-4} \leq \lambda_2 \leq 1, \quad (9)$$

$$10^{-4} \leq |\lambda_L| \leq 1. \quad (10)$$

La escogencia de los intervalos, se desarrolló considerando restricciones de estabilidad del vacío para los acoplamientos λ_i y las restricciones a la masa del estado inerte más ligero, donde $m_{H^0} \lesssim m_W$ [5].

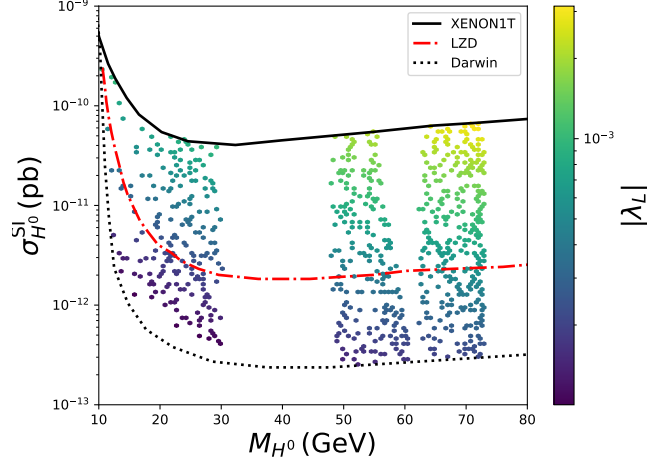


Figura 1: Espacio de parámetros viable

Al imponer la restricción $0.11 < \Omega_{H^0} h^2 < 0.13$, se acota inicialmente la masa de H^0 , restringiendo los intervalos entre 30 GeV y 48 GeV, y superiores a 72 GeV, tal que el modelo no describe partículas de materia oscura en estos intervalos de masa. Debe tenerse en cuenta que los espaciamentos Δm_{A^0} y Δm_{H^\pm} tomados en este escán, varían aleatoriamente de 1 GeV a 16 GeV y de 0 a 9.6 GeV respectivamente. Por supuesto, puede encontrarse que materia oscura con espaciamentos diferentes, podría encontrarse en el intervalo restringido. Así pues, para este caso se tiene que $10 \text{ GeV} \leq m_{H^0} \leq 30 \text{ GeV}$ ó $48 \text{ GeV} \leq m_{H^0} \leq 72 \text{ GeV}$ (véase fig. 1).

Por otro lado, las restricciones de los experimentos mencionados sobre $\sigma^S I$, muestran diferentes acotaciones sobre los parámetros adimensionales, principalmente sobre λ_L . Por supuesto, se tiene un mayor acoplamiento con el Higgs del SM, siempre que la sección de detección se incremente como se observa en el gráfico de calor.

Específicamente, el autoacoplamiento λ_2 del segundo doblete de Higgs, es independiente de la masa que posee el estado H^0 , como es de esperarse (fig. 2(a)). Por otro lado, se observa una primera restricción del acoplamiento con el Higgs del SM, tal que $10^{-4} \lesssim |\lambda_L| \lesssim 10^{-3}$, lo que sugiere materia oscura muy debilmente interactuante (fig. 2(b)). La cota inferior del intervalo mencionado se incrementa para valores más grandes de m_{H^0} .

Lo anterior se observa en la figura 2(c), donde valores de masa inferiores a 30 GeV, predicen acoplamientos con el Higgs del SM restringidos en el intervalo mencionado, donde al parecer en la medida que crece la masa de la partícula de materia oscura, el acoplamiento se vuelve cada vez más fuerte como es de esperarse. Cabe resaltar la no correlación entre los acoplamientos λ_2 y λ_L que expone el gráfico de calor de la figura en cuestión.

No existen restricciones a la densidad reliquia adicionales impuestas por el modelo, más que las que el rango tomado para el escan impone sobre la masa. La figura 2(d) muestra que no existe correlación entre estas últimas y el autoacoplamiento λ_2 .

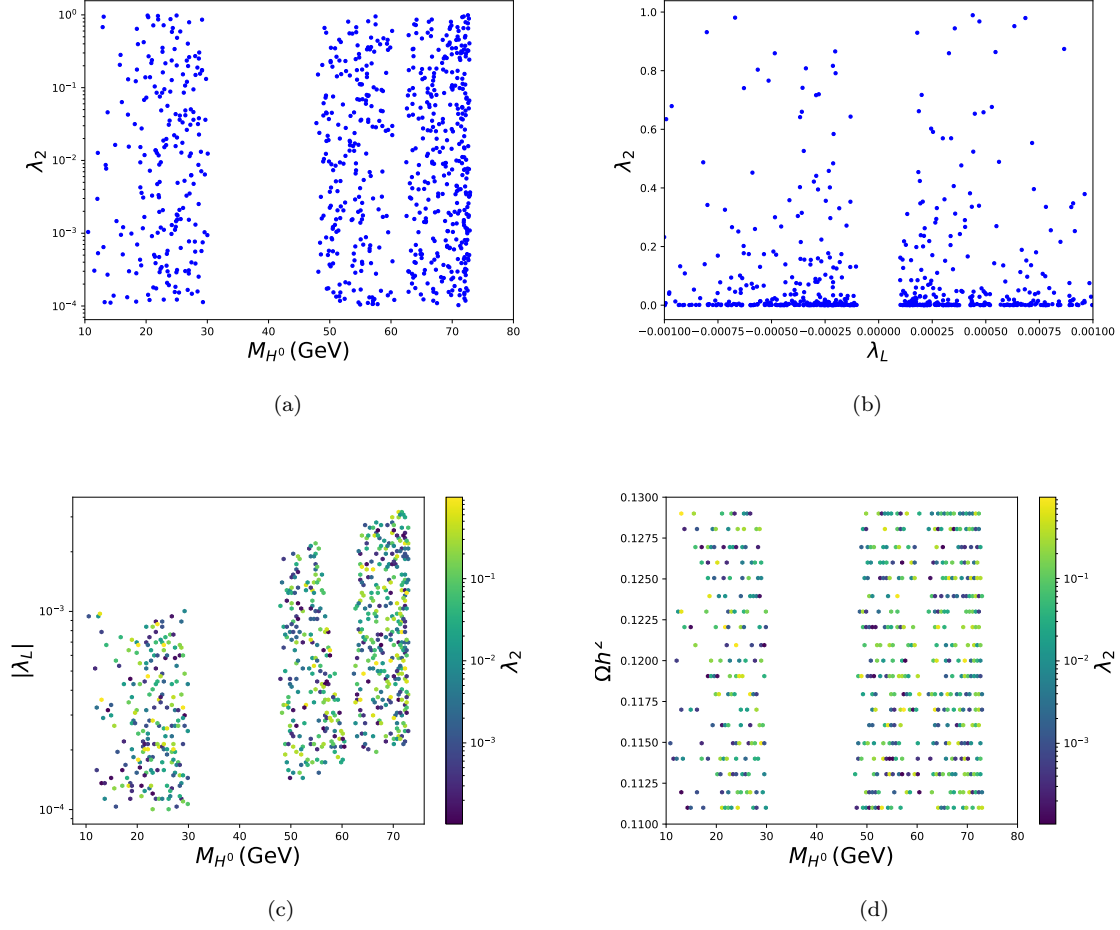


Figura 2: Restricciones sobre el espacio de parámetros debido a la acotación de Ωh^2 .

Finalmente, la figura 3 muestra relaciones entre las masas de los estados que agrega el segundo doblete. Donde se aprecian restricciones sobre ciertas regiones del espacio de parámetros.

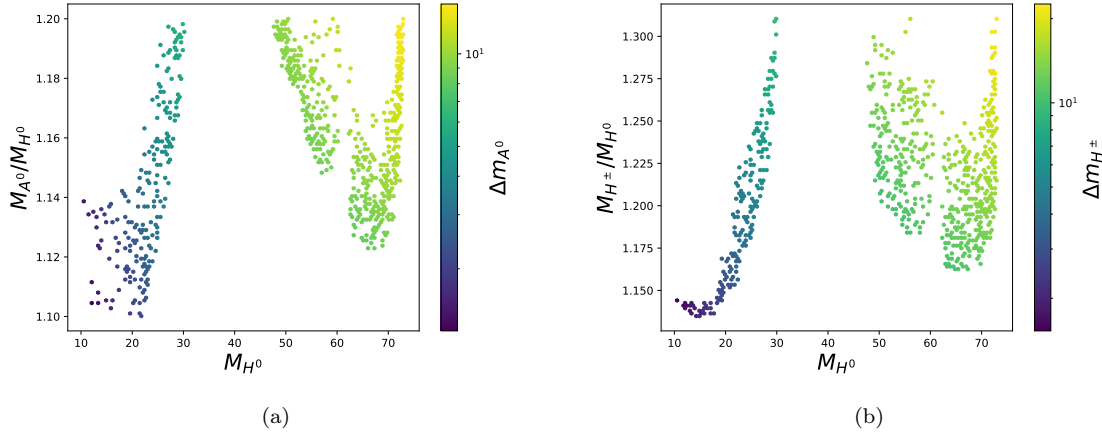


Figura 3: Relaciones entre masas de estados.

4. Conclusiones

Se analizó la fenomenología dle modelo doblete inerte para espaciamientos de masas de los nuevos estados físicos que propone el modelo, dentro de los intervalos impuestos por 6, 7 y 8. Dicho análisis, mostró que el acoplamiento con el Higgs del SM debe estar restringido para masas inferiores a 30 GeV, a valores por encima de 10^{-4} y por debajo de 10^{-3} , es decir, materia oscura debilmente interactuante. Mientras que para valores superiores a 48 GeV, los límites mencionados crecen linealmente.

La masa de materia oscura debe excluir el intervalo $30 \text{ GeV} \leq m_{H^0} \leq 48 \text{ GeV}$, Y por tanto se ven acotadas las masas de las demás prtículas asociadas al nuevo doblete de Higgs (H^\pm y A^0).

Los métodos de Monte Carlo entonces, permitieron dar cuenta de importantes acotaciones fenomenológicas del modelo, tal que correlaciones anaíticamente no viables, pueden ser obtenidas con el muestreo numérico.

Referencias

- [1] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F.D. Amaro, M. Anthony, F. Arneodo, L. Baudis, B. Bauermeister y et al. “Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T”. En: *Physical Review Letters* 121.11 (2018).
- [2] D.S. Akerib, C.W. Akerlof, S.K. Alsum, H.M. Araújo, M. Arthurs, X. Bai, A.J. Bailey, J. Balajthy, S. Balashov, D. Bauer y et al. “Projected WIMP sensitivity of the LUX-ZEPLIN dark matter experiment”. En: *Physical Review D* 101.5 (2020).
- [3] J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, F.D. Amaro, C. Amsler, E. Aprile, L. Arazi, F. Arneodo, P. Barrow, L. Baudis y et al. “DARWIN: towards the ultimate dark matter detector”. En: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016.11 (2016), 017–017.

- [4] N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo y et al. “Planck 2018 results”. En: *Astronomy and Astrophysics* 641 (2020), A6.
- [5] Laura Lopez Honorez y Carlos E. Yaguna. “The inert doublet model of dark matter revisited”. En: *Journal of High Energy Physics* 2010.9 (2010).