



UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL NORTE

FACULTAD DE CIENCIAS

Departamento de Física

**ESTUDIO DE LA MATERIA OSCURA EN EL MODELO
ESCOTOGÉNICO TIPO I**

Tesina para optar al grado de Licenciado en física con mención en astronomía

MATIAS GONZALEZ MERCADO

Profesor guía: Roberto Lineros

Antofagasta, Chile.
Julio, 2024

Esta tesina está dedicada a mi familia, amigos y miembros de "la tumba".

Agradecimientos

Quiero agradecer a todas las personas que me han apoyado en el transcurso de la licenciatura, familia y amigos. Al profesor Roberto Lineros por la disposición a ayudarme y explicarme cuando lo necesité, al también prestarme recursos y material para poder desarrollar la tesina de manera mas óptima. Quiero hacer mención también a los estudiantes de la sala de tesistas, los cuales fueron una gran compañía durante este semestre; Matias Muñoz, David Rojas, Juanpablo Navarro, Eduardo Salazar, Mathias Stolzenbach, Guillermo Soto, Rodrigo Salinas y Luis Junoy. Y a Martín Diaz por sus grandes partidas de Chess.

Índice general

1. Resumen	8
2. Introducción/Objetivos	9
3. Modelo Estándar	10
3.1. Teoría de Grupos	10
3.1.1. Simetría U(1)	10
3.1.2. Simetría SU(2)	11
3.1.3. Simetría Z_2	11
3.1.4. Simetría SU(3)	11
3.2. Simetría de Lorentz	12
3.3. Fuerzas/Interacciones Fundamentales	12
4. Bosón de Higgs, rompimiento espontáneo de la simetría y Mecanismo de Higgs	14
4.1. Bosón de Higgs	14
4.2. SU(2), Campos de Gauge y Rompimiento de SU(2)	15
4.3. Simetría U(1) local	16
4.4. Simetría SU(2) local	16
4.5. Campos de Gauge y Tensores de campo	17
4.6. Rompimiento de simetría , generación de masa para Bosones W y Z	18
4.7. Sector de masa de los Fermiones	19
4.8. Modelo de Weinberg Salam	20
5. Mecanismos See-Saw, Freeze out y Materia oscura	22
5.1. Mecanismos de See-Saw	22
5.2. See-Saw tipo I	23
5.3. See-Saw tipo II	23
5.4. Mecanismo de Freeze-Out	24
5.5. Materia Oscura	24
6. Modelo Escotogénico con doblete escalar	26
6.1. Copositividad	28
6.2. Cálculo de las constantes de Acompamiento	29
6.3. Cálculo de las Masas	29
6.4. Acoplamientos de Yukawa	30

7. Resultados	32
7.1. LANHEP y MICROMEAS	32
7.1.1. Espacio de parámetros y candidatos	32
7.1.2. Materia Oscura escalar Real	34
7.1.3. Materia Oscura escalar Imaginario	39
7.1.4. Materia Oscura Fermiónica	45
8. Análisis de los resultados	49
8.1. Análisis candidatos escalares	49
8.2. Análisis Candidato fermiónico	51
9. Conclusiones	52
A. Fórmulas y cantidades útiles	53
A.1. Matrices de Gell-Mann	53
A.2. Parametrizaciones campos Bosónicos	53
A.3. Partículas del modelo estandar	54
A.4. Parametrización de Casas-Ibarra	54
A.5. EXTRA: Física con 2 dobletes de Higgs	56
Bibliografía	58

Índice de figuras

3.1. Contenido del Modelo estandar en la actualidad (bosones escalares y de Gauge, Leptones y Quarks)	13
6.1. Generación de masa de neutrinos en un loop.	27
7.1. Abundancia Fósil de materia oscura $\Omega_{DM}h^2$ versus la masa del escalar real m_R	35
7.2. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en si misma $\langle\sigma v\rangle$ versus la masa del escalar real m_R	35
7.3. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $\tau^+\tau^-$ en función de la masa m_R	36
7.4. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $b\bar{b}$ en función de la masa m_R	36
7.5. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $c\bar{c}$ en función de la masa m_R	37
7.6. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $d\bar{d}$ en función de la masa m_R	37
7.7. Sección eficaz independiente del spin para detección directa en interacciones con nucleones, en función de la masa del escalar real m_R	38
7.8. Branching Ratio B_i en función de la masa del escalar real m_R	38
7.9. Abundancia fósil en función de la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en si misma.	39
7.10. Abundancia Fósil de materia oscura $\Omega_{DM}h^2$ versus la masa del escalar imaginario m_I	40
7.11. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en si misma $\langle\sigma v\rangle$ versus la masa del escalar imaginario m_I	41
7.12. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar imaginario en un par $\tau^+\tau^-$ en función de la masa m_I	41
7.13. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar imaginario en un par $b\bar{b}$ en función de la masa m_I	42
7.14. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $c\bar{c}$ en función de la masa m_I	42
7.15. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $d\bar{d}$ en función de la masa m_I	43
7.16. Sección eficaz independiente del spin para detección directa en interacciones con nucleones, en función de la masa del escalar imaginario m_I	43

7.17. Branching Ratio B_i en función de la masa del escalar imaginario m_I	44
7.18. Abundancia fósil en función de la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar imaginaria en si misma.	44
7.19. Abundancia fósil de materia oscura $\Omega_{DM}h^2$ en función de la masa del Fermión mas ligero m_{N1}	46
7.20. Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en si misma $\langle\sigma v\rangle$ en función de la masa del Fermión mas ligero m_{N1}	46
7.21. Branching Ratios de distintos canales en función de la masa del Fermión mas ligero m_{N1}	47
7.22. Abundancia fósil de materia oscura $\Omega_{DM}h^2$ en función de la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura fermiónica en si misma $\langle\sigma v\rangle$	47
7.23. Diferencia de masas entre cada especie y N_1 en función de la masa m_{N1}	48

Capítulo 1

Resumen

En esta tesina se aborda un concepto muy interesante, el modelo escotogénico, que mediante este se explica la pequeña masa de neutrinos y los candidatos a materia oscura del modelo a través de extender el modelo estandar. Se explora el espacio de parámetros del modelo para así obtener resultados en: abundancia fósil de materia oscura, secciones eficaces de aniquilación, *branching ratios*, y así explicar la fenomenología de los candidatos (escalares y fermiónico).

Los resultados obtenidos en esta tesina son:

- Cálculo de la abundancia fósil $\Omega_{DM}h^2$ y sección eficaz de aniquilación termalmente promediada $\langle\sigma v\rangle$, en función de la masa de cada candidato usando MICROMEGAS.
- Sección eficaz de aniquilaciones de la materia oscura mediante canales hacia distintos productos del modelo estandar, en función de la masa de cada candidato gracias a MICROMEGAS y PYTHON.
- Para la materia oscura escalar se obtuvo resultados en medición directa con sección eficaz independiente del spin σ_{DM}^{SI} en función de la masa de cada candidato escalar.
- Para todos los candidatos se obtuvo resultados en los *branching ratios*, mostrando la probabilidad de ocurrencia de un proceso en razón de todos los procesos.
- Para todos los candidatos se obtuvo una relación entre como se comporta la abundancia fósil $\Omega_{DM}h^2$ a medida que cambia la sección eficaz de aniquilación termalmente promediada $\langle\sigma v\rangle$.
- Para el candidato fermiónico se obtuvo resultados usando la diferencia de masas relativa $(m_\alpha - m_{N1})/m_{N1}$, donde α es alguna partícula que mediante esta diferencia contribuye a las co-aniquilaciones. Esto explicaría el comportamiento particular en el caso fermiónico.

Capítulo 2

Introducción/Objetivos

El modelo estandar es la teoría que explica a nivel fundamental las partículas subatómicas y como estas interactúan. En este trabajo se realiza el estudio de un modelo que extiende el modelo estándar mínimamente a través de un doblete escalar η , que en conjunto con fermiones de Majorana provenientes del mecanismo de See-Saw tipo I explican la generación de masa de neutrinos pequeñas con estas partículas como mediadoras. Asumiendo masas pequeñas de neutrinos gracias al mecanismo radiativo, se calculan los acoplamientos de Yukawa, que utilizando MICROMEGAS se puede explicar la materia oscura. Estas problemáticas a día de hoy en la física son fundamentales ya que darían pie a complementar el modelo estandar, lo cual desemboca en el motivo de este estudio.

Los objetivos de este estudio son los siguientes:

- A través de un modelo escotogénico, una clase de modelo teórico que explica 2 problemáticas del modelo estándar a la vez: generación de **pequeñas masas de neutrinos** y a través de la extensión mínima en un escalar estable, explicar la **materia oscura**.
- Mediante un scan del espacio de parámetros, de la extensión del modelo estándar, esto involucra: a través de diversas simulaciones calcular acoplamientos de Yukawa en PYTHON variando las masas para cada candidato, posteriormente usar MICROMEGAS y obtener **resultados en abundancia fósil de materia oscura para los distintos candidatos, secciones eficaces y canales de aniquilación**.
- Estudiar la Fenomenología a partir de los resultados obtenidos en los 3 tipos de candidatos a materia oscura de este modelo, los cuales son: la parte real e imaginaria del escalar agregado η_R, η_I y el fermión más ligero N_1 .

Para poder efectuar todo esto primero se planteará de manera resumida el marco teórico del modelo estandar, luego se explicará en detalle el modelo escotogénico con un doblete escalar.

Capítulo 3

Modelo Estándar

El modelo estándar de física de partículas es sin duda una de las teorías más exitosas para explicar cómo las partículas elementales se comportan, incorporando 3 de las 4 fuerzas fundamentales: la electromagnética, la débil y la fuerte; ya que la gravedad está excluida por incompatibilidad con la cuantización. La teoría del modelo estándar se ha ido construyendo gracias a evidencia experimental a lo largo del tiempo pudiendo así y con gran precisión explicar una diversidad de fenómenos a escala atómica y subatómica. Matemáticamente la **teoría de grupos** es muy útil ya que las simetrías de la naturaleza pueden explicarse gracias a expresiones de esta teoría.

3.1. Teoría de Grupos

Antes de poder explicar las Fuerzas Fundamentales del Modelo Estándar necesitamos una herramienta extremadamente útil, la teoría de grupos, ya que esta nos marca el "marco teórico", es decir, a través de ciertas simetrías de la naturaleza, podemos explicar cada una de las 3 fuerzas fundamentales involucradas en el modelo estándar.

3.1.1. Simetría U(1)

La simetría U(1) [1] consiste en todas las matrices 1×1 , unitarias y complejas que involucren una fase α . Donde los elementos del grupo están dados por la expresión:

$$U_1 = \exp(-i\alpha) \tag{3.1}$$

En el modelo estándar, esta simetría está relacionada con el concepto de Hipercarga Y y las interacciones electromagnéticas (ya que también la simetría U(1) es la simetría del electromagnetismo). En el caso electromagnético y a través del Teorema de Noether se muestra la conservación de la carga eléctrica [2]. Sin embargo, en el modelo estándar las simetrías son **locales**, es decir dependen del espacio tiempo, donde el factor α sería dependiente espacio-temporalmente que formalmente son **Teorías de Gauge**.

3.1.2. Simetría SU(2)

La simetría SU(2) [3] está dada por todas las matrices 2×2 , complejas, hermiticas y de determinante 1. Su generador son las matrices de Pauli, muy frecuentadas en la mecánica cuántica [4] dadas por [1] σ_x , σ_y y σ_z :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

donde el elemento de grupo de SU(2) estaría dado por $U = \exp(-i \sum_{k=1}^3 \theta_k \sigma_k)$ y θ_k es un parámetro asociado a la rotación. Esta simetría en conjunto con la U(1) generan el grupo $SU(2) \otimes U(1)$ de la teoria de Weinberg-Salam [2] o también llamada teoría electrodébil, en donde SU(2) está asociada con el isospín débil. Por ejemplo, los campos *Left-Handed* se agrupan en dobletes de SU(2):

$$\begin{bmatrix} l_L \\ \nu_L \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

donde l_L es un leptón cargado mientras que ν_L son los neutrinos de cada generación.

3.1.3. Simetría Z_2

Esta simetría a diferencia del resto, es una simetría discreta, también llamada simetría oscura, en física de partículas está relacionada con el concepto de paridad. Este grupo está compuesto de las raíces de la unidad [1], en este caso, son 2 elementos de grupo, donde la representación estaría dada por $\exp(2i\pi k/N)$ en el cual $N=2$ y $k=1$, generando así nuestras 2 raíces de la unidad. Esta simetría juega un rol muy importante, ya que al momento que ocurra la ruptura de simetría electrodébil, esta simetría prevalecerá para que la partícula que se propone como materia oscura, no adquiera un valor de expectación en el vacío, "protegiendola".

3.1.4. Simetría SU(3)

Este grupo está compuesto de las matrices 3×3 unitarias de determinante 1 [3], el generador del grupo estaría dado por las Matrices de Gell-Mann λ_k [3]. Relacionadas por la expresión:

$$[\lambda_i, \lambda_j] = if_{ijk} \lambda_k \quad (3.4)$$

donde f_{ijk} es la constante de estructura. Por lo que cada generador de los 8 es independiente para cada matriz de Gell-Mann estando relacionadas por la ecuación 3.4. La simetría SU(3) es la de la Fuerza Nuclear Fuerte y cada generador está asociado a un bosón de Gauge llamado Gluón en particular, siendo los Gluones expresados como $G_\mu = \frac{1}{2} \sum_{a=1}^8 G_\mu^a \lambda_a$ donde λ_a son las matrices de Gell-Mann A.1.

3.2. Simetria de Lorentz

Esta simetria es fundamental, ya que hay que garantizar una expresion matemática para un sistema físico que sea invariante sin importar el marco de referencia usado[2]; es decir, un sistema que sea invariante ante las Transformaciones de Lorentz, o también se puede definir como que "todas las leyes físicas tiene que permanecer invariantes sin importar los observadores inerciales moviendose a velocidad constante uno respecto a otro, preservando la forma cuadrática del intervalo espacio-temporal $(\Delta s')^2 = (\Delta s)^2 = t^2 - x^2$, estas transformaciones espacio temporales se pueden generalizar en la expresión:

$$Y^\mu = L^\mu_\nu X^\nu \quad (3.5)$$

donde L^μ_ν son todos los elementos de la Matriz de Transformaciones de Lorentz aplicables a el cuadvivector X^ν .

3.3. Fuerzas/Interacciones Fundamentales

En la naturaleza existen 4 Fuerzas Fundamentales: La electromagnética, la fuerza nuclear débil, la fuerza nuclear fuerte y la gravitatoria [5].

La fuerza electromagnética (o interacción electromagnética) se da entre particulas con carga eléctrica, por ejemplo los Bosones W^+ , W^- , los Quarks y leptones cargados, donde el mediador de esta interacción es el Fotón. La fuerza débil (o interacción debil), es causada por la emisión o absorción de Bosones W^+ , W^- y Z , y afecta a los Fermiones, esta interacción es la responsable de procesos muy conocidos como la Desintegración Beta dada por $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, en simples palabras es el decaimiento de Quarks en particulas mas ligeras.

En mas detalle, en estas interacciones depende del mediador del proceso (un W o un Z), que propiedad fisica se intercambia, por ejemplo los W^+ , W^- , al ser Bosones Cargados ocurre intercambio de carga, mientras que el Z al ser un Bosón neutral ocurre intercambio de momento. Llegando a la Fuerza fuerte, es la interacción de mayor magnitud de todas las presentes en el modelo estándar, ya que mantiene a los nucleones unidos en el núcleo atómico, siendo esta mayor que la repulsión electromagnética.

Finalmente la fuerza gravitatoria que aún no se unifica a las expresiones matemáticas del modelo estandar utilizado a dia de hoy debido a la imposibilidad de unificar la relatividad general con la mecánica cuántica, ya que por un lado el Gravitón aun no ha sido encontrado experimentalmente.

En la Figura [3.1], podemos observar el contenido actual del modelo estandar entre los cuales están: los bosones de Gauge, el bosón de Higgs el cual es un escalar, los leptones y los quarks. El bosón de Higgs va a jugar un rol importante en este trabajo ya que mediante lo que se verá en lo que sigue (mecanismo de Higgs), se entiende el como las partículas adquieren masa gracias a este bosón.



Figura 3.1: Contenido del Modelo estandar en la actualidad (bosones escalares y de Gauge, Leptones y Quarks)

Capítulo 4

Bosón de Higgs, rompimiento espontáneo de la simetría y Mecanismo de Higgs

En esta sección se describirá el modelo matemático de ruptura de simetría que da vida al Bosón de Higgs y como este a través del Mecanismo de Higgs otorga masa a las partículas que interactúan con él.

4.1. Bosón de Higgs

El bosón de Higgs es el campo resultante de un proceso llamado mecanismo de Higgs, su rol es el de proporcionar masa a las partículas con las que interactúa: los mediadores de la fuerza débil W^\pm y Z_0 , como también para los leptones cargados, vamos a describir en las siguientes subsecciones como se origina, los términos de interacción y como les da masa a los campos ya mencionados. Se empezará con los casos más simples, en este caso se describe un campo escalar con transformación $U(1)$ local:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta(x)q}\Phi \quad (4.1)$$

Con lo anterior construiremos una densidad de Lagrangiano invariante ante transformaciones locales de Gauge.

Vamos a introducir un campo de Gauge A_μ a un lagrangiano de Proca [6], quedando así:

$$\mathcal{L} = \frac{-1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + [(\partial_\mu - iqA_\mu)\Phi^\dagger][(\partial^\mu + iqA^\mu)\Phi] - V(\Phi^\dagger\Phi) \quad (4.2)$$

donde $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ es el tensor electromagnético.

La simetría $U(1)$ local de Gauge da lugar a la interacción de Gauge, ocurre entre los campos de materia y el campo de Gauge, que en nuestro contexto es el fotón.

Esta densidad de lagrangiano es invariante invariante U_1 local es decir:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta(x)q}\Phi; A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\theta \quad (4.3)$$

CAPÍTULO 4. BOSÓN DE HIGGS, ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA Y MECANISMO DE HIGGS

Donde el potencial $V(\Phi^\dagger\Phi)$ invariante U_1 local está dado por:

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = \frac{m^2}{2\phi_0^2} [(\Phi^\dagger\Phi) - \phi_0^2]^2 \quad (4.4)$$

siendo ϕ_0 un parámetro definido para poder analizar el estado de mínima energía del sistema según sus simetrías.

Queremos tener infinitos estados de vacío, para ello elegiremos $A_\mu = 0$ y $\theta = cte$, en un punto del círculo $|\Phi| = \phi_0$, por lo que tendremos una energía mínima del campo [7], siendo esta configuración invariante antes transformaciones de Gauge obteniendo infinitos estados de vacío. Por lo que si elegimos $\theta(x)$ tal que $\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta(x)q}\Phi$, sea real se rompe la simetría, ya que no podremos hacer transformaciones libremente.

Haremos el reemplazo $\Phi' = \phi_0 + h(x)\sqrt{2}$, donde h es un parametro real, quedando así (quitando los simbolos prima):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \frac{-1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + [(\partial_\mu - iqA_\mu)(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}})] [(\partial^\mu + iqA^\mu)(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}})] \\ - \frac{m^2}{2\phi_0^2} [\sqrt{2}\phi_0 h + \frac{1}{2}h^2]^2 \end{aligned} \quad (4.5)$$

Se pueden distinguir los términos cinéticos (o libres) y los términos de interacción:

$$\mathcal{L}_{libre} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{m^2 h^2}{2} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + q^2 \phi_0^2 A_\mu A^\mu; \quad (4.6)$$

$$\mathcal{L}_{int} = q^2 A_\mu A^\mu (\sqrt{2}\phi_0 h + \frac{1}{2}h^2) - \frac{m^2 h^2}{2\phi_0^2} (\sqrt{2}\phi_0 h + \frac{1}{2}h^2), \quad (4.7)$$

podemos distinguir también el término $m^2 h^2$, indicando que el Higgs tiene un término de masa, y que el campo de Gauge A_μ , es un bosón de masa $\sqrt{2}q\phi_0$. Se concluye que gracias al rompimiento de la simetría los terminos de interacción entre h y A_μ , le dan masa al campo de Gauge [7]. A esto le llamamos el mecanismo de Higgs, es decir, a través de la degeneración del ground state, rompemos la simetría local, apareciendo la interacción entre el Higgs y el campo de Gauge, donde este último adquiere masa.

4.2. SU(2), Campos de Gauge y Rompimiento de SU(2)

Involucrando SU(2) al contexto, queremos hacer lo mismo que con U(1), sin embargo el proceso es mas complejo, empecemos introduciendo un campo de 2 componentes, cada una de estas componentes es compleja [8]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Donde los campos ϕ_i son campos reales formando combinaciones complejas. Si hablamos de las transformaciones, nuestra densidad de lagrangiano tiene que ser invariante ante $U(1) \otimes SU(2)$, es decir:

$$\Phi = \Phi' = e^{-i\theta}U\Phi \implies \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' = \mathcal{L} \quad (4.9)$$

Una densidad de lagrangiano que cumple con estas condiciones es el siguiente:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (4.10)$$

Expandiendo término a término usando la definicion de Φ , se evidencia que esta es una densidad de lagrangiano de 4 campos reales escalares con masa m .

Hay que promover las simetrías de globales a locales y tener una Teoría de Gauge consistente, esto es fundamental en la construcción del modelo estandar, se logra mediante la incorporación de campos de Gauge y la inclusión de términos cinéticos. Las simetrias globales presentan problemáticas al involucrar partículas spin 1 (inconsistencia con predicción). Entonces la misión es hacer la promoción de U(1) y SU(2) a simetrias locales, para posteriormente efectuar el mecanismo de Higgs [8], donde veremos que salen a la luz los Bosones W^+ , W^- , Z , obteniendo su masa.

4.3. Simetría U(1) local

En el caso de la simetría U(1), es simple, pero antes recordemos como es la transformación de un campo Φ :

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta\tau^0} \Phi \quad (4.11)$$

Siendo τ^0 , la matriz identidad, esta notación será útil para compatibilizarla cuando hagamos el caso de SU(2), cabe mencionar que Φ es un doblete de SU(2).

Entonces, para la promoción de U(1) global a local, introduciremos un campo vectorial de Gauge B_μ [2], este campo cumple con:

$$B_\mu \rightarrow B'_\mu = B_\mu + \frac{2}{g_1} \partial_\mu \theta \quad (4.12)$$

$$i\partial_\mu \rightarrow i\partial_\mu - \frac{Yg_1}{2} B_\mu \quad (4.13)$$

Donde g_1 es un parámetro sin dimensiones y el 2 es por conveniencia, mientras que Y es la hipercarga que se puede asignar como 1 o -1 .

4.4. Simetría SU(2) local

Para hacer la promoción en el caso del grupo SU(2), donde $U(x)$ es el elemento de grupo, que depende del espacio-tiempo, introduciremos el correspondiente campo vectorial de Gauge W_μ^k , para cada τ^k (matrices de Pauli).

A Través de la notación de Einstein se tiene:

$$W_\mu = W_\mu^k \tau^k = \begin{bmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

Análogamente a los B_μ , los W_μ transforman como:

$$W_\mu \rightarrow W'_\mu = U(x)W_\mu U^\dagger(x) + \frac{2i}{g_2}(\partial_\mu U(x))U^\dagger(x) \quad (4.15)$$

El primer término se refiere a la rotación de los W_μ^k en el espacio de isospin débil generado por los τ^k [2]. El isospin débil es una simetría relacionada con la interacción débil, las matrices de Pauli se utilizan para describir los estados de isospin de partículas involucradas en estas interacciones. Y g_2 es un parámetro sin dimensión al igual que g_1 correspondientes a los acoplamientos de Gauge de $U(1)$ y $SU(2)$.

Ahora definiremos usando los campos anteriormente incluidos, el término cinético de una densidad de lagrangiano que llamaremos \mathcal{L}_Φ :

$$D_\mu \Phi = [\partial_\mu + \frac{Yig_1}{2}B_\mu + \frac{ig_2}{2}W_\mu]\Phi \quad (4.16)$$

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (4.17)$$

donde $D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2}B_\mu - ig_1 \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu$ [2].

4.5. Campos de Gauge y Tensores de campo

Buscamos construir la parte dinámica de \mathcal{L}_ϕ de una manera más explícita, para ello, usando los campos vectoriales de Gauge anteriormente analizados, construiremos sus correspondientes tensores de campo.

El primer caso sería con el Campo de Gauge B_μ , un caso sencillo, ya que es análogo al tensor electromagnético $F_{\mu\nu}$, entonces:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (4.18)$$

Obteniendo una contribución cinética de la forma $\frac{-1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$. Por otro lado el tensor para los W_μ es más complicado de definir debido a la naturaleza no abeliana de $SU(2)$. El tensor se define como:

$$W_{\mu\nu} = [\partial_\mu + \frac{ig_2}{2}W_\mu]W_\nu - [\partial_\nu + \frac{ig_2}{2}W_\nu]W_\mu \quad (4.19)$$

Sin embargo, esta definición por complicada que parezca es extremadamente útil, ya que nos permite definir como transforman los tensores $W_{\mu\nu}$ de una manera muy sencilla:

$$W'_{\mu\nu} = U(x)W_{\mu\nu}U^\dagger(x) \quad (4.20)$$

Quedando una contribución dinámica de la forma:

$$\mathcal{L}_{dyn} = \frac{-1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{8}Tr(W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}) \quad (4.21)$$

Podemos reescribirla utilizando las propiedades cíclicas de la traza:

$$\mathcal{L}_{dyn} = \frac{-1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}(W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu}) \quad (4.22)$$

CAPÍTULO 4. BOSÓN DE HIGGS, ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA Y MECANISMO DE HIGGS

Los campos W_μ^1, W_μ^2 están eléctricamente cargados, podemos definir las siguientes combinaciones lineales:

$$W_\mu^+ = \frac{(W_\mu^1 - iW_\mu^2)}{\sqrt{2}}; W_\mu^- = \frac{(W_\mu^1 + iW_\mu^2)}{\sqrt{2}} \quad (4.23)$$

Similarmente para los tensores:

$$W_{\mu\nu}^+ = \frac{(W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2)}{\sqrt{2}}; W_{\mu\nu}^- = \frac{(W_{\mu\nu}^1 + iW_{\mu\nu}^2)}{\sqrt{2}} \quad (4.24)$$

Usando las combinaciones complejas anteriores y la definicion $W_{\mu\nu}^3 = \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 - ig_2(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\nu^- W_\mu^+)$, la contribución dinamica L_{dyn} quedaria como [6]:

$$\mathcal{L}_{dyn} = \frac{-1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} (W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu}) - \frac{1}{2} (W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu}) \quad (4.25)$$

4.6. Rompimiento de simetría , generación de masa para Bosones W y Z

Ahora aplicaremos el mecanismo de Higgs [7] a través del rompimiento espontáneo de la simetria electrodébil, para asi obtener masas para los Bosones W y Z. Tomamos el potencial de la forma:

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{m^2}{2\phi_0^2} (\Phi^\dagger \Phi - \phi_0^2)^2 = \frac{m^2}{2\phi_0^2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 - \phi_0^2) \quad (4.26)$$

Nos damos cuenta que todos los campos reales ϕ tienen masa m , por lo que para esta expresión del potencial, el *vacuum state* está degenerado en el espacio 4-dimensional de escalares reales. Ahora para romper la simetria usaremos el parámetro α^k , que proviene del elemento de grupo de SU(2) $\exp(-i\alpha^k \tau^k)$, este parámetro real define estos elementos. Ahora adoptaremos un Gauge tal que el ground state del doblete Φ sea:

$$\Phi_{ground} = \begin{pmatrix} 0 \\ \phi_0 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

Y los estados excitados son de la forma:

$$\Phi_e = \begin{pmatrix} 0 \\ \phi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

donde $h(x)$ es un campo real. Nos damos cuenta que una simetria residual U(1) es la que permanece ya que los dobletes Φ_{ground} y Φ_e , son invariantes ante una transformación [3] de la forma:

$$e^{-\frac{i\theta}{2}} \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\theta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\theta}{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\theta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.29)$$

Siendo este último una representación matricial del elemento de grupo de $U(1)$, esta simetría resulta ser la simetría $U(1)$ del electromagnetismo. Expresando \mathcal{L}_Φ en términos del campo $h(x)$, tal que:

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{2} W_\mu^- W^{+\mu} \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left[\frac{g_2^2}{4} W_\mu^3 W^{3\mu} - \frac{g_2 g_1}{2} W_\mu^3 B^\mu + \frac{g_1^2}{4} B_\mu B^\mu \right] \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}}\right)^2 - V(h) \quad (4.30)$$

Con un potencial $V(h)$ de la forma:

$$V(h) = m^2 h^2 + \frac{m^2 h^3}{\sqrt{2} \phi_0} + \frac{m^2 h^4}{8 \phi_0} \quad (4.31)$$

Tal que obtenemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Phi &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{2} W_\mu^- W^{+\mu} \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}}\right)^2 \\ &\quad + \left(\frac{g_2^2}{4} W_\mu^3 W^{3\mu} - \frac{g_1 g_2}{2} W_\mu^3 B^\mu + \frac{g_1^2}{4} B_\mu B^\mu \right) \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}}\right)^2 - V(h) \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{2} \left(W_\mu^- W^{+\mu} \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}}\right)^2 \right) \\ &\quad + \frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu \left(\phi_0 + \frac{h}{\sqrt{2}}\right)^2 - V(h) \end{aligned} \quad (4.32)$$

En donde se hizo un reemplazo utilizando el ángulo de Weinberg.^o también conocido como ángulo de mezcla débil, ver apéndice. Se observa que los bosones W^\pm y el Z^0 , al haberse roto 3 generadores de la simetría electrodébil, se vuelven partículas masivas, mientras que la simetría restante (la $U(1)$ del electromagnetismo o también llamada $U(1)$ residual) queda intacta, implica que el fotón permanece sin masa.

4.7. Sector de masa de los Fermiones

Ahora que tenemos el Higgs en un doblete $SU(2)$ implica que podemos tener un término de interacción de los fermiones con el Higgs que sea invariante $SU(2)$. Analicemos el lagrangiano de interacción para los Leptones cargados, se hará el cálculo con el Doblete Leptónico electrónico:

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$$

Para el término de interacción invariante ante $SU(2)$ y $U(1)$ $\mathcal{L}_{int} = y_e (\bar{L} \phi e_R + \phi^\dagger \bar{e}_R L)$, si invocamos el mecanismo de Higgs en base a la expansión alrededor del mínimo dada por:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + h)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

Y reemplazando en el lagrangiano de interacción obtenemos:

$$\frac{y_e v}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) + \frac{y_e h}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L),$$

donde notamos que el segundo término es el Higgs interactuando con los leptones cargados, dandoles sí una masa que se visualiza en el primer término dada por $m_e = y_e v / \sqrt{2}$, donde el acoplamiento es $y_e \sqrt{2} = m_e / v$, nos damos cuenta que este lagrangiano de interacción en términos de las reglas de Feynmann representa un vertice con fuerza y_e en el cual se pueden aniquilar un par $e^+ e^-$ e irradiar un Higgs, o al contrario, un Higgs decaer en este par [2]. Cabe mencionar que no hay término de masa para los neutrinos $m_\nu = 0$, no existen términos de la forma $\nu_R \nu_L$, donde según la fórmula de Gell-Mann Nishijima la $Q = T_3 + Y/2$, se obtiene $Q = T_3 = 0$, estos términos de neutrinos no interactúan con el Higgs, ni se acoplan a los Z^0, W^\pm, γ .

Este mismo procedimiento se tiene que repetir para las siguientes generaciones, es decir, para los dobletes de los μ, τ con los neutrinos ν_μ, ν_τ respectivamente. Ahora hagamos el mismo procedimiento para el sector de Quarks, donde invocando el mecanismo de Higgs y usando el doblete de quarks lefthanded:

$$Q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

en el término de interacción de Quarks dado por $\mathcal{L}_{int} = g_d \bar{Q}_L \phi d_R + g_u \bar{Q}_L \phi^\dagger u_R + h.c$, donde ϕ^\dagger es hermítico del doblete de Higgs; reemplazando el Higgs igual que en el caso anterior obtenemos nuevamente, pero en este caso para los Quarks, términos de interacción y términos de masa :

$$\mathcal{L}_{int} = m_d \bar{d} d + m_u \bar{u} u + \frac{m_d}{v} h \bar{d} d + \frac{m_u}{v} h \bar{u} u$$

Donde este procedimiento al igual que para los leptones tenemos que repetirlo para todas las familias, es decir $u \rightarrow c, t$ y $d \rightarrow s, b$.

4.8. Modelo de Weinberg Salam

El lagrangiano electrodébil de Weinberg-Salam describe la interacción electrodébil unificada de la teoría de la interacción débil con la teoría electromagnética [2]. La forma simplificada del Lagrangiano electrodébil de Weinberg-Salam está dada por:

$$\mathcal{L}_{WS} = -\frac{1}{4} W_a^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} + \bar{\Psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \quad (4.33)$$

donde:

- $W_a^{\mu\nu}$ son los campos de gauge de la interacción débil.
- $B^{\mu\nu}$ es el campo de gauge del electromagnetismo.
- Ψ representa el campo de fermión (por ejemplo, el campo del neutrino y del electrón).

CAPÍTULO 4. BOSÓN DE HIGGS, ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA Y MECANISMO DE HIGGS

- ϕ es el campo de Higgs.
- D_μ es la derivada covariante de Gauge.
- m es la masa de los fermiones.
- $V(\phi)$ es el potencial del campo de Higgs.

Este Lagrangiano unifica la interacción electromagnética y la interacción débil entre los Leptones, Bosones de Gauge y el bosón de Higgs mediante las derivadas covariantes de gauge y los términos del potencial escalar.

Capítulo 5

Mecanismos See-Saw, Freeze out y Materia oscura

En la teoría electrodébil existen 2 terminos de masa permitidos (esto gracias a la simetría de Lorentz), los llamados términos de masa de Dirac y Majorana [9], estos están dados por:

$$-m_D(\bar{\nu}_L\nu_R + \bar{\nu}_R\nu_L) \quad (5.1)$$

$$-\frac{1}{2}m_M^L(\bar{\nu}_L\nu_L^c + \bar{\nu}_L^c\nu_L) - \frac{1}{2}m_M^R(\bar{\nu}_R\nu_R^c + \bar{\nu}_R^c\nu_R) \quad (5.2)$$

Donde la y L y R hacen referencia a la Quiralidad y c es el conjugado de carga. Si bien los Majorana son su propia antipartícula en la expresión anterior se asumen como si fueran Fermiones de Dirac (esto no afecta los cálculos). Las soluciones en forma de onda plana para este caso, a través de la segunda cuantización usando los ladder operators, se puede dar cuenta de la creación y aniquilación de partículas, por ejemplo: En el término de Dirac se aniquila el Right-Handed y se crea un Left-Handed, la carga quiral no se conserva ya que un LH tiene carga quiral 1/2, mientras que un RH tiene carga quiral 0, por otro lado el número leptónico si se conserva ya que nos quedamos con el neutrino (se aniquila uno se crea otro). En el término de Majorana se crean 2 LH del vacío, por lo que no se conservan ni la carga débil ni el número leptónico.

Estos 2 términos de masa podemos representarlos en función de una matriz:

$$\mathcal{L}_{Mass} = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_L\bar{\nu}_R^c)\mathcal{M}\begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + H.c. \quad (5.3)$$

donde la matriz $\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$.

5.1. Mecanismos de See-Saw

Las masas de los neutrinos pueden ser generadas a un nivel no renormalizable gracias al operador de 5 dimensiones [10]:

$$\Theta_5 \propto (L_i H)^T (L_j H) \quad (5.4)$$

donde L_i y H , son los dobletes electrodébil y Higgs respectivamente, este operador haria que el lagrangiano del modelo electrodébil viole la conservación del número leptónico por 2 unidades; posterior al rompimiento de la simetria electrodébil el Higgs adquiere VEV generando masas de neutrinos de Majorana $m_\nu \propto v_h^2$.

5.2. See-Saw tipo I

Para proceder con el *See-Sawing*, diagonalizamos la matriz de masa [11] \mathcal{M} usando un operador de rotación dado por:

$$R = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Tal que efectuando $R^T \mathcal{M} R$, obtenemos la matriz diagonalizada:

$$R' = R^T \mathcal{M} R = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

Tal que los autoestados generalizados de masa están dados por:

$$m_{2,1} = \frac{1}{2}(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2}) \quad (5.7)$$

Lo que distingue al tipo I seria que $m_D \ll m_R$ y $m_L = 0$, obteniendo los siguientes términos de masa:

$$m_1 \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad (5.8)$$

$$m_2 \approx m_R \quad (5.9)$$

De donde se observa que el segundo neutrino es tan pesado como un Majorana Right y m_1 es el mas ligero.

5.3. See-Saw tipo II

En este mecanismo se agrega el triplete de Higgs de $SU(2)_L, \Delta$, teniendo este Hiper carga $Y=1$, este término se acopla a los neutrinos a través de [11]:

$$\mathcal{L}_3 = Y_3 L^T \Delta L + H.c. \quad (5.10)$$

Luego ocurre la ruptura de simetria, haciendo que Δ obtenga un VEV [10] v_Δ , generando terminos masivos de Majorana para los neutrinos; $m_L \propto v_\Delta$. En mas detalle, el valor del VEV y la interacción de Yukawa dan lugar a la expresion de masa $\approx -Y_\Delta \frac{v_\Delta}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L^c \nu_L$.

5.4. Mecanismo de Freeze-Out

El escenario de **Freeze-Out** propone que en los primeros tiempos del universo existía una considerable cantidad de materia oscura, la cual ha ido disminuyendo hasta alcanzar las cantidades observadas en la actualidad[11]. Esta materia oscura primordial(η) estaba en equilibrio térmico con un baño de partículas (a), lo que implica que los procesos de producción y aniquilación de materia oscura ocurrían a tasas aproximadamente equivalentes, $\eta\eta \rightleftharpoons aa$, manteniendo constante la cantidad total de materia oscura. Este estado inicial se considera como punto de partida y se evoluciona permitiendo la expansión del universo. Por convención, se identifican como procesos de "producción" aquellos que crean materia oscura ($aa \rightarrow \eta\eta$), y como procesos de "aniquilación" aquellos que la destruyen ($\eta\eta \rightarrow aa$).

Una vez establecida la condición inicial, con una gran cantidad de materia oscura en equilibrio térmico con el baño de partículas, se da pie a su evolución a medida que el universo está en expansión. Este proceso conlleva dos aspectos fundamentales:

La escala de energía del baño de partículas (a) disminuye a medida que el universo se expande, lo que también provoca un enfriamiento del baño de partículas. A temperaturas menores que la masa de la materia oscura, la reacción de producción se vuelve imposible debido a restricciones cinemáticas. Esto se debe a que las partículas iniciales del baño no poseen suficiente energía para generar materia oscura. Por otro lado, el proceso de aniquilación no se ve afectado, ya que solo requiere que las partículas de materia oscura se encuentren entre sí para aniquilarse mutuamente. Como consecuencia, a medida que el universo se enfría, la producción de materia oscura se desacelera y eventualmente se detiene [12].

Las aniquilaciones de materia oscura cesan debido a la expansión del universo, lo que conduce a una separación cada vez mayor de las partículas de materia oscura en el espacio. Esto dificulta que las partículas se encuentren entre sí y, por lo tanto, que se aniquilen. Como resultado de la expansión cósmica, las aniquilaciones de materia oscura finalmente llegan a su fin[13].

5.5. Materia Oscura

Se habla primero de las **Partículas masivas débilmente interactuantes** o WIMPS, Los candidatos a materia oscura se denominan genéricamente como WIMPS (Partículas Masivas Débilmente Interactuantes); en otras palabras, son partículas masivas que son eléctricamente neutras y que no interactúan muy fuertemente con otra materia. La pregunta ahora es: ¿De donde provienen? Una basta cantidad de estos candidatos se espera que se formasen en el universo temprano a través de procesos térmicos[11], esto sería muy similar a lo ocurrido con las partículas que actualmente están en el modelo estandar[14], coincidiendo con la teoría de la **Materia oscura fría** o CDM. La manera mas general de calcular la abundancia fósil de materia oscura es:

$$\Omega_\psi h^2 = 2,74 \times 10^8 Y_\psi(x_0) \frac{m_\psi}{1\text{GeV}} \quad (5.11)$$

Donde:

- $\Omega_\psi h^2$ es la densidad de energía fraccional de la partícula ψ .

- $2,74 \times 10^8$ es un factor numérico de conversión.
- $Y_\psi(x_0)$ es la abundancia comóvil de la partícula ψ en el presente.
- m_ψ es la masa de la partícula ψ en GeV.

Se puede obtener esta abundancia fósil a través de producción termal, sin embargo esto requiere sección eficaz de aniquilación en si misma de $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, esto aproximadamente para una nueva partícula en el rango de los 100GeV para su masa, este rango correspondería al de interacción electrodébil. Y con las mediciones del satélite Planck (2018) [15], se obtiene:

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0,11933 \pm 0,00091 \quad (5.12)$$

En detalle Ω_{DM} es la densidad fraccional de una partícula ψ , comparada con la del universo, por otro lado h^2 es el cuadrado de la constante de Hubble normalizada.

Esto es una aproximación proporcionada por este satélite. Ahora ¿Que ocurre con **Los Candidatos a Materia Oscura**?. Observando las tablas en los apéndices, las cuales contienen las partículas del modelo estandar, a pesar del éxito de esta teoría no existe partícula presente que pueda actuar como materia oscura, aunque las únicas partículas neutrales, débilmente interactuantes son los neutrinos, sin embargo hay 2 motivos determinantes que pueden llegar a concluir que los neutrinos no pueden ser viables para materia oscura.[16] Existen diferentes métodos de detección de materia oscura a día de hoy entre los cuales se encuentran **Detección directa**, **Detección indirecta** y el de **Colisionar hadrones**.

En el método de detección directa se busca la escasamente probable ocurrencia de que la materia oscura interactuara con núcleos atómicos aquí en la tierra a través de detectores criogénicos, detectores de xenon líquido como XENON1T [17] (al ser un gas noble y al estar líquido los núcleos están muy concentrados, buscandose así una leve perturbación en ellos que significaría materia oscura interactuando) y los detectores de Argón líquido que funcionarían similar a los de Xenón. Este método tiene una sección eficaz para la interacción **Materia oscura - Núcleo** $\sigma_{\text{DM-N}}$.

Por otro lado el método de detección indirecta se encarga de recibir las señales de lo que sería el producto de la aniquilación entre partículas de materia oscura en el halo galactico como por ejemplo los datos de rayos gamma de los telescopios MAGIC Cherenkov y el Fermi Large Area Telescope (LAT) [18] con una sección eficaz dada por $\langle\sigma v\rangle$.

Y el método de colisionar hadrones se hace actualmente en el LHC (Large Hadron Collider), donde de manera longitudinal se colisionan a casi la velocidad de la luz por ejemplo, 2 protones, lo cual en su sección transversal produce una lluvia de partículas, buscandose así la señal de la materia oscura.

Capítulo 6

Modelo Escotogénico con doblete escalar

En el modelo propuesto por Ernest Ma en 2006 [19], se extiende mínimamente el Modelo Estándar agregando un campo doblete escalar η con la misma hipercarga que el doblete de Higgs Φ , el potencial del nuevo sector escalar se ve como:

$$V = m_1^2(\Phi^\dagger\Phi) + m_2^2\eta^\dagger\eta + \frac{1}{2}\lambda_1(\Phi^\dagger\Phi)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\eta^\dagger\eta)^2 + \lambda_3(\Phi^\dagger\Phi)(\eta^\dagger\eta) + \lambda_4(\Phi^\dagger\eta)(\eta^\dagger\Phi) + \frac{1}{2}\lambda_5[(\Phi^\dagger\eta)^2 + H.c.] \quad (6.1)$$

El contenido de partículas de este modelo, incluye el doblete de Higgs Φ , el nuevo campo escalar doblete η , 3 Fermiones de Majorana singletes pesados N_i provenientes del mecanismo de see-saw canónico, dobletes leptónicos left-handed (ν_i, l_i) y un leptón conjugado l_i^c . Esta extensión y contenido de partículas obedece la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes Z_2$ [3] y transforman tal como sigue:

$$(\nu_l, l_i) \sim (2, -1/2; +), \quad (6.2)$$

$$l_i^c \sim (1, 1; +), \quad (6.3)$$

$$N_i \sim (1, 0; -) \quad (6.4)$$

$$(\phi^+, \phi_0) \sim (2, 1/2, +), \quad (6.5)$$

$$(\eta^+, \eta^0) \sim (2, 1/2, -). \quad (6.6)$$

El primero número indica que es un doblete (2) o un singlete (1), el segundo número en cada paréntesis indica la Hipercarga Y , y el signo \pm indica la paridad ante la simetría Z_2 . Sin embargo en un modelo propuesto previamente con el mismo contenido de partículas, el VEV (valor de expectación en el vacío), para η_0 es nulo, por lo que los neutrinos permanecen sin masa a nivel árbol debido a la falta de un *linking* de Dirac para la masa, esto quiere decir que no hay término de masa que enlace por lo que no hay contribución de η_0 para la masa de los neutrinos a nivel árbol. Por otro lado, las interacciones de Yukawa de este modelo estan dadas por:

$$\mathcal{L}_Y = f_{ij}(\phi^- \nu_i + \overline{\phi^0} l_i) l_j^c + h_{ij}(\nu_i \eta^0 - l_j \eta^+) N_j + H.c. \quad (6.7)$$

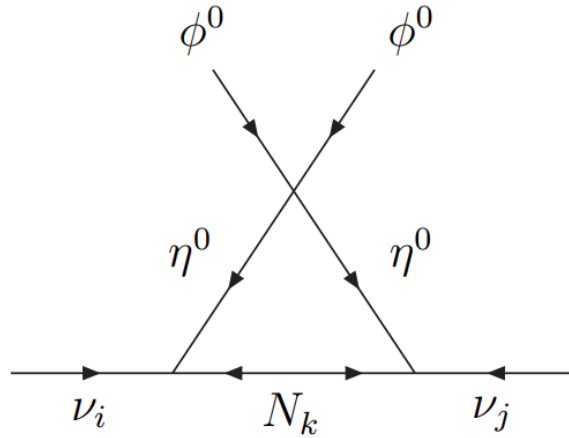


Figura 6.1: Generación de masa de neutrinos en un loop.

En adición, los términos de masa de Majorana y el termino escalar a la cuarta:

$$\frac{1}{2}M_i N_i N_i + H.c.$$

$$\frac{1}{2}\lambda_5(\Phi^\dagger\eta)^2 + H.c.$$

están permitidos. Por lo que la generación de las matrices de Masa M_ν , es posible a través de un loop, es decir, las partículas neutrales η^0 y los N_i , contribuyen a la generación radiativa de la masa de los neutrinos representado en el diagrama de la Figura 6.1.

La consecuencia de la simetría Z_2 incorporada al modelo, es la aparición de la *lightest stable particle* (partícula mas ligera estable protegida por Z_2) que puede ser de naturaleza Bosónica (la mas liviana entre los autoestados de masa de $Re(\eta^0)$ y $Im(\eta^0)$), o de naturaleza Fermiónica, es decir, el autoestado de masa mas liviano de $N_{1,2,3}$.

Con ayuda del software WOLFRAM MATHEMATICA, se realizo la minimización del potencial escalar, se calcularon las ecuaciones de tadpole respecto a los subcampos de los dobletes Φ, η . Teniendo en cuenta las condiciones de que los parámetros λ_1, λ_2 y el VEV, son estrictamente mayores a 0, la única ecuación de Tadpole que sobrevive es:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_0} = v_h^3 \lambda_1 - v_h \mu_1^2 = 0 \quad (6.8)$$

Ya que sin pérdida de generalidad λ_5 se escoge como real. Resolviendo para μ_1^2 , obtenemos:

$$\mu_1^2 = \frac{v_h^2 \lambda_1}{2} \quad (6.9)$$

Que es la masa del Higgs, reemplazando este valor en el potencial escalar nos permite parametrizar la masa del Higgs en función de λ_1 .

Por lo que ahora la misión es empezar a calcular y escribir la matriz de masas, que proviene de la segunda derivada del potencial con la masa del Higgs ya parametrizada, con respecto a los escalares cargados y neutrales, las ecuaciones se verían como [19]:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_0^2} = v_h^2 \lambda_1 \qquad \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_A^2} = 0 \qquad (6.10)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \eta_0^2} = \frac{v_h^2}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) + \mu_2^2 \qquad \frac{\partial^2 V}{\partial \eta_A^2} = \frac{v_h^2}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) + \mu_2^2 \qquad (6.11)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \eta_+ \partial \eta_-} = \frac{v_h^2}{2} \lambda_3 + \mu_2^2 \qquad \frac{\partial^2 V}{\partial \eta_- \partial \eta_+} = \frac{v_h^2}{2} \lambda_3 + \mu_2^2 \qquad (6.12)$$

Se puede observar que las ecuaciones que relacionan a los eta cargados η_+ , η_- son iguales y con derivadas segundas con 2 variables ya que los escalares cargados solo se encuentran de a pares, por lo que realizar una segunda derivada respecto a uno solo no nos aporta información y la ecuación para la masa de la parte imaginaria del Higgs es 0. Se observa que tenemos 3 ecuaciones y 4 incógnitas, por lo que tenemos un parámetro libre, con esta libertad, hay que escoger cual fijar para poder resolver el sistema.

Fijando la variable μ_2^2 y resolviendo para $\lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$ obtenemos:

$$\lambda_4 = -\frac{2m_c^2 + m_i^2 - m_r^2}{v_h^2} \qquad (6.13)$$

$$\lambda_3 = \frac{2(m_c^2 - \mu_2^2)}{v_h^2} \qquad (6.14)$$

$$\lambda_5 = -\frac{m_i^2 - m_r^2}{v_h^2} \qquad (6.15)$$

donde m_c, m_i, m_r, μ_2 son las masas de los subcampos contenidos en los dobletes Higgs y Eta. Sin embargo podemos hacer el proceso inverso, calcular las masas a partir de valores de los acoplamientos que respeten el **límite perturbativo**, utilizando MATHEMATICA se obtiene:

$$m_r^2 = \frac{v_h^2 (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)}{2} + \mu_2^2 \qquad (6.16)$$

$$m_i^2 = \frac{v_h^2 (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5)}{2} + \mu_2^2 \qquad (6.17)$$

$$m_c^2 = \frac{v_h^2 \lambda_3 + 2\mu_2^2}{2} \qquad (6.18)$$

Teniendo así expresiones para las masas en función de los acoplamientos λ_3, λ_4 y λ_5 , que corresponden a las segundas derivadas del potencial respecto a los distintos subcampos vistas anteriormente.

6.1. Copositividad

La copositividad es un concepto matemático que garantiza al potencial de Higgs en nuestro caso, que esté acotado por abajo, es decir que en ningún punto diverge a infinito negativo

[20]. Ya que cierta parte del potencial escalar contiene términos de orden 4 de acoplamiento, estos juegan un rol crucial en la estabilidad en el vacío de dicho potencial[21]. Se priorizan los elementos de orden 4 ya que estos determinan el comportamiento del potencial, por sobre elementos de menor orden. En nuestro potencial las condiciones de acotado por abajo están dadas por:

$$\lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \geq 0 \quad (6.19)$$

$$\lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \geq 0 \quad (6.20)$$

Donde $\lambda_1 \geq 0$ y $\lambda_2 \geq 0$; además se impuso el llamado límite perturbativo para delimitar este régimen en la teoría, este límite está dado para que el valor de las constantes de acoplamiento en valor absoluto: $|\lambda_2|, |\lambda_3|, |\lambda_4|, |\lambda_5|$, no pueda exceder $\sqrt{4\pi}$. Este límite describe el rango en el cual los acoplamientos pueden tratarse matemáticamente usando teoría de perturbaciones en series de potencia, donde los diagramas de Feynmann que dominan son los con menor cantidad de vértices. Con todo lo anterior impuesto se asegura la estabilidad en el vacío del potencial de Higgs.

6.2. Cálculo de las constantes de Acoplamiento

Con la ayuda de PYTHON, se hace el cálculo de $\lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$; imprimiendo valores aleatorios para las masas de los campos m_r, m_i, m_c, μ_2 , que no excedan una masa máxima (en el caso de los cargados tienen una masa mínima cargada). Para la constante λ_2 esta no debe exceder el límite perturbativo previamente impuesto. Mientras que el valor de expectación del Higgs en el vacío está fijo. La distribución de los valores aleatorios para las masas debe estar en escala logarítmica, para ello se toma la diferencia entre el logaritmo natural de los intervalos, multiplicandola por el número aleatorio para finalmente sumarle el logaritmo de el intervalo inferior. Con esto se le saca el exponencial al output para así obtener una distribución logarítmica de los datos. A continuación hay que analizar que puntos son buenos, para ello se llama a las condiciones de copositividad (6.19) y (6.20) y a las condiciones de límite perturbativo:

$$|\lambda_5| \leq \sqrt{4\pi} \quad (6.21)$$

$$|\lambda_4| \leq \sqrt{4\pi} \quad (6.22)$$

$$|\lambda_3| \leq \sqrt{4\pi} \quad (6.23)$$

$$|\lambda_2| \leq \sqrt{4\pi} \quad (6.24)$$

Por lo que (6.19), (6.20), (6.21), (6.22), (6.23) y (6.24) deben cumplirse y sirven como filtro para tener valores de nuestro interés en las constantes de acoplamiento.

6.3. Cálculo de las Masas

Se puede hacer el proceso inverso al de la subsección anterior calculando las masas a partir de las segundas derivadas del potencial respecto a los subcampos del potencial usando

PYTHON, imprimiendo valores aleatorios de los acoplamientos que respeten los **límites perturbativos** y **relaciones de copositividad** para poder tener el potencial acotado por debajo, además que no nos pueden quedar masas negativas, sino no tendría sentido físico. Se agregan las condiciones al momento de filtrar puntos:

$$m_r, m_i, m_c > 0 \quad (6.25)$$

donde estas masas son las masas de la componente real e imaginaria de doblete η y la parte cargada.

Cabe mencionar que el método descrito en esta subsección fue el que se usó para obtener los resultados. Con esto en consideración podemos pasar a explicar los acoplamientos de Yukawa.

6.4. Acoplamientos de Yukawa

Los acoplamientos de Yukawa para este modelo se calculan a través de la **Parametrización de Casas-Ibarra** [22], para más detalle ver Apéndice A.4, el cálculo fue realizado en Python y esos acoplamientos fueron guardados en un archivo `csv`, y así ver en detalle el método efectuado. En simples palabras el resultado general producido por esta parametrización es:

$$y = \begin{pmatrix} y_{R1e} + iy_{I1e} & y_{R1\mu} + iy_{I1\mu} & y_{R1\tau} + iy_{I1\tau} \\ y_{R2e} + iy_{I2e} & y_{R2\mu} + iy_{I2\mu} & y_{R2\tau} + iy_{I2\tau} \\ y_{R3e} + iy_{I3e} & y_{R3\mu} + iy_{I3\mu} & y_{R3\tau} + iy_{I3\tau} \end{pmatrix} \quad (6.26)$$

Se observa que son combinaciones complejas para cada acoplamiento según a la generación a la que pertenecen, para nuestro estudio queremos obtener solo los valores de cada parte, real e imaginaria sin incluir la unidad imaginaria. Esto reproduciría los valores de las masas de los neutrinos levemente masivos introducidos como parámetro en el código, donde estos neutrinos y sus masas se manifestarían en la matriz de masas dada por la ecuación (A.5) en el apéndice A.4.

En física de partículas y teoría cuántica de campos, la matriz de Yukawa aparece en el contexto de las interacciones fermiónicas (como los quarks y los leptones) con el campo de Higgs en el lagrangiano de Yukawa. La forma general del término de Yukawa en el lagrangiano para una teoría de fermiones con el campo de Higgs es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & - \sum_{i,j} \left(y_{ij}^u \bar{q}_{Li} u_{Rj} H + y_{ij}^d \bar{q}_{Li} d_{Rj} \tilde{H} \right. \\ & \left. + y_{ij}^e \bar{\ell}_{Li} e_{Rj} \tilde{H}^\dagger + \text{h.c.} \right) \end{aligned} \quad (6.27)$$

donde:

- q_{Li} son los dobletes de quarks izquierdos,
- u_{Rj}, d_{Rj} son los singletes de quarks derechos,
- ℓ_{Li} son los dobletes de leptones izquierdos,

- e_{Rj} son los singletes de leptones derechos,
- H es el campo de Higgs,
- $\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$ y $\tilde{H}^\dagger = -i\sigma_2 H$ son las conjugadas del campo de Higgs, necesarias para preservar la invariancia de gauge.

Los coeficientes y_{ij}^u , y_{ij}^d , y y_{ij}^e son las matrices de acoplamiento de Yukawa para los quarks arriba (up), quarks abajo (down), y leptones respectivamente. Estas matrices de acoplamiento son esenciales para definir las masas de los fermiones después de la ruptura espontánea de simetría del campo de Higgs.

Capítulo 7

Resultados

En este capítulo se muestra como se obtienen resultados en abundancia fósil, secciones eficaces promediadas y para canales de aniquilación en específico, además de **Branching Ratios**, para comparar la estadística de cada proceso.

7.1. LANHEP y MICROMEGAS

Para la obtención de resultados de materia oscura, se usaron los software LANHEP y MICROMEGAS. LANHEP sirve para calcular las reglas de Feynmann donde previamente se le impone un modelo con un lagrangiano y en el caso de estos modelos, extensiones en el sector escalar; como output salen archivos en formato `-.mdl-`, los cuales nos muestran, las partículas involucradas en el proceso, su espín, los términos de lagrangiano. Para poder usar el MICROMEGAS, se requiere darle como archivo inicial un `"data-test.csv"`, que se genera a través de PYTHON, con todas las restricciones a los parámetros impuestas en los modelos, este archivo MICROMEGAS los lee y compila gracias a un script arrojándonos así por mencionar algunos outputs; la densidad de materia oscura $\Omega_{DM}h^2$, detección indirecta, directa, como también la sección eficaz de aniquilación en sí misma $\langle\sigma v\rangle$ y el **Branching Ratio** dado por $B_i = \frac{\langle\sigma v\rangle_i}{\langle\sigma v\rangle_{tot}}$, representando la probabilidad de cierto proceso en relación a la totalidad de procesos. También cabe mencionar que el programa asume la existencia y mantención de la "simetría oscura" Z_2 , asegurando la estabilidad de la MO post rompimiento de la simetría electrodébil.

7.1.1. Espacio de parámetros y candidatos

Los resultados obtenidos para el modelo se basan en el siguiente espacio y fijación de parámetros donde algunos de estos se obtienen de [23], teniendo así parámetros de entrada generales los cuales a medida que se van haciendo simulaciones se van acotando para cada candidato a materia oscura con el propósito de optimizar esta búsqueda:

Cuadro 7.1: **Parámetros de entrada generales**

Parámetro	Valor Fijo o Rango
λ_1	$125^2/v_h^2$
λ_2	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_3	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_4	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_5	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
Masa cuadrada escalar η	$[10^{-6}, 5 \times 10^3] \text{ GeV}$
$\sin^2(\theta_{12})$	$[0.286, 0.352]$
$\sin^2(\theta_{23})$	$[0.505, 0.596]$
$\sin^2(\theta_{13})$	$[0.02081, 0.02349]$
m_{N1}	$[1, 10000] \text{ GeV}$
δ_ν	$[0, 93\pi, 1, 80\pi]$
$m_{\nu1}$	$0,01 \times 10^{-12} \text{ GeV}$
$m_{\nu2}$	$0,02 \times 10^{-10} \text{ GeV}$
$m_{\nu3}$	$0,03 \times 10^{-9} \text{ GeV}$
v_h	246 GeV
Límite Perturbativo	$\sqrt{4\pi}$

donde no se incluyen en la tabla los otros 2 fermiones pesados m_{N2} y m_{N3} , ya que sus valores dependen de m_{N1} , es decir, la masa del primer fermión pesado tiene que ser siempre menor a los otros dos, así restringiendo para el caso donde uno de los fermiones que se agregan al modelo estandar es el candidato a materia oscura; esto también se preserva en el scan cuando los candidatos son m_I o m_R , sin embargo el candidato a materia oscura para los distintos scans siempre será el de menor masa a la hora de hacer los calculos (también menores a la masa del cargado m_c , aunque siempre se asume así a pesar de este ultimo no ser candidato a materia oscura). En resumidas cuentas el candidato a materia oscura podemos tomarlo como **Fermión Oscuro** m_{N1} , como **Materia oscura escalar** m_R ó m_I .

Estos rangos de los parámetros están sujetos a cambios según el candidato para materia oscura, ya que se separará en 3 casos donde cada uno explicaría la totalidad de la abundancia fósil, con estos cambios se optimiza la búsqueda de puntos de materia oscura en el scan de parámetros.

También hay que tener en consideración el **como se excluyen los puntos que no son materia oscura**, dentro de un rango de desviación de los datos de 5σ para la abundancia fósil $\Omega_{DM}h^2$ según las mediciones de Planck (5.13), se considera materia oscura, fuera de esta estadística, se excluye. Existe un parámetro $\xi = \Omega_{Cand}/\Omega_{Planck}$ el cuál se puede usar como factor de peso para las secciones eficaces ya que este parámetro es la **Abundancia relativa** a las mediciones del satélite Planck [15] y en el modelo propuesto para los candidatos se considera $\xi = 1$ ya que cada candidato por cada caso explicaría la totalidad de la materia oscura.

7.1.2. Materia Oscura escalar Real

En el caso de materia oscura escalar donde la componente es la real:

$$m_R < m_{N1}, m_I, m_e, m_{N2,N3} \quad (7.1)$$

donde los rangos modificados respecto a la tabla de valores y rangos generales permitidos por el modelo se observan en la tabla 7.2, esta tabla muestra al igual que en la del caso escalar imaginario el espacio donde se hace la exploración para puntos de abundancia fósil aceptables para la estadística de dispersión de 5σ alrededor de la medición del satélite Planck [15], involucrando parámetros ya abordados en este trabajo, como las fases de Dirac, Majorana, ángulos de mezcla, constantes de acoplamiento y masas.

El espacio de parámetros está modificado respecto a la tabla de valores de entrada generales 7.1, para una óptima búsqueda de: abundancia fósil, secciones eficaces de aniquilación, canales de aniquilación de la materia oscura en diversos productos del modelo Estandar , *branching ratios* y como se comporta la abundancia fósil en relación con la sección eficaz de aniquilación promediada.

Cuadro 7.2: **Parámetros de entrada caso escalar real**

Parámetro	Valor Fijo o Rango
λ_1	$125^2/v_h^2$
λ_2	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_3	$[10^{-1}, 1]$
λ_4	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_5	$[10^{-3}, 1]$
Masa cuadrada escalar η	$[10^{-6}, 5 \times 10^3] \text{ GeV}$
$\sin^2(\theta_{12})$	$[0.286, 0.352]$
$\sin^2(\theta_{23})$	$[0.505, 0.596]$
$\sin^2(\theta_{13})$	$[0.02081, 0.02349]$
m_{N1}	$[1, 5000] \text{ GeV}$
δ_ν	$[0, 93\pi, 1, 80\pi]$
$m_{\nu1}$	$0,01 \times 10^{-12} \text{ GeV}$
$m_{\nu2}$	$0,02 \times 10^{-10} \text{ GeV}$
$m_{\nu3}$	$0,03 \times 10^{-9} \text{ GeV}$
v_h	246 GeV
Límite Perturbativo	$\sqrt{4\pi}$

Estos parámetros determinados por mediciones y mejores *fits* gracias a experimentos [22] hacen posible una exploración de parámetros lo mas eficiente posible de acuerdo al contexto en el cual se hizo este trabajo.

Obteniendo los siguientes resultados:

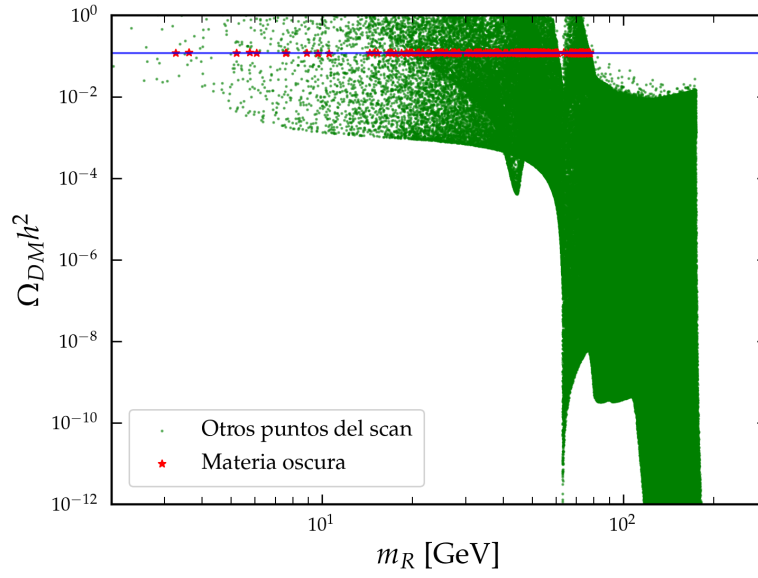


Figura 7.1: Abundancia Fósil de materia oscura $\Omega_{DM} h^2$ versus la masa del escalar real m_R .

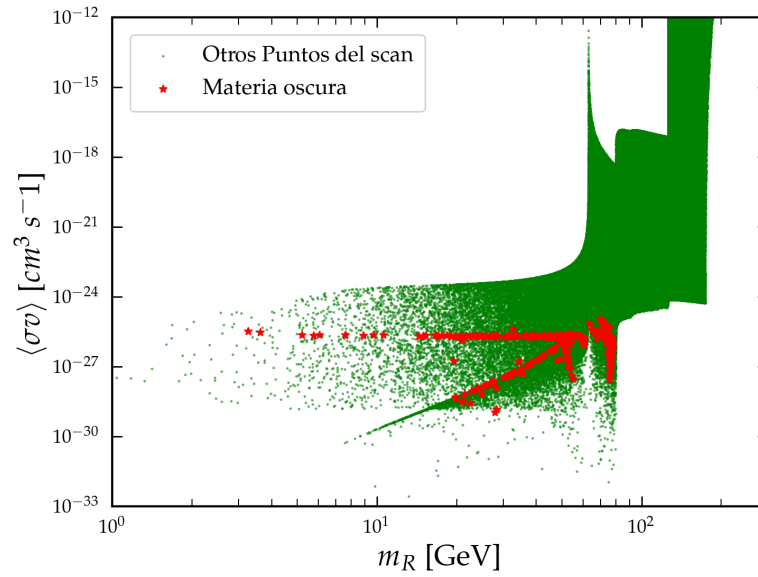


Figura 7.2: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en si misma $\langle\sigma v\rangle$ versus la masa del escalar real m_R .

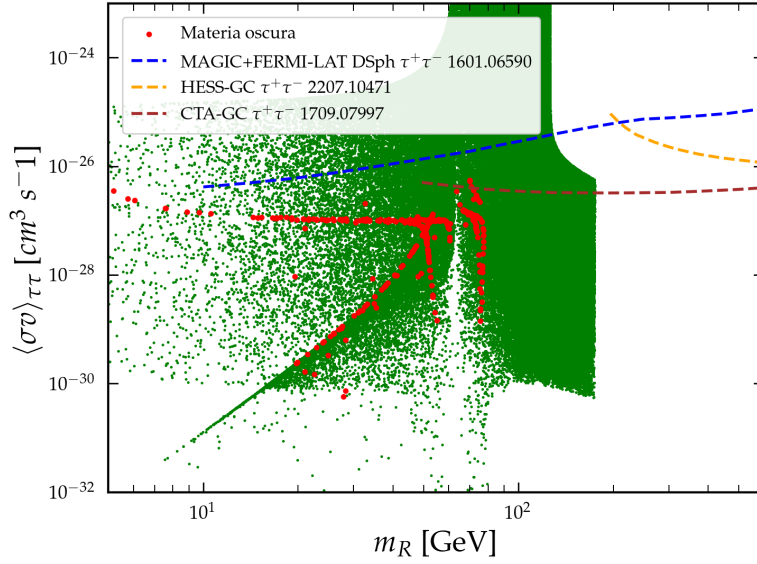


Figura 7.3: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $\tau^+\tau^-$ en función de la masa m_R .

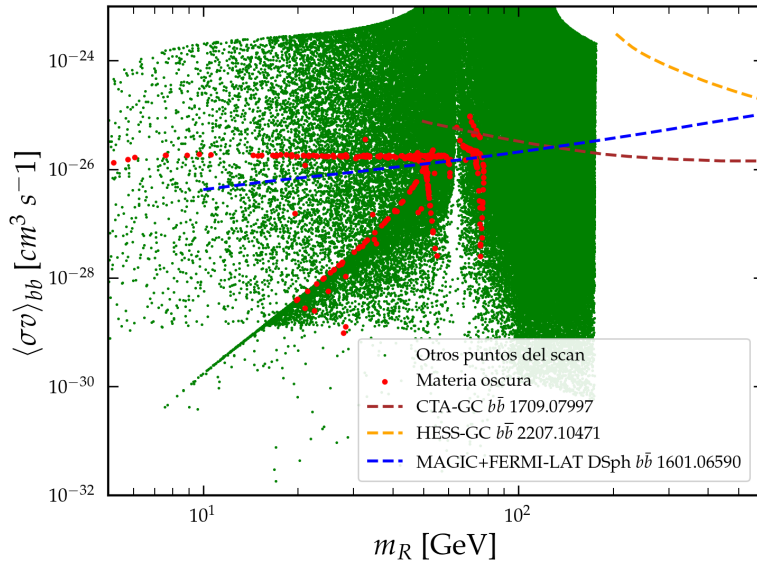


Figura 7.4: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $b\bar{b}$ en función de la masa m_R .

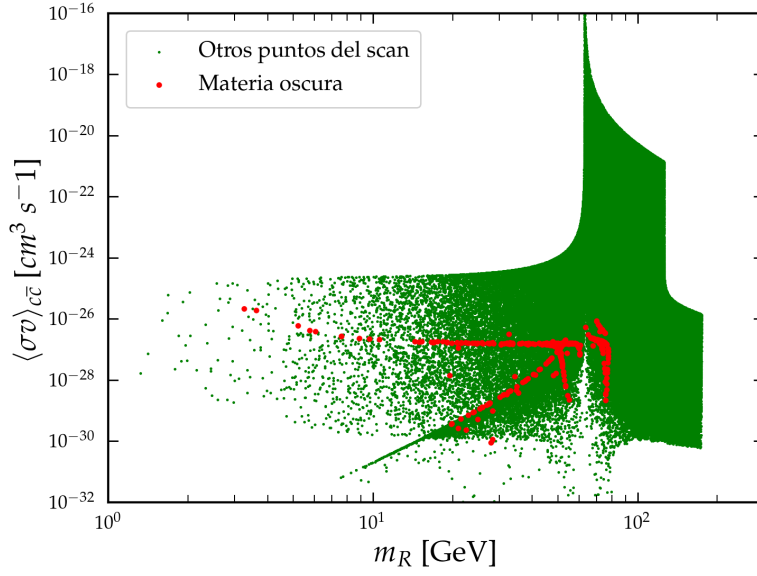


Figura 7.5: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $c\bar{c}$ en función de la masa m_R .

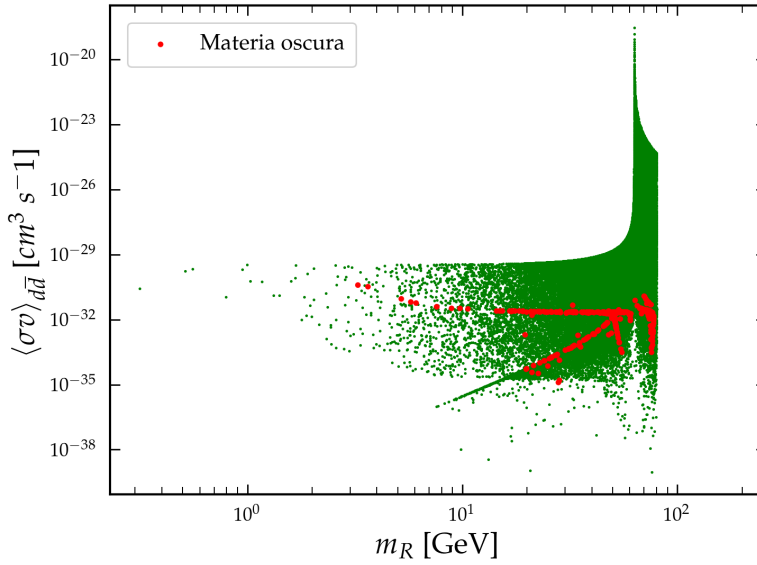


Figura 7.6: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $d\bar{d}$ en función de la masa m_R .

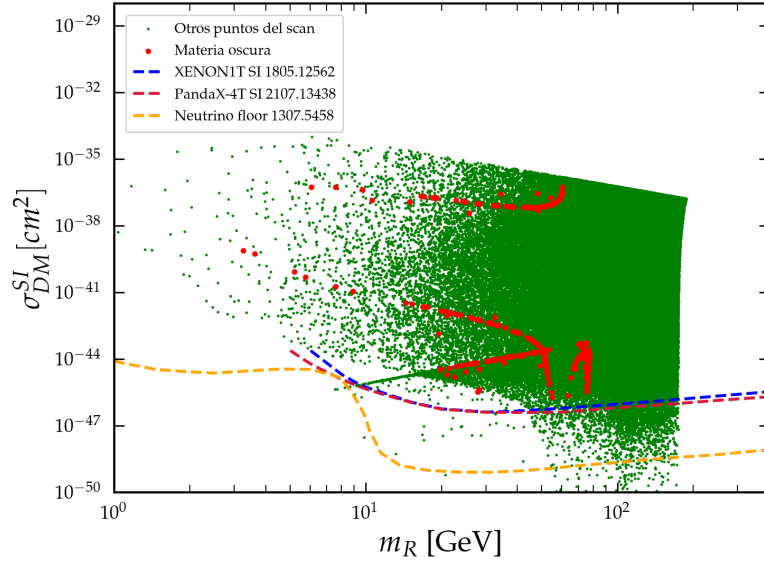


Figura 7.7: Sección eficaz independiente del spin para detección directa en interacciones con nucleones, en función de la masa del escalar real m_R .

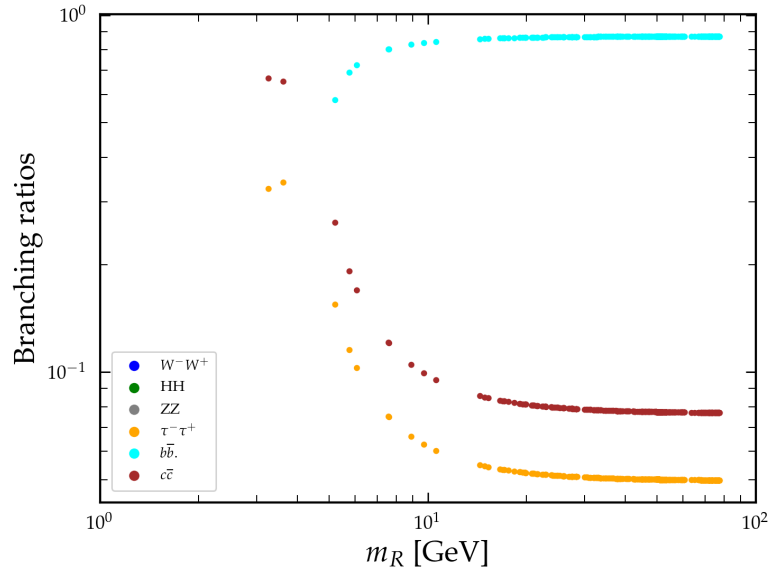


Figura 7.8: Branching Ratio B_i en función de la masa del escalar real m_R .

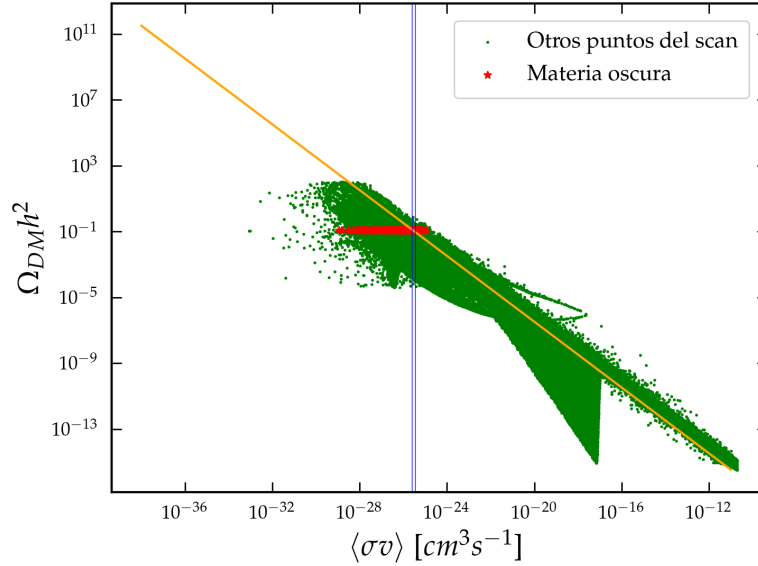


Figura 7.9: Abundancia fósil en función de la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en si misma.

7.1.3. Materia Oscura escalar Imaginario

En el caso de materia oscura escalar donde la componente es la imaginaria:

$$m_I < m_{N1}, m_R, m_c, m_{N2, N3} \quad (7.2)$$

donde los rangos modificados respecto a la tabla de valores y rangos generales permitidos por el modelo se observan en la tabla 7.3, esta tabla muestra al igual que en la del caso escalar real el espacio donde se hace la exploración para puntos de abundancia fósil aceptables para la estadística de dispersión de 5σ alrededor de la medición del satélite Planck [15], involucrando parámetros ya abordados en este trabajo, como las fases de Dirac, Majorana, ángulos de mezcla, constantes de acoplamiento y masas.

Los resultados a continuación son análogos y prácticamente iguales que los del escalar real, el espacio de parámetros para la búsqueda de abundancia fósil es el mismo, es decir los cambios respecto a la tabla de valores de entrada generales 7.1 es exactamente la misma, estos resultados involucran abundancia fósil, secciones eficaces de aniquilación, canales de aniquilación de la materia oscura, *branching ratios* y como se comporta la abundancia fósil en relación con la sección eficaz de aniquilación promediada.

Cuadro 7.3: **Parámetros de entrada caso escalar imaginario**

Parámetro	Valor Fijo o Rango
λ_1	$125^2/v_h^2$
λ_2	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_3	$[10^{-1}, 1]$
λ_4	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_5	$[10^{-3}, 1]$
Masa cuadrada escalar η	$[10^{-6}, 5 \times 10^3] \text{ GeV}$
$\sin^2(\theta_{12})$	$[0.286, 0.352]$
$\sin^2(\theta_{23})$	$[0.505, 0.596]$
$\sin^2(\theta_{13})$	$[0.02081, 0.02349]$
m_{N1}	$[1, 5000] \text{ GeV}$
δ_ν	$[0, 93\pi, 1, 80\pi]$
$m_{\nu 1}$	$0,01 \times 10^{-12} \text{ GeV}$
$m_{\nu 2}$	$0,02 \times 10^{-10} \text{ GeV}$
$m_{\nu 3}$	$0,03 \times 10^{-9} \text{ GeV}$
v_h	246 GeV
Límite Perturbativo	$\sqrt{4\pi}$

Obteniendo los siguientes resultados:

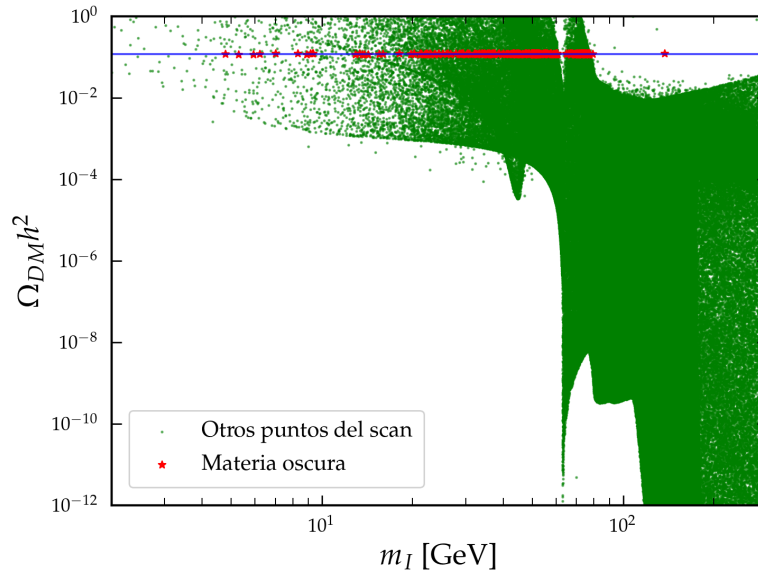


Figura 7.10: Abundancia Fósil de materia oscura $\Omega_{DM} h^2$ versus la masa del escalar imaginario m_I .

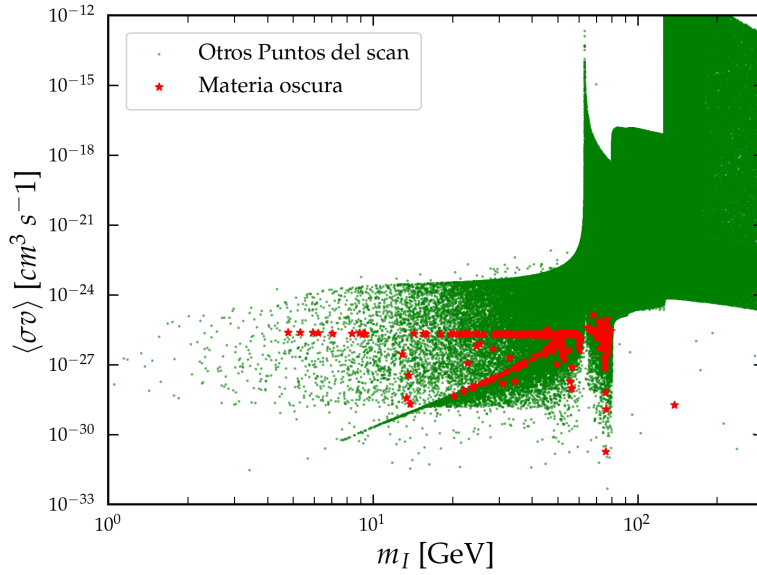


Figura 7.11: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en si misma $\langle\sigma v\rangle$ versus la masa del escalar imaginario m_I .

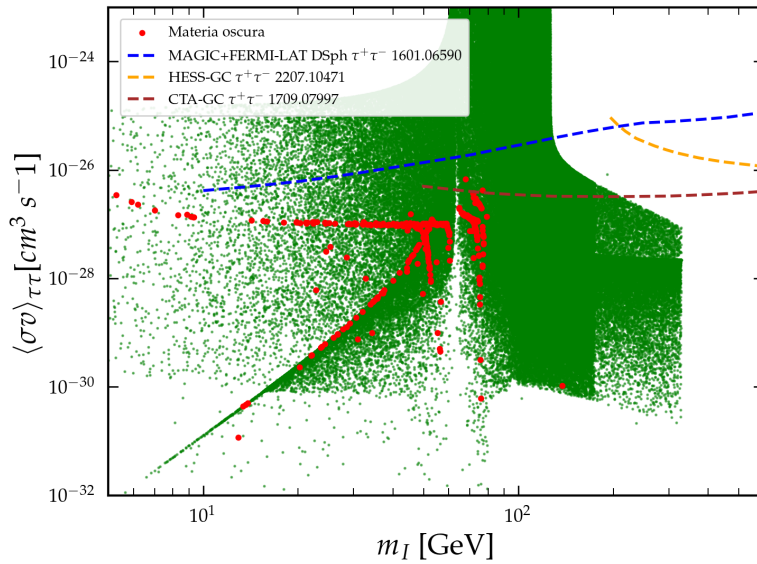


Figura 7.12: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar imaginario en un par $\tau^+\tau^-$ en función de la masa m_I .

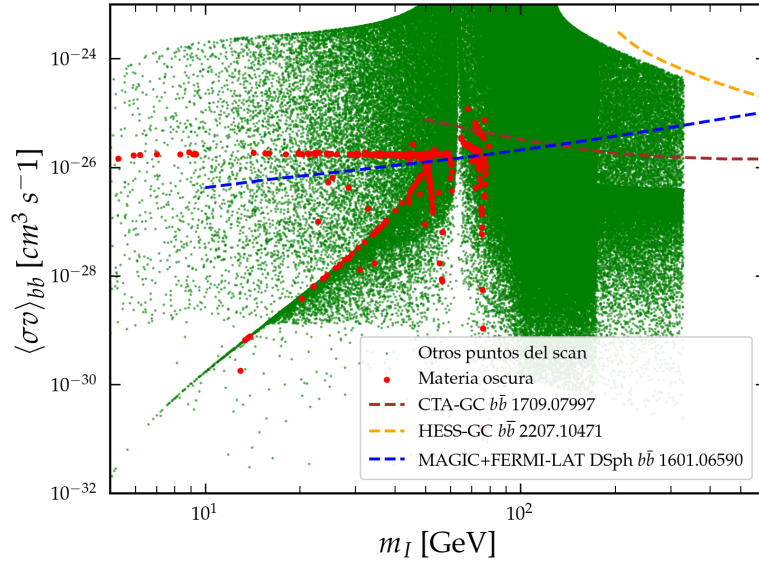


Figura 7.13: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar imaginario en un par $b\bar{b}$ en función de la masa m_I .

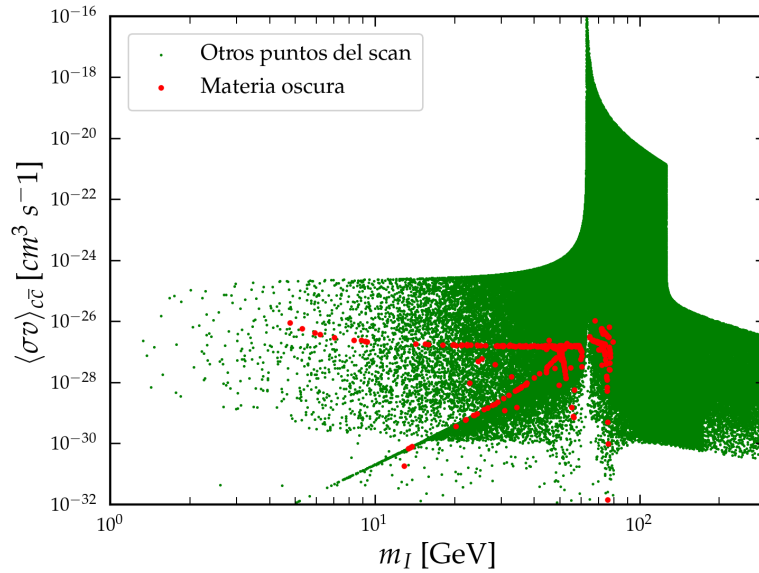


Figura 7.14: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $c\bar{c}$ en función de la masa m_I .

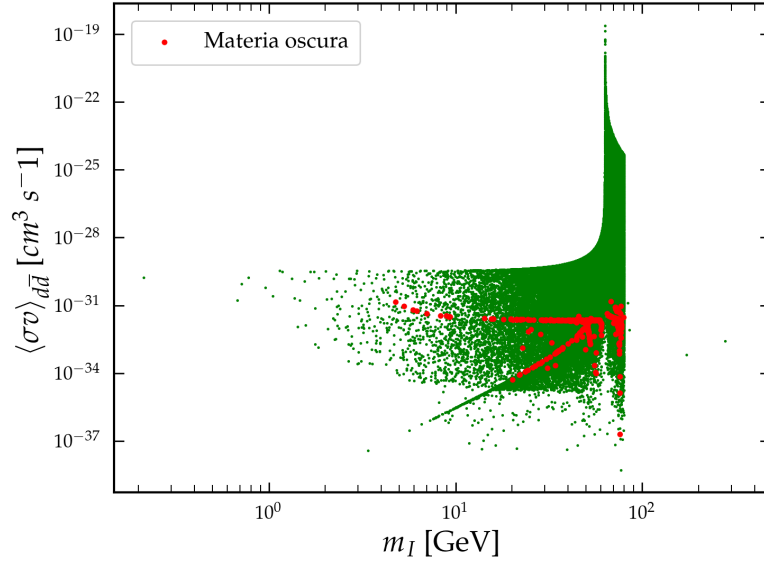


Figura 7.15: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar real en un par $d\bar{d}$ en función de la masa m_I .

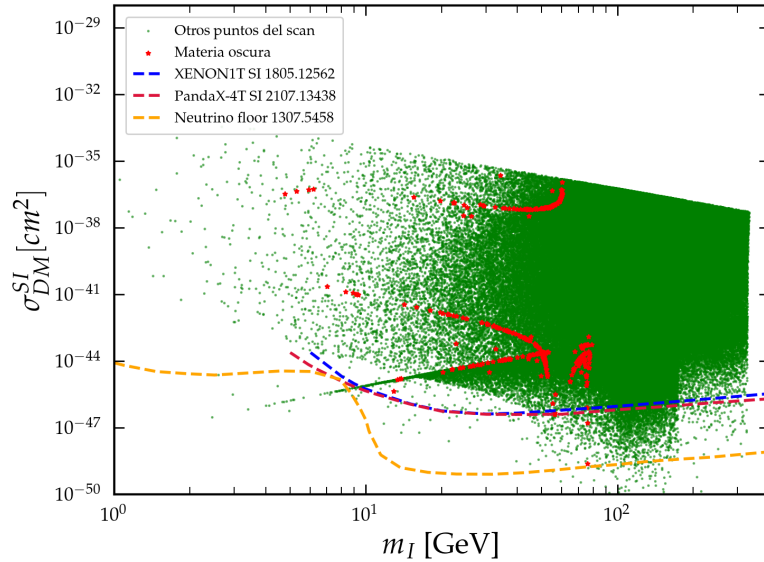


Figura 7.16: Sección eficaz independiente del spin para detección directa en interacciones con nucleones, en función de la masa del escalar imaginario m_I .

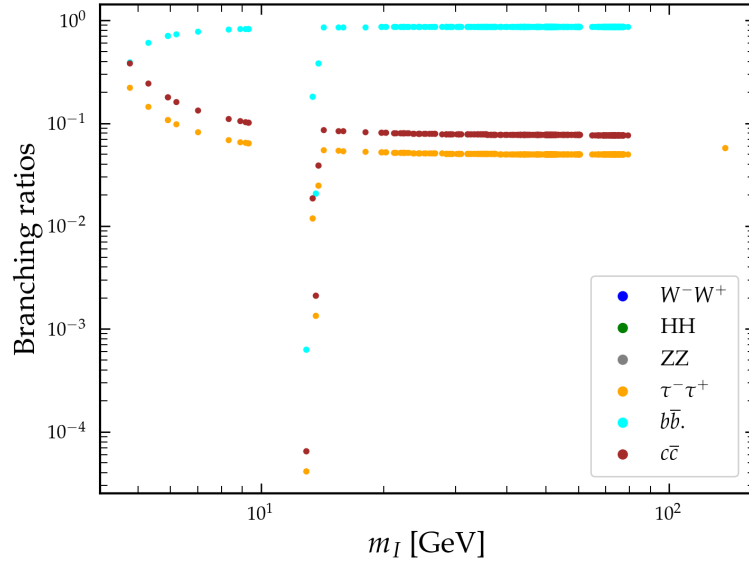


Figura 7.17: Branching Ratio B_i en función de la masa del escalar imaginario m_I .

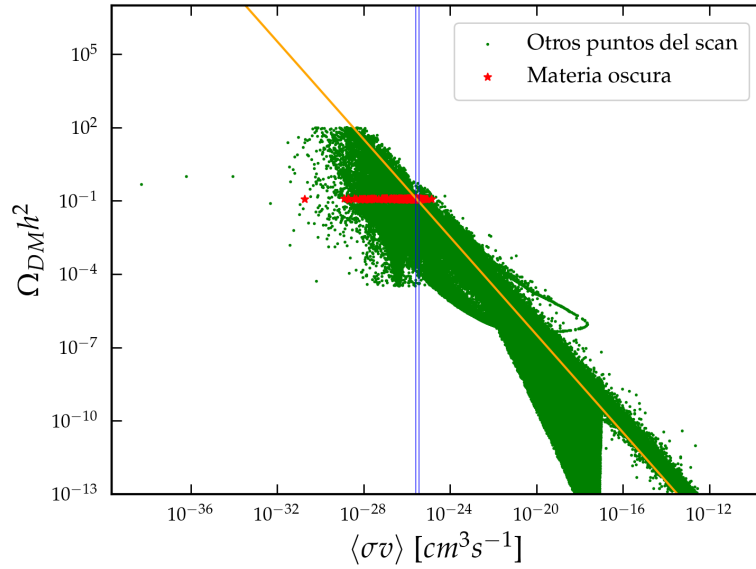


Figura 7.18: Abundancia fósil en función de la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura escalar imaginaria en si misma.

7.1.4. Materia Oscura Fermiónica

En el caso de materia oscura fermiónica se tiene que cumplir que:

$$m_{N1} < m_R, m_I, m_e, m_{N2, N3} \quad (7.3)$$

donde los rangos modificados respecto a la tabla de valores y rangos generales permitidos por el modelo son:

Cuadro 7.4: **Parámetros de entrada para caso Fermiónico**

Parámetro	Valor Fijo o Rango
λ_1	$125^2/v_h^2$
λ_2	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_3	$[10^{-1}, 1]$
λ_4	$[10^{-6}, \sqrt{4\pi}]$
λ_5	$[10^{-6}, 10^{-3}]$
Masa cuadrada escalar η	$[10^{-6}, 5 \times 10^3] \text{ GeV}$
$\text{sen}^2(\theta_{12})$	$[0.286, 0.352]$
$\text{sen}^2(\theta_{23})$	$[0.505, 0.596]$
$\text{sen}^2(\theta_{13})$	$[0.02081, 0.02349]$
m_{N1}	$[1, 5000] \text{ GeV}$
δ_ν	$[0, 93\pi, 1, 80\pi]$
$m_{\nu1}$	$0,01 \times 10^{-12} \text{ GeV}$
$m_{\nu2}$	$0,02 \times 10^{-10} \text{ GeV}$
$m_{\nu3}$	$0,03 \times 10^{-9} \text{ GeV}$
v_h	246 GeV
Límite Perturbativo	$\sqrt{4\pi}$

a diferencia del espacio de parámetros de los candidatos escalares, hay que tener en consideración que se busca la óptima búsqueda de puntos de abundancia fósil, esto quiere decir que los parámetros de entrada van a cambiar según el caso respecto a los parámetros de entrada generales de la tabla 7.1, en el caso fermiónico como se mencionó, difiere levemente en los rangos de acoplamientos, esto permite reducir el tiempo de búsqueda significativamente.

Los gráficos obtenidos para este candidato involucran al igual que los casos escalares, abundancia fósil, secciones eficaces promediadas, *branching ratios* y una comparación de como se comporta la abundancia fósil en función de la sección eficaz de aniquilación, para este candidato no hay detección directa, es decir no hay interacción con nucleones.

Obteniendo los siguientes resultados:

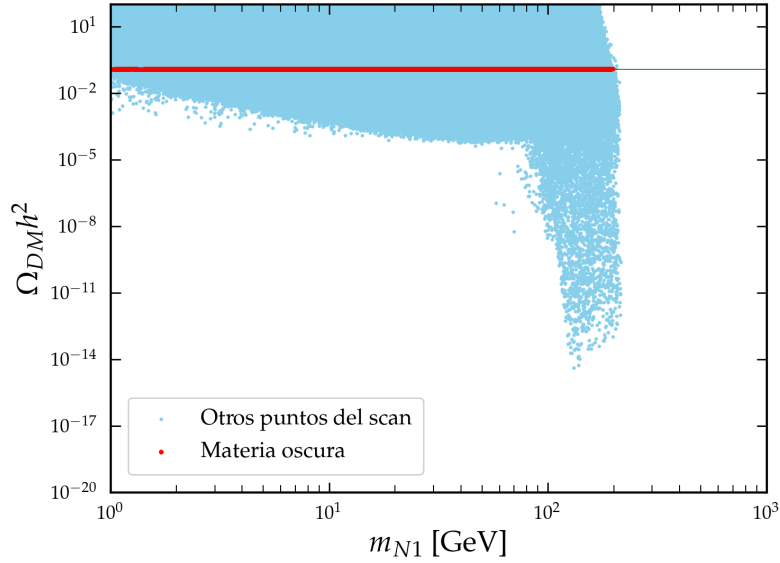


Figura 7.19: Abundancia fósil de materia oscura $\Omega_{DM} h^2$ en función de la masa del Fermión mas ligero m_{N1} .

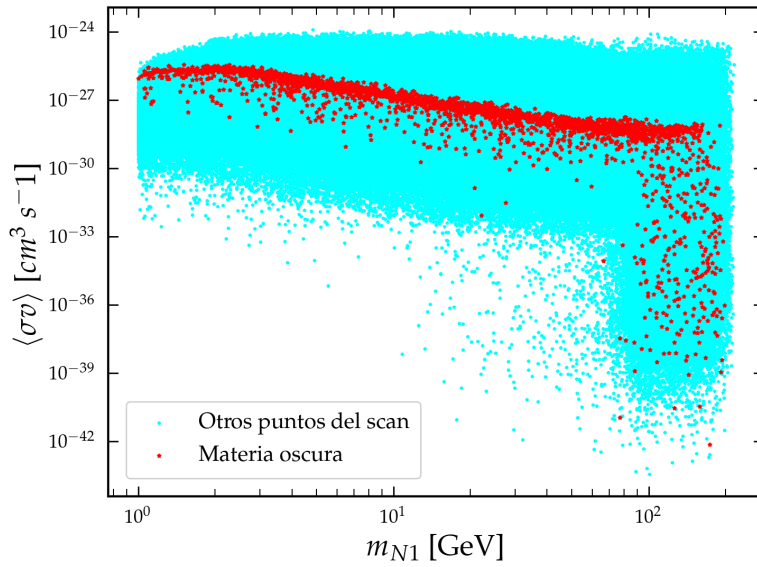


Figura 7.20: Sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en si misma $\langle\sigma v\rangle$ en función de la masa del Fermión mas ligero m_{N1} .

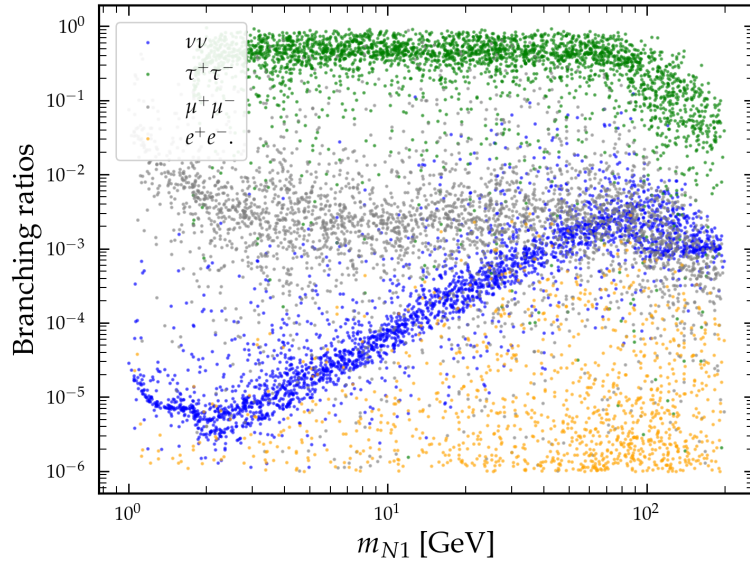


Figura 7.21: Branching Ratios de distintos canales en función de la masa del Fermión mas ligero m_{N1} .

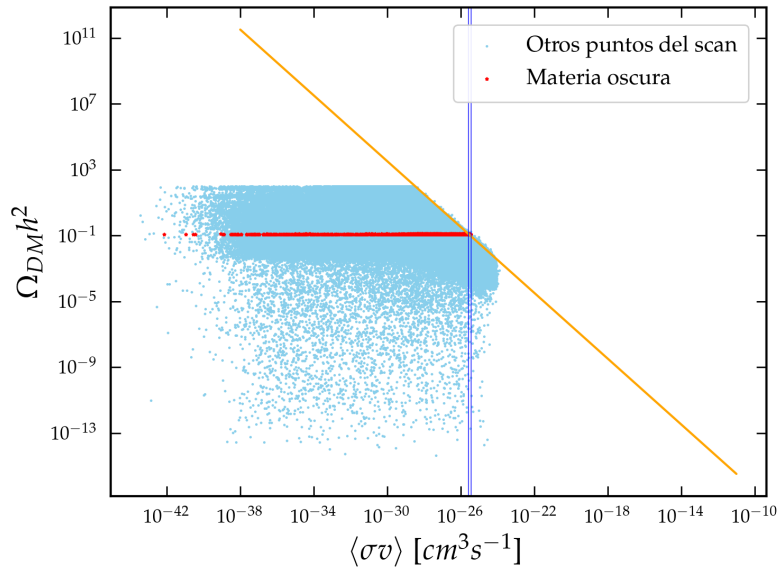


Figura 7.22: Abundancia fósil de materia oscura $\Omega_{DM} h^2$ en función de la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura fermiónica en si misma $\langle\sigma v\rangle$.

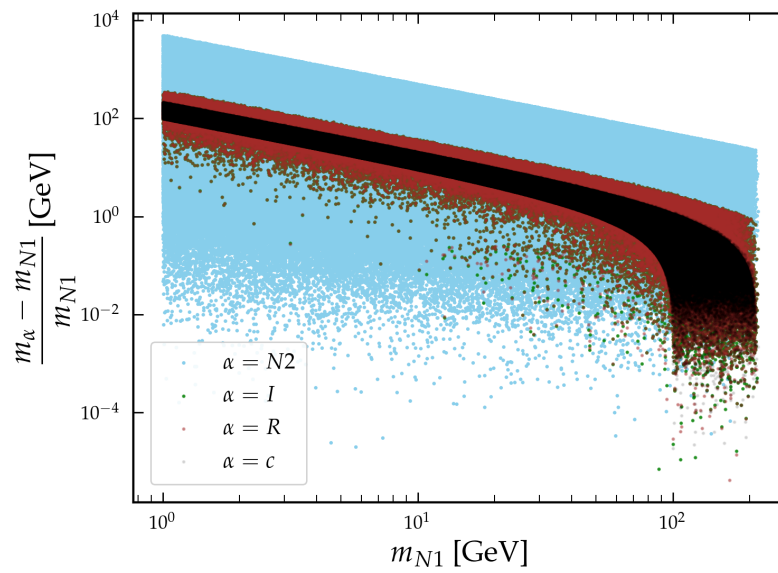


Figura 7.23: Diferencia de masas entre cada especie y N_1 en función de la masa m_{N1} .

Capítulo 8

Análisis de los resultados

En este capítulo se analizan los resultados obtenidos en el apartado anterior para los candidatos escalares y el candidato Fermiónico.

8.1. Análisis candidatos escalares

Para todos los gráficos de abundancia fósil en función de la masa, es decir, las figuras [7.1](#), [7.10](#) y [7.19](#) los puntos rojos son puntos de abundancia fósil efectiva encerrados en 2 líneas horizontales con dispersión de 5σ respecto a la medición del satélite Planck [\[15\]](#). De los resultados de los casos escalares se puede rescatar información importante. Se observa que en la figura [\[7.1\]](#) y la figura [\[7.2\]](#) existe una correlación, las zonas en los rangos de masas del escalar real en las que la abundancia fósil disminuye implica que las secciones eficaces de aniquilación aumentan en ese mismo rango de masas, aproximadamente en los 60 – 70 GeV se observa una caída significativa de la abundancia de materia oscura implicando un aumento de aniquilaciones en ese mismo rango de masas. La **detección indirecta** es óptima cuando los mensajeros son los rayos gamma ya que permanecen prácticamente inalterados durante su trayecto. Estos rayos gamma vendrían dados por las aniquilaciones/decaimientos de los productos de la aniquilación de la materia oscura. Los analizados en el caso de la materia oscura escalar real son los pares $b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$ y $d\bar{d}$.

En las figuras [\[7.3\]](#) y [\[7.4\]](#) se observan como puntos de materia oscura bajo las curvas de exclusión dadas por el telescopio Fermi Large Area Telescope (LAT)[\[18\]](#), H.E.S.S [\[24\]](#) y CTA [\[25\]](#) efectivamente se aniquilan en los pares anteriormente mencionados, sin embargo no se puede afirmar que la materia oscura escalar real de este modelo se aniquile en un par de bosones W^+W^- , ya que el rango de masas que cubre no excede la masa necesaria para que este evento tenga alguna relevancia, sin embargo se espera que en masas mas altas esto si ocurra [\[26\]](#). Cabe notar también que los puntos de materia oscura (puntos rojos) de la figura [\[7.4\]](#) su sección eficaz de aniquilación se acopla mejor a la cifra dada de $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3\text{s}^{-1}$ para masas bajas, esto podría indicar que es mas probable que si se detectan rayos gamma provenientes de un par $b\bar{b}$, estos sean de la materia oscura buscada, pero la curva de exclusión del (LAT) [\[18\]](#) restringe esta posibilidad.

En el caso de la materia oscura escalar imaginaria m_I , el comportamiento es extremadamente similar al caso real, se pueden notar algunas pequeñas diferencias en los resultados, pero esta-

rian practicamente en su totalidad dadas por el método del scan de parámetros, un Montecarlo.

En el caso de la **detección directa** hay que tener en cuenta la interacción de la materia oscura con nucleones, donde se observa en las figuras [7.7] y [7.16], las secciones eficaces de interacción de materia oscura con nucleones en función de las masas de los escalares, estas interacciones están mediadas principalmente por el bosón Z y el Higgs donde estos últimos interactúan con los quarks de los núcleos atómicos. Sin embargo hay que tener presente los experimentos ya hechos para este metodo de detección como el XENON1T [17] o el PANDAX-4T [27] los cuales se encargan de buscar la señal de la materia oscura. Por otro lado la línea del Neutrino Floor [28] analiza como el background de neutrinos puede afectar la capacidad de detección de WIMPS en experimentos de detección directa usando neutrinos solares, que pueden imitar perfectamente las señales de WIMPS. Para WIMPS de aproximadamente 6 GeV y secciones transversales de $\sim 5 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ los neutrinos inducen una tasa de eventos similar. Para WIMPs de aproximadamente 100 GeV y secciones transversales del orden de $\sim 10^{-48} \text{ cm}^2$, producen una tasa de eventos comparable. Se deduce con esto que se pierde sensibilidad a WIMPS ligeros y pesados debajo de 10^{-45} cm^2 y 10^{-49} cm^2 , respectivamente. Con esto en consideración los puntos de materia oscura válidos en la escala de Planck podrían ser detectados por experimentos sin estar por debajo del *Neutrino Floor* en sección eficaz.

También hay que tener en cuenta los **Branching Ratios**, describen como se aniquilan las partículas en un proceso en específico en relación a la totalidad de procesos:

$$B_i = \frac{\langle \sigma v \rangle_i}{\langle \sigma v \rangle_{tot}} \quad (8.1)$$

En las figuras [7.8] y [7.17] se observa que tan probable es que ocurra un proceso respecto a todos los procesos considerados donde todos los puntos en el plot son solo de materia oscura que cumple con los datos del satélite Planck en una dispersión de 5σ [15], se observa en detalle que los puntos de materia oscura a medida que aumenta la masa en ambos casos predomina el canal que termina en un par $b\bar{b}$, mientras que los canales que llevan a pares $c\bar{c}$ y $\tau^+\tau^-$, se vuelven menos relevantes respecto a todos los procesos considerados. Se aprecia también la no existencia de puntos de materia oscura para los branching ratios de los otros 3 procesos ya que se requiere de mayor masa de los escalares para que estos canales se vuelvan relevantes [26], donde podemos observar un comportamiento que a primera vista parece anómalo en la figura [7.17] hay puntos de distintos procesos que no se alinean con los demás, esto se puede deber que hay otro proceso que su valor de Branching ratio se solapa con el de los procesos analizados. Cabe resaltar que esto es solo para puntos de materia oscura que cabe dentro de las restricciones impuestas en el modelo. Por otro lado, las figuras [7.9] y [7.18] muestran como cae la abundancia fósil $\Omega_{DM}h^2$ a medida que aumenta la sección eficaz de aniquilación promediada $\langle \sigma v \rangle$, esto reafirma lo que se dedujo comparando los gráficos que analizan abundancia fósil y sección eficaz de aniquilación versus las masas de los escalares, mostrando un comportamiento que decae de una manera aproximadamente como ley de potencia $\approx 1/\langle \sigma v \rangle$.

8.2. Análisis Candidato fermiónico

En las figuras 7.19 y 7.20 se observan la abundancia fósil y la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en si misma en función de la masa respectivamente; se aprecia que a medida que aumenta la masa del candidato fermiónico, $\Omega_{DM}h^2$ y $\langle\sigma v\rangle$ disminuyen, en específico ocurre un *drop* significativo en torno a los 80 GeV de masa del candidato, para estas cantidades. Esto ocurre por las llamadas **co-aniquilaciones**, esto es, cuando la diferencia de masas relativa $(m_\alpha - m_{N_1})/m_{N_1}$, es pequeña, la partícula α puede ocupar el rol de aniquilarse con el candidato fermiónico N_1 , esto provocado por una "migración" de la abundancia fósil de una partícula α post *Freeze-Out* donde ahora la abundancia fósil solo estaria determinada por N_1 ; ya que el gráfico 7.20 muestra la sección eficaz termalmente promediada para N_1 y se da a la baja por que la partícula α aumentó su sección eficaz (cabe mencionar que la partícula alpha puede ser por ejemplo η_R, η_I, N_2) o el cargado.

En la figura 7.23 se ilustra que las partículas con una diferencia de masa relativa pequeña respecto al candidato fermiónico que contribuyen a las coaniquilaciones son los escalares reales e imaginario η_R y η_I ademas del cargado m_c .

Por otro lado en la figura 7.21 se observan los *branching ratios* para la detección indirecta en los canales de aniquilación en $\nu\bar{\nu}, e^-e^+, \mu^+\mu^-$ y $\tau^+\tau^-$, donde el proceso de decaimiento en $\tau^+\tau^-$ domina en general en casi todo el espectro de masa explorado, pero disminuye en torno a los 100 GeV, los procesos que acaban en $\nu\bar{\nu}, e^-e^+$, se vuelven mas significativos a medida que aumenta la masa del candidato fermiónico, y el proceso de aniquilación que acaba en $\mu^+\mu^-$ domina mas que los 2 anteriores, aunque en general se observa un comportamiento estable en cuanto a probabilidad de ocurrencia.

Finalmente, en la figura 7.22, se observa una relación entre la abundancia fósil y la sección eficaz de aniquilación termalmente promediada del candidato fermiónico, que a diferencia de los candidatos escalares, la relación es distinta, ya que el factor de coaniquilación juega un rol importante al hacer que cuando disminuye la sección eficaz no aumente la abundancia fósil causado por lo que se explicó en los parrafos anteriores.

Capítulo 9

Conclusiones

En este trabajo se re-examinó el espacio de parámetros del modelo escotogénico extendido por un doblete escalar η y 3 Fermiones de Majorana N_i , donde de manera natural, los candidatos a materia oscura son mediadores en la generación pequeña de la masa de los neutrinos y la estabilidad de los candidatos es gracias a la simetría oscura Z_2 la cual es partícipe también en las masas de estos neutrinos y su origen radiativo. Se asumió la materia oscura como un WIMP en los 3 casos y se presentaron los debidos análisis numericos del scan del espacio de parámetros para los candidatos, presentando correlaciones entre la masa de los candidatos, la abundancia fósil y secciones eficaces de aniquilación (separadamente para cada candidato ya que se asume que en cada caso, cada candidato explica la materia oscura del universo en su totalidad, por lo que no se tomó en cuenta el factor de abundancia relativa $\xi = \Omega_{Cand}/\Omega_{Planck}$ para pesar las secciones eficaces.

Por otro lado se analizó los Branching Ratios, los cuales indican en una escala de 0 a 1 la probabilidad de ocurrencia de los procesos de los canales s de aniquilación de materia oscura en si misma. Y en última instancia la relación de como decae la materia oscura en relación al aumento de la sección eficaz de aniquilación en si misma. Y por último en el candidato Fermiónico en particular se muestra como las coaniquilaciones afectan la abundancia fósil y la sección eficaz termalmente promediada del candidato, se proyecta que si se restringe a una diferencia de masas relativa a N_1 mayor, se puede disminuir el efecto de la coaniquilación. Se puede decir que los candidatos escalares para el scan hecho en este trabajo son viables, sin embargo se necesita una exploración mas profunda en el espacio de las masas, lo mismo para el candidato fermiónico. Con ello se pueden encontrar puntos en las simulaciones que entren en un rango que no esté excluido por los experimentos.

Con todo esto en consideración se puede decir que los modelos escotogénicos prometen teóricamente una rica evidencia de como podria constituirse la materia oscura y explicar la generación de masas pequeñas de neutrinos de manera radiativa, sin embargo los experimentos tienen que corroborar la naturaleza y la misma existencia de la materia oscura.

Se espera poder hacer mas iteraciones en las zonas de mayor densidad de abundancia fósil en torno al best fit para una mejor estadística.

Apéndice A

Fórmulas y cantidades útiles

A.1. Matrices de Gell-Mann

Las matrices de Gell-Mann:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

A.2. Parametrizaciones campos Bosónicos

Las parametrizaciones usando el ángulo de mezcla débil para describir la teoría de Weinberg-Salam:

1. Campo de Gauge A (Fotón Electromagnético):

$$A^\mu = \sin \theta_W B^\mu + \cos \theta_W W_3^\mu \quad (\text{A.1})$$

2. Campo de Gauge Z (Bosón Z):

$$Z^\mu = \cos \theta_W W_3^\mu - \sin \theta_W B^\mu \quad (\text{A.2})$$

donde θ_W es el ángulo de Weinberg y las funciones trigonométricas usadas se pueden expresar con los acoplamientos g y g' tal como sigue:

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (\text{A.3})$$

$$\cos \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (\text{A.4})$$

con esto se facilitan los cálculos para encontrar las masas post rompimiento de la simetría electrodébil.

3. Campo de Gauge W (Bosones W^\pm): Los bosones W^\pm se expresan como combinaciones lineales de los campos W_1^μ y W_2^μ de la siguiente manera:

$$W^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \mp iW_2^\mu) \quad (\text{A.5})$$

A.3. Partículas del modelo estandar

Tablas con las partículas del modelo estandar:

Primera Generación		
Fermión	Masa (GeV)	Carga
u (quark up)	$2,2 \times 10^{-3}$	$+\frac{2}{3}$
d (quark down)	$4,7 \times 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
e^- (electrón)	$5,1 \times 10^{-4}$	-1
ν_e (neutrino electrónico)	$< 2,2 \times 10^{-9}$	0
Segunda Generación		
Fermión	Masa (GeV)	Carga
c (quark charm)	$1,27$	$+\frac{2}{3}$
s (quark strange)	$9,5 \times 10^{-2}$	$-\frac{1}{3}$
μ^- (muón)	$1,06 \times 10^{-1}$	-1
ν_μ (neutrino muónico)	$< 0,17 \times 10^{-6}$	0
Tercera Generación		
Fermión	Masa (GeV)	Carga
t (quark top)	$173,1$	$+\frac{2}{3}$
b (quark bottom)	$4,18$	$-\frac{1}{3}$
τ^- (tau)	$1,78$	-1
ν_τ (neutrino tauónico)	$< 18,2 \times 10^{-6}$	0

Cuadro A.1: Tabla de fermiones del Modelo Estándar con sus masas en GeV y cargas eléctricas, divididos por generación.

A.4. Parametrización de Casas-Ibarra

Aquí se construirán los acoplamientos de Yukawa; las interacciones de Yukawa en el contexto de este modelo describen el acoplamiento entre el campo de Higgs y los Leptones cargados, esto a través de la ruptura de la simetría electrodébil (no queremos romper Z_2 ya que el doblete η debe tener un VEV nulo). Por lo que con esto en consideración los fermiones

Partícula	Fuerza	Masa (GeV)	Carga
Fotón (γ)	Electromagnética	0	≈ 0
Bosón Z (Z)	Nuclear débil	91.188	0
Bosones W^\pm (W^\pm)	Nuclear débil	80.398	± 1
Gluón (g)	Nuclear fuerte	0	0
Bosón de Higgs (H^0)	Fuerza de Higgs	≤ 114.400	0

Cuadro A.2: Bosones de gauge del Modelo Estándar: fuerza a través de la cual actúan, masa en GeV y carga.

adquieren una masa que es proporcional al VEV del Higgs. Los Yukawa podemos expresarlos en forma matricial $y_{i\alpha}$ usando la parametrización de Casas-Ibarra [22]:

$$y = \sqrt{\Lambda}^{-1} R \sqrt{\hat{m}_\nu} U_{PMNS}^\dagger \quad (\text{A.6})$$

donde:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{i\phi_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

es la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, las letras c y s son: $\cos\theta_{ij}$, $\sin\theta_{ij}$, respectivamente, δ es la fase de Dirac y ϕ_i son las fases de Majorana. La matriz R es una matriz de rotación ortogonal y compleja que debe satisfacer la relación $R^T R = 1$. El término \hat{m}_ν es la matriz de neutrinos diagonalizada por U_{PMNS} , es decir:

$$U_{PMNS}^\dagger m_\nu U_{PMNS} = \hat{m}_\nu \equiv \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Mientras que la matriz de neutrinos m_ν proveniente de la ruptura espontanea de la simetria electrodébil está dada por:

$$(m_\nu)_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^3 \frac{y_{i\alpha} y_{i\beta} m_{N_i}}{(4\pi)^2} \left(\frac{m_R^2}{m_R^2 - m_{N_i}^2} \log \frac{m_R^2}{m_{N_i}^2} - \frac{m_I^2}{m_I^2 - m_{N_i}^2} \log \frac{m_I^2}{m_{N_i}^2} \right) \quad (\text{A.9})$$

$$(m_\nu)_{\alpha\beta} \equiv y^T \Lambda y_{\alpha\beta} \quad (\text{A.10})$$

donde m_R y m_I son las masas de η_R y η_I respectivamente, y la matriz Λ está definida como:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3 \end{pmatrix}, \quad \Lambda_i = \frac{m_{N_i}}{(4\pi)^2} \left(\frac{m_R^2}{m_R^2 - m_{N_i}^2} \log \frac{m_R^2}{m_{N_i}^2} - \frac{m_I^2}{m_I^2 - m_{N_i}^2} \log \frac{m_I^2}{m_{N_i}^2} \right) \quad (\text{A.11})$$

Cabe mencionar que los acoplamientos de Yukawa tienen una condicion la cual cumplir, que es:

$$|y_{i\alpha}| \leq \sqrt{4\pi} \quad (\text{A.12})$$

donde $|y_{i\alpha}|$ es un elemento matricial cualquiera de la matriz de acoplamientos de Yukawa.

Se observa que esta última matriz Λ es la matriz de neutrinos pero quitando los acoplamientos de Yukawa. De todas formas usaremos la expresión (4.26) para construir los Yukawa, posteriormente usar (4.30) y así obtener la matriz de masa de neutrinos. La condición que deben cumplir las 3 masas de neutrinos (las cuales son los autovalores de la matriz de masas), es:

$$\sum_{i=1}^3 m_i \leq 0,1 \times 10^{-9} \text{GeV} \quad (\text{A.13})$$

donde m_i , son las 3 masas de los neutrinos.

A.5. EXTRA: Física con 2 dobletes de Higgs

Este modelo es en esencia la misma idea que el anterior, solo que esta vez es una extensión usando 2 dobletes de Higgs diferentes, conservando también la inclusión del doblete escalar η , para el sector escalar del modelo estandar:

$$\Phi_1 = \left[\begin{array}{c} \phi_1^+ \\ v_1 + \phi_1^0 + i\phi_1^A \\ \sqrt{2} \end{array} \right] \quad \Phi_2 = \left[\begin{array}{c} \phi_2^+ \\ v_2 e^{i\xi} + \phi_2^0 + i\phi_2^A \\ \sqrt{2} \end{array} \right]$$

donde estos 2 dobletes están relaciondos ya que son dobletes de $SU(2)$ y tienen la misma hipercarga. Donde se observan 2 componentes cargadas y valores de expectación del vacío para cada doblete por separado, es decir v_1 y v_2 respectivamente. Donde con respecto al grupo $SU(2) \otimes U(1) \otimes Z_2$, estos 2 dobletes de Higgs se comportan igual que el Higgs único del modelo anterior, (el doblete η también preserva el mismo comportamiento). El momento del rompimiento de la simetría electrodébil y los términos de interacción que dan pie a la generación de masa de los Bosones y los Fermiones están descritos en [29] con mas detalle pero se abordará lo necesario y elemental.

En el sector escalar los dobletes de Higgs no son observables, pero sus autoestados de masa son en este caso las partículas físicas, esto quiere decir que tenemos la libertad de redefinir estos dobletes. Sin embargo a la hora de analizar el vacío de esta extensión del modelo estandar (determinado por el sector escalar), no es único mientras que en el modelo estandar si lo es, asomandose asi la posibilidad que este modelo viole la simetria CP.

También puede ocurrir que el vacío viole la simetría electrodébil, provocando que en el mecanismo de Higgs el fotón se vuelva masivo, sin embargo no todos los valores de los parámetros aseguran un mínimo estable a menos que cumplan con las condiciones de copositividad (restricciones a los acoplamientos). Otras restricciones se asomarian a la hora de romper la simetría electrodebil en la electromagnetica $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$.

Por otro lado en el sector de Yukawa estos acoplamientos en los 2 Higgs con los fermiones nos llevan a que las corrientes neutrales cambian de sabor a grán escala, pudiendose evitar imponiendo simetrias, por ejemplo si imponemos Z_2 , tal que solo un bosón de Higgs transforme

no trivialmente con el "flip" de signo, se obtiene que los Yukawa quedan restringidos a un solo Higgs [30].

En el escenario de rompimiento de la simetría electrodébil cuando los "vevs" no tienen ninguna fase compleja pueden escribirse como:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ v_1 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ v_2 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}$$

donde definimos $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246 \text{ GeV}$ y $\text{Tan}(\beta) = v_2/v_1$, donde esté parámetro nos permite diagonalizar la matriz de masa asociada a los escalares cargados. Esta solución sería el equivalente al vacío del modelo estándar. También el "vev.^{es} lo que le da masa a los bosones Z neutral y W cargados. Con esto en consideración para el desarrollo de este modelo teórico, el potencial de Higgs para el sector escalar va a ser:

$$\begin{aligned} V_{2Higgs} = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.) + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 \\ & + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{1}{2} (\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c.) + \lambda_6 ((\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.) \\ & + \lambda_7 ((\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

donde los parámetros m_{11}^2, m_{22}^2 y $\lambda_{1,2,3,4}$ son reales y en general $m_{12}^2, \lambda_{5,6,7}$ son complejos, donde notamos que los grados de libertad se disparan en comparación al potencial del primer modelo, sin embargo estos grados se disparan aún mas incorporando el doblete η .

Los códigos usados se adjuntan en el siguiente link: https://drive.google.com/drive/folders/18Q5ECyZyEla2sp2IIMJIuwq0SPBGY2ha?usp=drive_link.

Bibliografía

- [1] A. Zee, *Group Theory in a Nutshell for Physicists*, Princeton University Press, Princeton, NJ (2016).
- [2] W.N. Cottingham and D.A. Greenwood, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (1998).
- [3] M. Hamermesh, *Group Theory and its Application to Physical Problems*, Addison-Wesley, Reading, MA (1962).
- [4] R. Mann and B.H. Roberts, *An Introduction to Particle Physics and the Standard Model*, CRC Press, Boca Raton, FL (2010).
- [5] S. Saif, M.y. Saif, A. Saif and P. Saif, *Fundamental forces and interactions what's new?*, *Archives Des Sciences* **66** (2013) 414.
- [6] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH, Weinheim, Germany (2008).
- [7] A. Abokhalil, *The higgs mechanism and higgs boson: Unveiling the symmetry of the universe*, 2023.
- [8] M.D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (2014).
- [9] R.D. Klauber, “The seesaw mechanism.”
- [10] M. Lattanzi, R.A. Lineros and M. Taoso, *Connecting neutrino physics with dark matter*, *New Journal of Physics* **16** (2014) 125012.
- [11] M.T. Calderón, *Modelo escotogenico con una fase cp*, 2022.
- [12] Y. Du, F. Huang, H.-L. Li, Y.-Z. Li and J.-H. Yu, *Revisiting dark matter freeze-in and freeze-out through phase-space distribution*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2022** (2022) 012.
- [13] R. Kirk, *Dark Matter Genesis*, Ph.D. thesis, Royal Holloway, U. of London, Royal Holloway, U. of London, 2017.
- [14] K. GRIEST, *The search for the dark matter: Wimps and machos*, *Annals of the New York Academy of Sciences* **688** (1993) 390–407.

- [15] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C. et al., *Planck 2018 results - vi. cosmological parameters (corrigendum)*, *AA* **652** (2021) C4.
- [16] K. Garrett and G. Duda, *Dark matter: A primer*, *Advances in Astronomy* **2011** (2011) 1–22.
- [17] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, M. Alfonsi, L. Althueser, F. Amaro et al., *Dark matter search results from a one ton-year exposure of xenon1t*, *Physical Review Letters* **121** (2018) .
- [18] *Limits to dark matter annihilation cross-section from a combined analysis of magic and fermi-lat observations of dwarf satellite galaxies*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2016** (2016) 039–039.
- [19] E. Ma, *Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter*, *Physical Review D* **73** (2006) .
- [20] J. Chakraborty, P. Konar and T. Mondal, *Copositive criteria and boundedness of the scalar potential*, *Physical Review D* **89** (2014) .
- [21] K. Kannike, *Vacuum stability conditions from copositivity criteria*, *The European Physical Journal C* **72** (2012) .
- [22] T. Toma and A. Vicente, *Lepton flavor violation in the scotogenic model*, *arXiv preprint arXiv:1312.2840* (2013) .
- [23] P.F. de Salas, D.V. Forero, S. Gariazzo, P. Martínez-Miravé, O. Mena, C.A. Ternes et al., *2020 global reassessment of the neutrino oscillation picture*, *Journal of High Energy Physics* **2021** (2021) .
- [24] H. Abdalla, F. Aharonian, F.A. Benkhali, E. Angüner, C. Armand, H. Ashkar et al., *Search for dark matter annihilation signals in the h.e.s.s. inner galaxy survey*, *Physical Review Letters* **129** (2022) .
- [25] *Science with the Cherenkov Telescope Array*, WORLD SCIENTIFIC (Feb., 2018), [10.1142/10986](https://doi.org/10.1142/10986).
- [26] I.M. Ávila, V. De Romeri, L. Duarte and J.W.F. Valle, *Phenomenology of scotogenic scalar dark matter*, *The European Physical Journal C* **80** (2020) .
- [27] Y. Meng, Z. Wang, Y. Tao, A. Abdukerim, Z. Bo, W. Chen et al., *Dark matter search results from the pandax-4t commissioning run*, *Physical Review Letters* **127** (2021) .
- [28] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano and L. Strigari, *Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments*, *Physical Review D* **89** (2014) .
- [29] L. Sartore, M. Maniatis, I. Schienbein and B. Herrmann, *The general two-higgs doublet model in a gauge-invariant form*, *Journal of High Energy Physics* **2022** (2022) .

- [30] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher and J.P. Silva, *Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models*, *Physics Reports* **516** (2012) 1–102.