



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

ANÁLISIS DE LA DISPERSIÓN DE MATERIA OSCURA  
WIMP-NÚCLEO

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA**

por

Alejandra Sabed Cervantes Perdomo

Asesorada por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

cDr. Concepción Arellano Celiz (FCFM-BUAP)

Puebla Pue.  
Diciembre 2022





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

# ANÁLISIS DE LA DISPERSIÓN DE MATERIA OSCURA WIMP-NÚCLEO

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA**

por

Alejandra Sabed Cervantes Perdomo

Asesorada por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

cDr. Concepción Arellano Celiz (FCFM-BUAP)

Puebla Pue.  
Diciembre 2022



**Título:** ANÁLISIS DE LA DISPERSIÓN DE MATERIA OSCURA  
WIMP-NÚCLEO

**Estudiante:** ALEJANDRA SABED CERVANTES PERDOMO

COMITÉ

---

Dra. Ana Aurelia Avilez López  
Presidente

---

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán  
Secretario

---

Dr. Félix Francisco González Canales  
Vocal

---

Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez  
Vocal

---

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)  
Asesor

---

cDr. Concepción Arellano Celiz (FCFM-BUAP)  
Asesor



# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>v</b>
<b>Resumen</b>	<b>VII</b>
<b>Introducción</b>	<b>IX</b>
<b>1. Materia Oscura (DM)</b>	<b>1</b>
1.1. Modelo Cosmológico de Concordancia . . . . .	1
1.2. Evidencias de Materia Oscura . . . . .	2
1.2.1. Candidatos de DM . . . . .	5
1.2.2. Métodos de detección de DM . . . . .	7
<b>2. Modelo Estándar y Materia Oscura</b>	<b>11</b>
2.1. Mecanismo de Higgs . . . . .	13
2.2. Masa para los bosones . . . . .	14
2.3. Interacciones de los bosones con el Higgs . . . . .	14
2.4. Interacción de Yukawa . . . . .	16
2.5. Portal de Higgs . . . . .	17
<b>3. Dispersión nuclear de DM</b>	<b>23</b>
3.1. Cinemática de dispersión WIMP-núcleo en el marco de laboratorio . . . . .	23
3.1.1. Colisión frontal . . . . .	25
3.2. Cinemática de colisión WIMP-núcleo desde el CM . . . . .	26
3.2.1. Energía de retroceso . . . . .	27
3.3. Sección eficaz de dispersión elástica . . . . .	29
3.3.1. Portal de Higgs en la dispersión WIMP-nucleón . . . . .	30
<b>4. Extensión escalar del SM</b>	<b>31</b>
4.1. Modelo de un singlete escalar real para DM . . . . .	31
4.1.1. Reglas de Feynman . . . . .	31
4.1.2. Herramientas computacionales . . . . .	33
4.1.3. Sección eficaz para el Modelo de un Singlete Escalar Real . . . . .	34
<b>Conclusión</b>	<b>36</b>
<b>A. LanHEP</b>	<b>39</b>
A.1. Simetrías de norma del Modelo Estándar . . . . .	39
A.2. Parámetros medidos experimentalmente . . . . .	39
A.3. Matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa . . . . .	40
A.4. Campos vectoriales . . . . .	40

A.5. Campos de materia . . . . .	41
A.6. Campo escalar . . . . .	41
A.7. Dobletes fermiónicos . . . . .	41
A.8. Declaración de los campos de norma . . . . .	41
A.9. Campos de fantasma . . . . .	41
A.10. Términos cinéticos de norma en el lagrangiano . . . . .	42
A.11. Interacción entre fermiones izquierdos con los campos de norma . . . . .	42
A.12. Interacción entre fermiones derechos con los campos de norma . . . . .	42
A.13. Interacción quark-gluón . . . . .	43
A.14. Valor de expectación del vacío y su conjugado del campo de Higgs . . . . .	43
A.15. Yukawas y masas de los fermiones . . . . .	43
A.16. Potencial de Higgs . . . . .	44
A.17. Derivada covariante para el Higgs . . . . .	44
A.18. Términos norma . . . . .	44
A.19. Extensión del SM con un escalar singlete real $S$ . . . . .	45
<b>B. MicroOmegas</b>	<b>49</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>53</b>



# Agradecimientos

Agradezco a mis padres *Irma* y *Emilio*, por su amor, sacrificio y apoyo incondicional.

Agradezco a mis asesores, *Dr. José Enrique Barradas Guevara* y *cDr. Concepción Arellano Celiz* por compartir su conocimiento y por la suma paciencia que me mostraron. En particular agradezco a la *Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán* por sus valiosos comentarios e incontables revisiones al trabajo.

Agradezco al jurado revisor; *Dra. Ana Aurelia Avilez López*, *Dr. Félix Francisco González Canales*, *Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez* y *Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán*, por sus críticas y comentarios que llevaron a una gran mejoría en el trabajo de tesis.

Agradezco a mis amigos que siempre han estado animándome y apoyándome.

Un especial agradecimiento a la VIEP-BUAP por su apoyo económico a través del Proyecto de Investigación BUAP-CA-245, 2022.

Finalmente agradezco a la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla y a mis profesores por haberme dado la formación que ahora tengo.



# Resumen

Observaciones astrofísicas como cosmológicas sugieren la existencia de materia oscura fría no bariónica y establecen que debe sumar alrededor de una cuarta parte de la energía total del Universo. Si bien, una gran variedad de candidatos a materia oscura ha sido propuesta, uno de los candidatos más prometedores son las partículas masivas débilmente interactuantes (WIMPs). Para su búsqueda se utilizan tanto métodos directos e indirectos. En este trabajo nos enfocamos en el estudio de la detección directa de materia oscura por medio del intercambio de un Higgs, para ello, revisamos las generalidades de los experimentos de detección directa y hacemos uso de las herramientas computacionales LanHEP y MicrOMEGAs para calcular algunos parámetros del modelo SSM enfocándonos en la parte real.



# Introducción

En 1922 Ernst Opik estudiando el entorno de la Vía Láctea dio el primer paso hacia la postulación de la existencia de Materia Oscura en el universo, ya que sus resultados implicaban masa no visible, pero luego a la conclusión de que esto podía ser explicado con una extrapolación de elementos ya conocidos para rellenar esa falta de materia; a resultados similares luego el astrónomo Hendrik Oort (1932). Fue Fritz Zwicky quien en 1933 durante su estudio de cúmulos de galaxias obtuvo evidencia de masa invisible que llamo *Dunkle Materie* (Materia Oscura), pero fue hasta 1970 con el trabajo de Vera Rubin, Kent Ford y Ken Freeman sobre las curvas de rotación de las galaxias [1] que se proporcionó fuerte evidencia de lo que hoy en día conocemos como *Materia Oscura* (DM, por sus siglas en inglés).

Uno de los candidatos más estudiados para DM son las llamadas *partículas masivas débilmente interactuantes* (WIMPs, por sus siglas en inglés). Se trata de partículas eléctricamente neutras, sin carga de color, masivas, no relativistas, que interactúan únicamente de forma gravitacional con el resto de la materia [2]. No se conoce una partícula que cumpla estas características, requiriendo extensiones del Modelo Estándar de la Física de Partículas (SM, por sus siglas en inglés).

Aun siendo los WIMPs candidatos bien fundamentados, su naturaleza se ha mantenido esquiva. Por esta razón, existen muchos intentos para determinar la naturaleza y propiedades de la DM. Existen tres métodos para la detección de Materia Oscura: detección indirecta o decaimiento, en la cual se busca DM a través de los productos estables generados a partir de su aniquilación, en este método se encuentran detectores de rayos cósmicos, de neutrinos y de fotones de rayos gamma [3]; detección en colisionadores [4], es la producción de materia oscura en colisionadores de partículas, por ejemplo LHC y por último detección directa [5], donde se busca detectar a los WIMPs mediante el retroceso nuclear producido por la dispersión elástica con el núcleo de un detector, aquí encontramos detectores centelleadores, de gas y líquido noble, de umbral y criogénicos. Algunos de los experimentos de detección directa son: Xenon1T [6], PICO collaboration [7], CDMS collaboration [8], DEAP [9] y Cosine-100 [10].

En este trabajo consideramos un candidato de Materia Oscura del tipo WIMP en el marco de detección directa. Para ello, suponemos una colisión elástica, en el límite no relativista, en la que se quiere conocer cuánta energía o momento es transferido desde la partícula incidente (Partícula de DM) a la partícula inicialmente estacionaria (Núcleo de sustancia en un detector). Esta energía transferida puede obtenerse en términos del ángulo de dispersión,  $\theta$  (que es el ángulo entre la dirección inicial de la velocidad relativa  $v$  y su dirección final), medido en el marco del centro de masa. Específicamente hablando, consideraremos la dispersión elástica del candidato de DM (WIMP) con el núcleo interactuando a través del portal de Higgs,  $\chi N \rightarrow \chi N$ ; además hacemos uso de los programas LanHEP y MicrOMEGAs para calcular la sección eficaz y masa de la partícula de materia oscura dentro del modelo, y así hacer una comparación con los valores dados por los experimentos XENON1T, COSINE100, entre otros.

En esta tesis hacemos un recorrido empezando por el Capítulo 1 donde revisamos las evidencias de la existencia de la Materia Oscura y se describen algunos de sus posibles candidatos; en el Capítulo 2 se habla del Modelo Estándar. El estudio cinemático de la dispersión WIMP-Núcleo se propone en el Capítulo 3; mientras que en el Capítulo 4 se aborda la extensión del SM con un singlete real y en el siguiente capítulo se dan las conclusiones de la tesis. Adicional a lo anterior, se anexan Apéndices que resaltan las características general de las herramientas computacionales usadas en nuestro estudio.



# Capítulo 1

## Materia Oscura (DM)

En este capítulo revisaremos como es que surge la propuesta de la existencia de materia oscura, algunos de los candidatos y formas de detección que se mencionaran a lo largo del trabajo.

Hoy en día sabemos que aproximadamente el 4.9% del Universo está conformado por materia bariónica, la *Materia Oscura* compone el 26.8% y el 68.3% restante se compone de energía oscura [11], siendo el Modelo Cosmológico más aceptado el  $\lambda$ CDM. Este *Modelo Cosmológico Estándar* que describe como el universo se encuentra en expansión desde un estado con densidad de energía muy alta, dando una idea del origen de las estructuras y de su evolución.

### 1.1. Modelo Cosmológico de Concordancia

El Modelo Cosmológico Estándar nace de la teoría de la Relatividad General de Albert Einstein y del Principio Cosmológico, que nos dice que el Universo es homogéneo e isótropo a escala suficientemente grande [12], a partir de ellos se deduce la Ecuación de Friedmann que relaciona la geometría del espacio-tiempo ( $k$ ), la densidad de materia, energía promedio total ( $\rho$ ), y el ritmo de expansión ( $H(t)$ ):

$$H(t)^2 = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2}, \quad (1.1)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal,  $a(t)$  es el llamado factor de escala cosmológico, que nos dice cómo varía la distancia entre dos objetos celestes debido a la expansión del Universo y  $H(t)$  es el parámetro de Hubble.

Una forma distinta de expresar la ecuación de Friedmann (1.1) es aquella en la cual se deriva la curvatura espacial a partir de la densidad de energía total del universo y el factor de escala:

$$\frac{k}{a^2} = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \left(\frac{\rho}{\rho_c} - 1\right), \quad (1.2)$$

donde la *densidad crítica*<sup>1</sup> es

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{3H^2}{8\pi G}.$$

O bien, en términos del *parámetro de densidad* (densidad total de materia-energía del Universo)  $\Omega(t)$ :

$$\frac{k}{H^2 a^2} + 1 = \frac{\rho}{\rho_c} \equiv \Omega(t). \quad (1.3)$$

---

<sup>1</sup>Densidad de energía para la cual la curvatura es 0 en un universo que respeta el principio cosmológico y en expansión.

Un aspecto cosmológico del problema de la DM es precisamente la densidad del Universo, caracterizado por el valor de  $\Omega$ , que representa de manera adimensional (en unidades de la densidad crítica) la densidad total de materia-energía del Universo en cualquiera de sus formas. Las contribuciones al parámetro de densidad  $\Omega$  son las que recibe por parte de la materia, radiación y de la constante cosmológica o energía oscura. No obstante, las componentes dominantes son la materia y la energía oscura, por lo que  $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda$ .

Llamamos *energía oscura* a la “fuerza” que provoca la expansión acelerada del Universo y que se opone a la fuerza gravitatoria que atrae a los objetos celestes entre ellos provocando que se alejen; Por su parte la *Materia bariónica* es aquella formada por los quarks up (*u*) y down (*d*) y el leptón electrón (*e*) y que son la base de los átomos que componen a la tabla periódica de elementos que conocemos.

Por otra parte, observaciones cosmológicas podrían explicarse bajo la hipótesis de la existencia de un tipo de materia cuya naturaleza hasta hoy es desconocida y que interactúa sólo de forma gravitacional con la materia bariónica, pero de gran importancia en el universo actual, llamada materia oscura.

Los valores actuales de la abundancia de reliquia, es decir, la relación entre la densidad y la densidad crítica de materia bariónica  $\Omega_b$ , y la cantidad correspondiente para el componente de DM no bariónico,  $\Omega_{DM}$  tomados de "*Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*" [11] y obtenidas del CMB son:

$$\begin{aligned}\Omega_{DM}h^2 &= 0.120 \times 0.001, \\ \Omega_b h^2 &= 0.0224 \times 0.0001,\end{aligned}$$

donde  $h = 0.678$ .

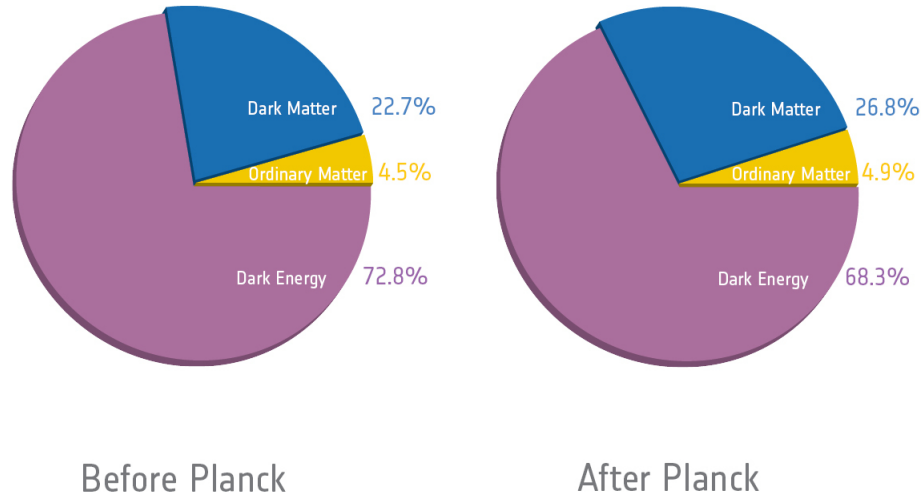


Figura 1.1: El mapa de alta precisión del fondo cósmico de microondas de Planck ha permitido a los científicos extraer los valores más refinados hasta ahora de los componentes del Universo, la cifra antes de Planck se basa en la publicación de datos de WMAP [13].

## 1.2. Evidencias de Materia Oscura

*Fondo Cósmico de Microondas(CMB)*

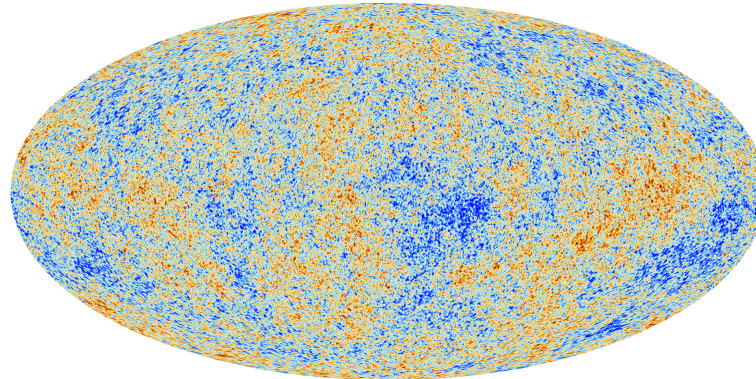
---



La teoría del Big Bang predice que en el universo temprano la materia estaba formada por partículas relativistas y conforme se expande estas van perdiendo energía cinética y se vuelven no relativistas. Así, la radiación de fondo cósmico de microondas (CMB, por sus siglas en inglés) es la radiación térmica reliquia de dicha fase [14].

Los fotones integrantes de la radiación CMB estuvieron en equilibrio térmico con el resto de los componentes de la materia en el universo hasta que éste alcanzó una temperatura suficientemente baja como para que a partir del plasma ionizado que llenaba el Universo se formaran átomos neutros (recombinación) y entonces los fotones pudieron desacoplarse del resto de la materia. Unos 400 000 años después del Big Bang tuvo lugar la última dispersión de estos fotones con el plasma y a partir de ese momento los fotones del CMB viajaron libremente hasta nuestros días, por lo cual se dice que el universo a partir de ese momento se volvió transparente.

La radiación CMB es como una fotografía instantánea del universo cuando tenía unos 400 000 años de edad y sus anisotropías <sup>2</sup> nos informan del tamaño de las fluctuaciones en la densidad del Universo en el momento de la última dispersión, así como de la cantidad de materia oscura en promedio en ese momento. Desde su descubrimiento, de forma accidental, por Penzias y Wilson en 1965, la radiación CMB ha proporcionado uno de los mejores apoyos al modelo del Big Bang al informarnos de la existencia de un Universo mucho más caliente y pequeño en el pasado.



*Figura 1.2: Anisotropías en la radiación CMB. Esta imagen de todo el cielo muestra el Universo cuando tenía 380,000 años. Se pueden observar pequeñas fluctuaciones de temperatura que corresponden a regiones de densidades ligeramente diferentes, que representan las semillas de toda estructura futura: las estrellas y galaxias de hoy[2]. Crédito: ESA and the Planck Collaboration [15].*

Los parámetros que caracterizan a esta radiación así como todos los parámetros cosmológicos han sido determinados con una precisión insospechada, las medidas llevadas a cabo por el satélite Planck nos dan importantes resultados, el Universo es plano, los bariones representan el 4.9% del contenido del Universo, la densidad de Materia Oscura es del orden del 26.8% y, por lo tanto, la energía oscura debe contribuir a la densidad total de materia-energía con el 68.3% restante [11].

#### *Estructura a gran escala*

La distribución de galaxias en nuestro Universo muestra la existencia de agrupaciones jerárquicas (cúmulos, supercúmulos, vacíos, burbujas, láminas o filamentos) que son resultado de la acción de la gravedad sobre las fluctuaciones primordiales en la distribución de materia del Universo. En la actualidad se pueden medir simultáneamente corrimientos al rojo para miles de galaxias y ello ha permitido extraer información relevante a escalas en las que ya se revela la naturaleza homogénea del Universo (al nivel que muestra también la radiación CMB en una época muy anterior de su evolución).

---

<sup>2</sup>Variaciones en la temperatura

*Curvas de rotación*

Las galaxias espirales son estructuras que contienen billones de estrellas arregladas en la forma de un disco rotante con un bulbo central. En el estudio de la dinámica galáctica se argumenta que en general no es necesario usar la Relatividad General, ya que los campos gravitacionales involucrados son tan débiles que la teoría de gravitación de Newton es una muy buena aproximación [16]. Tal es así, que si asumimos que las estrellas tienen una órbita circular alrededor del núcleo galáctico, la *velocidad de rotación* de una sola estrella puede ser calculada de la igualdad de la fuerza gravitacional y la fuerza centrípeta, de acuerdo a

$$F_G = \frac{GmM_r}{r^2} = \frac{mv^2}{r} = F_Z. \quad (1.4)$$

De esto se sigue que

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}, \quad (1.5)$$

donde  $M_r$  es la masa dentro de la órbita de radio  $r$ . Asumiendo que el bulbo es esféricamente simétrico con constante de densidad  $\rho$ , entonces

$$M_r = \rho V_r = \rho \frac{4}{3} \pi r^3. \quad (1.6)$$

Por lo tanto, para la parte más interna de una galaxia, *una curva de rotación*<sup>3</sup> dependerá de  $v(r) \sim r$  y, si nosotros nos situamos fuera de la galaxia,  $M_r$  corresponderá a la masa total de la galaxia ( $M_r = M_{gal}$ ), en este caso  $v(r) \sim r^{-1/2}$ . Ahora bien, si las *curvas de rotación* de galaxias espirales son medidas usando el desplazamiento Doppler<sup>4</sup>, el resultado es  $v(r) = \text{constante}$  para  $r$  grande, lo cual significa que  $M_r \sim r$ .

En otras palabras, la materia luminosa detectable (estrellas, gas y polvo intergaláctico que emiten radiación infrarroja o en radio) en los brazos espirales del disco galáctico debería rotar alrededor del núcleo galáctico a velocidades menores que la materia que está cerca del centro galáctico, lo cual no sucede.

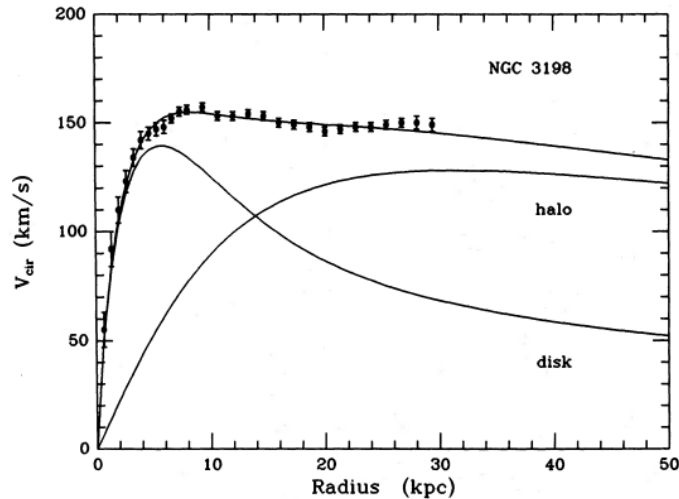


Figura 1.3: Curvas de rotación de la Galaxia NGC 3198. Se observan velocidades de rotación constantes hasta distancias del orden de 30 kpc, que corresponde a varias veces la extensión del disco visible ópticamente [17].

<sup>3</sup>Velocidad como una función de la distancia radial medida desde el centro galáctico.

<sup>4</sup>Efecto Doppler: Corrimiento hacia el rojo.

En la Fig. 1.3 se muestran las curvas de velocidad de rotación en función de la distancia de la materia al núcleo galáctico. La curva real obtenida de datos observacionales es muy pronunciada cerca del centro galáctico, pero luego, a partir de cierta distancia, en lugar de decaer se mantiene constante a medida que uno se aleja del centro. Esto indica que la velocidad de rotación de la materia en el disco espiral es constante, violando así lo que uno esperaría a partir de consideraciones teóricas. Esta discrepancia indica la existencia de una gran cantidad de masa que se extiende aún más allá de la región visible, a cual es invisible ópticamente pero que ejerce una fuerza gravitacional adicional. La forma de evitar la inestabilidad de los discos galácticos es mediante halos oscuros esféricos y masivos [18].

Consideraciones de la dinámica estelar en galaxias elípticas implican que ellas también contienen una fracción significativa de Materia Oscura.

### *Materia Oscura en cúmulos de galaxias*

Las galaxias están a veces ligadas gravitacionalmente a grupos. De hecho nuestra galaxia es un miembro del Grupo Local (GL) conformado por más de una docena entre galaxias enanas y dos espirales grandes: la Vía Láctea y M31 (Andrómeda). Las estructuras ligadas más grandes conocidas son *cúmulos ricos* de galaxias que pueden contener miles de ellas, tales como el cúmulo de Coma o el cúmulo de Virgo, que es el más rico cercano a nosotros (a una distancia de  $\sim 20$  Mpc).

La masa del cúmulo puede ser fácilmente estimada midiendo la velocidad de dispersión de las galaxias miembro y aplicando el teorema del virial, el cual dice que para un sistema en equilibrio la energía cinética  $T$  y la energía potencial  $U$  están relacionadas de acuerdo a la expresión [16]:

$$2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0. \quad (1.7)$$

Los cúmulos ricos como el de Virgo contienen por arriba de  $10^{15}h^{-1}M_{\odot}$  en volúmenes de unos pocos  $\text{Mpc}^3$ . Esta masa corresponde a la masa promedio contenida dentro de una esfera de radio  $\sim 10h^{-1}\text{Mpc}$  por lo que los cúmulos ricos tienen sobre densidades del orden de 1000. Dado que los cúmulos son pobremente definidos porque ópticamente se ven como una simple colección de galaxias, se emplean otras técnicas para estimar la masa de los cúmulos, las cuales usan la temperatura de los rayos X o las formas de las galaxias de fondo que son distorsionadas por la acción del lente gravitacional provocadas por el cúmulo.

### 1.2.1. Candidatos de DM

Entre las propiedades más importantes de la Materia Oscura se encuentran la interacción gravitatoria entre esta y la materia bariónica, y también la no interacción electromagnética. De ahí podemos proponer distintos candidatos con variadas propiedades pero que cumplen las necesarias para ser DM.

#### **Materia Oscura bariónica**

Existen objetos formados por materia del modelo estándar con una emisión de fotones suficientemente baja para resultar invisibles a los telescopios pero que aportan potencial gravitatorio, estos objetos podrían ser candidatos para explicar una parte del potencial gravitatorio faltante, se les da el nombre de *objetos compactos masivos del halo* (MACHOs, por sus siglas en inglés).

#### **Materia Oscura no-bariónica**

Los candidatos a Materia Oscura no bariónica deben satisfacer varias condiciones. Ante todo deben ser estables en escalas de tiempo cosmológicas, ya que, en caso contrario habrían decaído y no existirían en la actualidad, además, los candidatos no bariónicos son neutros, es decir, no tienen carga eléctrica, por lo que no hay interacciones electromagnéticas (o las hay muy débilmente) con el resto de la materia así que no puede haber ningún tipo de radiación emitida por estas partículas.

Podemos clasificar a la Materia Oscura basados en su temperatura en el momento de formación de galaxias, la cual ocurrió cuando el fotón tenía una temperatura alrededor de 1 keV. Dentro de esta clasificación podemos identificar tres tipos de Materia Oscura [19]:

- *La Materia Oscura caliente* (HDM), en el momento de la formación de galaxias era relativista, es decir, las partículas se movían a velocidades cercanas a la de la luz, y como consecuencia impidió la formación de los objetos más pequeños porque salían de las estructuras de formación. Un ejemplo de una partícula de Materia Oscura caliente es un neutrino ligero, mucho más ligero que  $\sim$  keV.
- *La Materia Oscura tibia* (WDM), era semi-relativista en el momento de la formación de galaxias, y es por tanto un caso intermedio entre la Materia Oscura fría y caliente. Dos ejemplos de IDM tibia son los neutrinos y gravitinos estériles con masas del orden de keV's.
- *La Materia Oscura fría* (CDM), no era relativista cuando las galaxias se formaron, por lo que así fue capaz de colapsar efectivamente bajo la acción de la gravedad a causa de su presión insignificante. Ejemplos de partículas de Materia Oscura fría son los neutralinos, axiones, wimpzillas, los solitones (B-balls y Q-balls), etcétera.

Candidato	Características
Axion	El axi3n es una partícula propuesta para resolver el problema CP fuerte, debido a que se comportan como Materia Oscura fría, hay muchas razones para creer que los axiones proporcionan la Materia Oscura que se sabe que existe en nuestro halo [20].
Fot3n Oscuro	El fot3n oscuro es un nuevo bos3n de norma cuya existencia se ha conjeturado. Es oscuro porque surge de la simetría de un sector oscuro hipot3tico que comprende partículas completamente neutras bajo las interacciones del Modelo Estándar. Existe la posibilidad de que la Materia Oscura pueda ser un bos3n vectorial muy ligero como el fot3n oscuro masivo [21].
Neutrino Estéril	Son singletes fermi3nicos, la denominaci3n "neutrino" se refiere a su naturaleza fermi3nica y su neutralidad de carga el3ctrica, el adjetivo "estéril" indica su neutralidad bajo interacciones débiles. Los singletes fermi3nicos aparecen naturalmente en el sector oscuro por lo que la Materia Oscura podría estar en forma de neutrinos estériles [22].
Wimp	Las partículas masivas de interacci3n débil (WIMP) son partículas aún no descubiertas cuyas masas en reposo superan con creces las de los bariones, pero cuyas fuerzas de interacci3n son comparables a las de los neutrinos [23].
Gravitino	Al ser el supercompa3ero del gravit3n, tiene interacciones extremadamente débiles y es de larga duraci3n explicando la energía oscura [24].

*Tabla 1.1: Tabla de algunas partículas candidatas a DM.*

## WIMPS

Dada la evidencia observacional sabemos que DM se compone de algunas partículas que deberían ser eléctricamente neutras ya que debe interactuar con la materia ordinaria preferiblemente solo a través de la fuerza gravitacional.

Los WIMPS son candidatos a Materia Oscura no bariónica, se trata de partículas elementales que aún no han sido descubiertas y son además la clase más grande de candidatos a Materia Oscura fría. Deben ser partículas estables que surgen en extensiones del modelo estándar, sus interacciones se establecen básicamente por el acoplamiento de interacciones electrodébiles [25], surgen de forma natural en un gran número de modelos teóricamente bien motivados y se caracterizan por ser pesadas, eléctricamente neutras e interactuar débilmente.

Las auto interacciones de la DM no pueden ser demasiado fuertes para ser compatibles con las restricciones sobre la formación de estructuras y las observaciones de los sistemas de cúmulos de galaxias.

La idea de WIMP es muy simple, se trata de una partícula elemental  $\chi$  relativamente pesada, el Big Bang tuvo alguna vez la suficiente energía para su fabricación, que cuando  $T \gtrsim m_\chi$  los WIMPS se crearon así como cualquier otra partícula [26]. En los inicios del Universo, las reacciones de aniquilación en las que los WIMPS se convierten en partículas del Modelo Estándar (por ejemplo, los quarks, leptones, bosones de norma) estuvieron inicialmente en equilibrio con sus reacciones opuestas. A medida que el universo se expandió, y la temperatura se hizo más pequeña que la masa del WIMP, el gas de wimps, todavía en equilibrio, se diluyó más rápido que el gas de partículas del Modelo Estándar. Esto ocurrió porque el número de densidad en equilibrio de partículas no relativistas es suprimido por un factor de Boltzmann  $e^{-m/T}$  con respecto al número de densidad de partículas relativistas. Después de un tiempo, los WIMPS llegaron a ser tan raros que las reacciones de aniquilación entre WIMPS ya no podían producirse (desacoplamiento químico), y desde entonces el número de densidad de WIMPS disminuyó inversamente proporcional con el volumen (o en otras palabras, el número de WIMPS por volumen comóvil permaneció constante).

El desacoplamiento térmico ocurrió aproximadamente cuando la razón de aniquilación del WIMP  $\Gamma_{ann} = \langle \sigma_{ann} v \rangle n$  llega a ser mucho más pequeña que la razón de expansión del Universo  $H$ . Aquí  $\sigma_{ann}$  es la sección eficaz de aniquilación del WIMP,  $v$  es la velocidad relativa de los WIMPS que se aniquilan,  $n$  es el número de densidad de los WIMPS, y los corchetes angulares denotan un promedio sobre la distribución térmica de los WIMPS.

### 1.2.2. Métodos de detección de DM

Para la detección de los WIMPS, supuestamente integrantes del halo galáctico, se utilizan tanto métodos directos e indirectos. Para detectar al WIMP por el método directo se hace mediante el retroceso nuclear que producen en su dispersión elástica con los núcleos del detector utilizado como blanco en el laboratorio, ejemplos de estos experimentos son CRESST, XENON, CDMS, DAMA y COGENT. En cambio los métodos indirectos nos permiten detectar al WIMP a través de la observación de los productos emitidos en su aniquilación en el halo galáctico o en el interior del Sol y la Tierra donde podrían quedar atrapados gravitacionalmente. En dicha aniquilación se emitirían fotones de alta energía (*rayos gamma*), neutrinos, pares electrón-positrón, pares protón-antiprotón, entre otros; ejemplo de éste tipo de experimentos es HAWC.

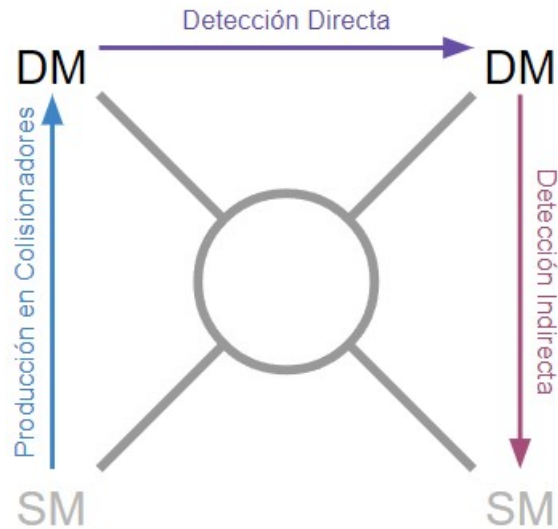


Figura 1.4: Diagrama de los tipos de detección de Materia Oscura.

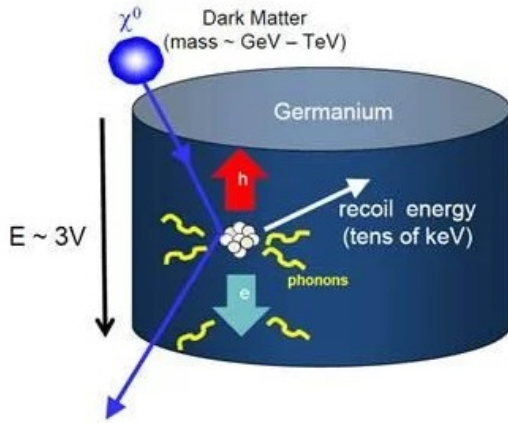
### Detección indirecta

Se busca DM a través de los productos estables generados a partir de su aniquilación. En este método se encuentran detectores de rayos cósmicos, de neutrinos y de fotones de rayos gamma.

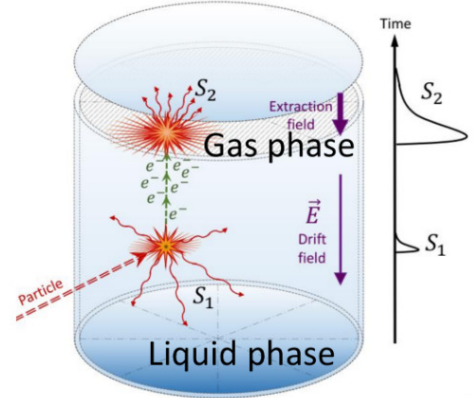
### Detección directa

Se busca detectar a los WIMPS mediante el retroceso nuclear producido por la dispersión elástica con el núcleo de un detector. Encontramos detectores centelladores, de gas y líquido noble, de umbral y criogénicos. Los núcleos en los detectores emitirán, centelleo, ionización, un phonon o burbujas posteriormente al retroceso provocado por la partícula de DM, siendo esto lo que propiciará la detección. Existen diversos experimentos para la detección directa de DM, que pueden depender o no del espín. Ubicados bajo tierra para evitar la interacción con otras partículas, según su funcionamiento se pueden clasificar en:

- Criogénicos: Funcionan a muy bajas temperaturas que mantienen sus componentes metálicos como superconductores, esto gracias a sistemas criogénicos, de ahí su nombre. Debido vibraciones producidas en cristales en el momento de la colisión WIMP-núcleo se dan retrocesos nucleares y de electrones, midiendo fonones e ionización [27].
- Centelladores: Los hay de líquidos nobles y cristales, estos materiales tienen la capacidad de producir centelleo debido a fluorescencia en presencia de radiación ionizante. Suelen operar con una cámara de proyección de tiempo para la reconstrucción de las trayectorias, con la interacción WIMP-nucleón el material produce fotones (normalmente con longitud de onda de 128 nm), un centelleo, esta luz es detectada por PMT (tubos fotomultiplicadores) que lo traducen a una señal eléctrica [28].
- Umbral: Se hace uso de cámaras de burbujas. Se utiliza un líquido sobrecalentado como detector de umbral, únicamente una deposición de energía densa, como la de un retroceso nuclear, proporcionará suficiente energía para causar que las gotas suspendidas se conviertan en una burbuja que produce una onda sonora [29].



(a) Esquema de la interacción de una partícula de DM con un núcleo, que muestra la deposición de energía resultante que genera señales de ionización y fonón en un detector criogénico [30].



(b) Principio de funcionamiento del detector de cámara de proyección de tiempo (TPC) en un detector de centelleo [31].

Experimento	Ubicación	Tipo de detector	Material Usado	Forma de energía Centelleo ( $\gamma$ ), Fonon ( $\psi$ ), Ionización ( $q$ )
DAMA/LIBRA	Italia	Cristales centelladores	$NaI$ (Yoduro de sodio)	$\gamma$
XENON 1T	Italia	Líquidos nobles	$Xe$ (Xenón)	$\gamma, q$
PICO	Canada	Umbral	$C_3F_8$ (Octafluoropropano)	umbral
CDMS	Canada	Criogénico	$Ge$ (Germanio)	$\psi, q$
DEAP-3600	Canada	Líquidos nobles	$Ar$ (Argón)	$\gamma$
COSINE-100	Corea	Cristales centelladores	$NaI$ (Yoduro de sodio)	$\gamma$

Tabla 1.2: Tabla comparativa de algunos de los experimentos para detección de DM más representativos, DAMA/LIBRA, XENON 1T, PICO, CDMS, DEAP-3600, COSINE-100.





## Capítulo 2

# Modelo Estándar y Materia Oscura

Para los tiempos de la antigua Grecia se pensaba que todo lo que nos rodea está formado por 4 elementos, aire, agua, tierra y fuego; posteriormente surgió la idea de que si cortamos una y otra vez cualquier objeto llegará un punto en el cual tengamos una parte tan pequeña que sea indivisible, dando lugar a la idea del átomo, la parte más fundamental de todo lo que conocemos.

Hoy sabemos que el átomo no es indivisible, sino que está formado por electrones, protones y neutrones, surgiendo así la duda ¿Están estos formados de algo aún más pequeño?.

Esta pregunta nos ha llevado al *Modelo Estándar de la Física de Partículas*, gracias al cual sabemos que efectivamente podemos dividir los componentes del átomo en partículas aún más pequeñas y que al igual que los elementos de la tabla periódica, podemos organizarlos según sus propiedades. Dicho modelo se compone de fermiones y bosones que a su vez se dividen en 6 quarks, 6 leptones, 4 bosones mediadores de fuerza y el bosón de Higgs, clasificados por su masa, carga y espín.

Fermiones son aquellas partículas con espín semientero de las cuales tenemos dos tipos; quarks y leptones, que a su vez se clasifican en tres conjuntos llamados generaciones y que se acomodan de menor a mayor masa por ello las partículas de la segunda y tercera generación son inestables y decaen en partículas de la primera generación o familia, las cuales son más estables.

Los quarks se caracterizan por que nunca los encontramos solos ya que siempre vienen en pares (mesones) y tercias (bariones) y sus generaciones están formadas por parejas. Por su parte los leptones tienen generaciones formadas por un leptón y su neutrino.

En los bosones que son partículas con espín entero podemos encontrar a aquellas encargadas de 3 de las 4 fuerzas fundamentales, los **gluones** para la fuerza fuerte, que asociamos con las partículas a través de la propiedad llamada "color", los **fotones** para la fuerza electromagnética, que asociamos a través de la carga y para la interacción débil tenemos a los **bosones**  $Z^0$  y  $W^\pm$ , que se asocian por medio del "sabor".

Curiosamente, todo lo que podemos observar a nuestro alrededor, de la pequeña bacteria a los enormes aviones se compone exclusivamente de tres de estas partículas que forman los átomos de toda la tabla periódica, los quarks *up* y *down*, y el leptón electrón. Es claro el papel del electrón, pero no lo es tanto el de los quarks, pues bien, como ya se mencionó los quarks nunca andan solos y el átomo no es la excepción ya que los neutrones se encuentran formados por 2 quark down y 1 quark up mientras que los protones se componen de 1 quark down y 2 quark up.

Podemos preguntarnos ¿Si todo está formado solo por 3 partículas como sabemos que hay más? Existen numerosos experimentos que poco a poco han ido llenando la tabla al demostrar que aún si no las vemos están ahí.

El SM es conocida como una teoría de norma cuántico-relativista, de norma ya que los fermiones interactúan usando a los bosones como mediadores, cuántica porque describe el mundo a escalas menores al átomo y relativista dado que se manejan velocidades cercanas o iguales a  $c$ .

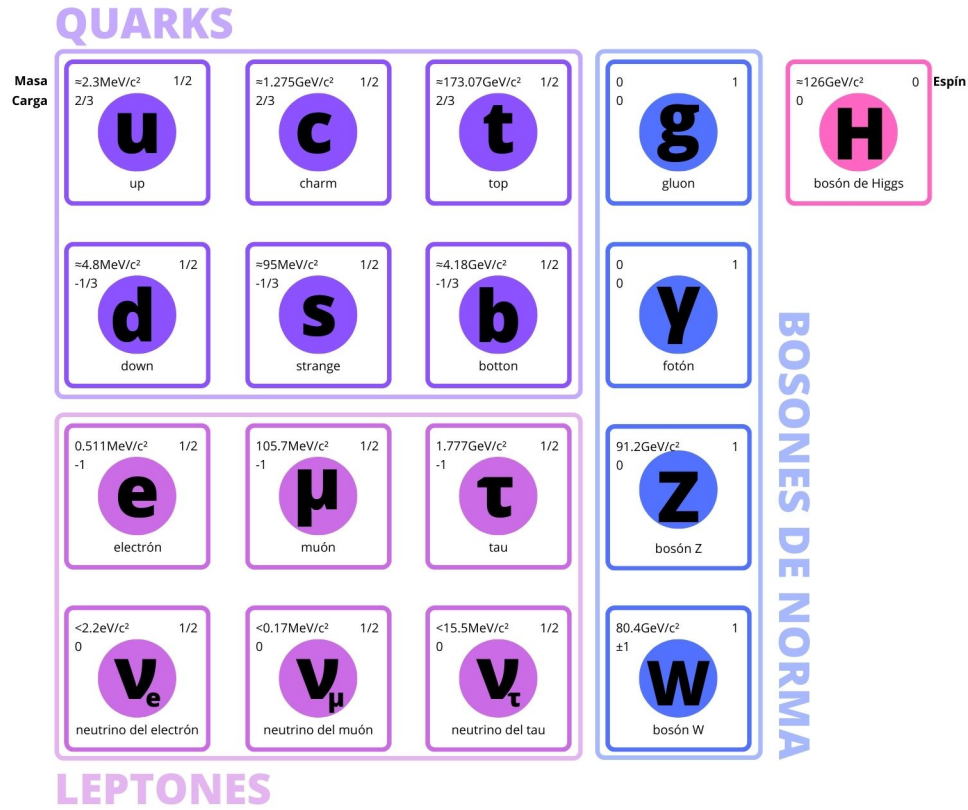


Figura 2.1: Tabla periódica del Modelo Estándar de la Física de Partículas (SM).

Usamos las simetrías  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  para describir al SM, donde  $SU(3)_C$  representa a la fuerza fuerte y cuenta con 8 generadores,  $SU(2)_L$  para la interacción débil con 3 generadores y  $U(1)_Y$  para la hipercarga con un generador.

El lagrangiano que representa estas interacciones es

$$\mathcal{L}_{norma} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \quad (2.1)$$

Otra de las características que debe cumplir SM es la invariancia de norma la cual hace referencia al hecho de que tras aplicar una transformación dependiente de las coordenadas espacio-temporales sobre el lagrangiano este permanece invariante. Es aquí donde encontramos un problema ya que los términos de masa  $m\bar{\Psi}\Psi$  no son invariantes de norma.

Para verlo con claridad usaremos los operadores de helicidad, definidos como

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5), \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5), \quad (2.2)$$

donde

$$P_L\Psi = \Psi_L, \quad P_R\Psi = \Psi_R, \quad P_L + P_R = 1, \quad P_L^2 + P_R^2 = 1. \quad (2.3)$$

y

$$\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma_0. \quad (2.4)$$

Así, tenemos que un término de masa se expresa como

$$m\bar{\Psi}\Psi = m\bar{\Psi}(P_L^2 + P_R^2)\Psi = m[\bar{\Psi}P_L^2\Psi + \bar{\Psi}P_R^2\Psi], \quad (2.5)$$

usando la ecuación (2.4) tenemos que

$$m\bar{\Psi}\Psi = m[\Psi^2\gamma_0 P_L^2\Psi + \Psi^+\gamma_0 P_R^2\Psi] = m[\bar{\Psi}_R\Psi_L + \bar{\Psi}_L\Psi_R]. \quad (2.6)$$

Vemos que los componentes de helicidad izquierda y derecha tienen diferente carga ante  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , por lo cual se puede decir que no son invariantes de norma.

Para que el lagrangiano sea invariante bajo transformaciones locales debemos describir las interacciones a través de la derivada covariante, la cual está dada como:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 B_\mu Y - ig_2 W_\mu^a T^a - ig_3 G_\mu^a t^a, \quad (2.7)$$

donde  $g_1$  es la fuerza de acoplamiento de la hipercarga,  $Y$  el operador hipercarga,  $g_2$  la fuerza de acoplamiento débil,  $g_3$  fuerza de acoplamiento fuerte,  $T^a$  y  $t^a$  generadores del grupo de simetría.

## 2.1. Mecanismo de Higgs

Como acabamos de ver SM tiene un problema al dar masa a las partículas, ya que la presencia de los términos de masa en los lagrangianos viola la invariancia de norma, podemos solucionar este problema mediante la introducción de un doblete de campos escalares complejos a través del mecanismo de Higgs. Dicho doblete está dado por:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

de esta forma obtenemos el lagrangiano

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu\Phi)^\dagger (D_\mu\Phi) - V(\Phi) \quad (2.9)$$

donde el primer término contiene los términos cinéticos y de interacción de norma a través de la derivada covariante y el segundo término es una función de energía potencial  $V(\Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$ . Cuando  $\lambda > 0$  y  $\mu^2 < 0$ , la función de energía potencial tiene un mínimo en un valor de expectación en el vacío (vev, por sus siglas en inglés) distinto de cero ( $v = 0$ ). Aquí el estado de mínima energía, no es invariante para  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , así la simetría de norma se rompe espontáneamente en el vacío [32].

El campo de Higgs es un campo escalar complejo con dos componentes de isospín por ello podemos escribirlo en términos de cuatro grados de libertad escalares reales, así tenemos:

$$\Phi^\dagger\Phi = \frac{1}{2}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2), \quad (2.10)$$

de donde se sigue que

$$|\Phi|^2 = \Phi^\dagger\Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}. \quad (2.11)$$

Ahora asignamos valores de expectación del vacío a  $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3$  y  $\Phi_4$ ; de (2.8) vemos que  $\Phi_3$  es neutro y real, entonces:

$$\langle\Phi_3\rangle = v, \quad \langle\Phi_1\rangle = \langle\Phi_2\rangle = \langle\Phi_4\rangle = 0. \quad (2.12)$$

También podemos definir un nuevo campo escalar real  $h$  con valor de expectación en el vacío nulo para la ecuación (2.10) tenemos:

$$\langle\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

## 2.2. Masa para los bosones

Una vez establecido el mecanismo de Higgs podemos dotar de masa a las partículas, empezaremos por los bosones  $Z^0$  y  $W^\pm$ , en el caso de los gluones y fotones esto no es necesario ya que tienen una masa nula.

Usando los tres primeros términos de (2.7), excluimos a  $ig_3 G_\mu^a t^a$  ya que no se rompe, dejando:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 B_\mu Y - ig_2 W_\mu^a T^a. \quad (2.14)$$

Si damos a la hipercarga el valor de  $-\frac{1}{2}$  y sustituimos a  $T^a$  por  $\frac{1}{2}\sigma^a$ , donde  $\sigma^a$  son las matrices de Pauli,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig_1}{2} B_\mu - \frac{ig_2}{2} W_\mu^a \sigma^a, \quad (2.15)$$

con lo que

$$\begin{aligned} D_\mu \Phi &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \partial_\mu & 0 \\ 0 & \partial_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} + \frac{ig_1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} - \frac{ig_2}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\frac{1}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)(v+h) \\ \partial_\mu h + \frac{i}{2}(g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^3)(v+h) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.16)$$

y usando  $(D_\mu \Phi)^\dagger$ ,

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{8} g_1^2 (W_\mu^1 + iW_\mu^2)(W^{\mu 1} + iW^{\mu 2})(v+h)^2 + \frac{1}{8} Z_\mu Z^\mu (v+h)^2 \quad (2.17)$$

donde

$$Z_\mu = \frac{-g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (2.18)$$

Si además definimos

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2), \quad W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2), \quad (2.19)$$

desarrollando llegamos a

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{4} v^2 g_2^2 W_\mu^- W^{\mu +} + \frac{1}{2} v h g_2 W_\mu^- W^{\mu +} + \frac{1}{4} h^2 g_2^2 W_\mu^- W^{\mu +} \\ &\quad + \frac{1}{8} v^2 (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{4} v h (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{8} h^2 (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu. \end{aligned} \quad (2.20)$$

De este resultado podemos obtener los términos de masa para los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ :

$$m_W = \sqrt{\frac{1}{2} v^2 g_2^2}, \quad m_Z = \sqrt{\frac{1}{4} v^2 (g_1^2 + g_2^2)}. \quad (2.21)$$

## 2.3. Interacciones de los bosones con el Higgs

De (2.20) también podemos obtener los términos de interacción entre los bosones y el Higgs, siendo dos para  $W^\pm$  y dos para  $Z^0$ ,

$$h W_\mu^+ W_\nu^- \rightarrow \frac{v g_2^2}{2}, \quad h h W_\mu^+ W_\nu^- \rightarrow \frac{g_2^2}{4}. \quad (2.22)$$

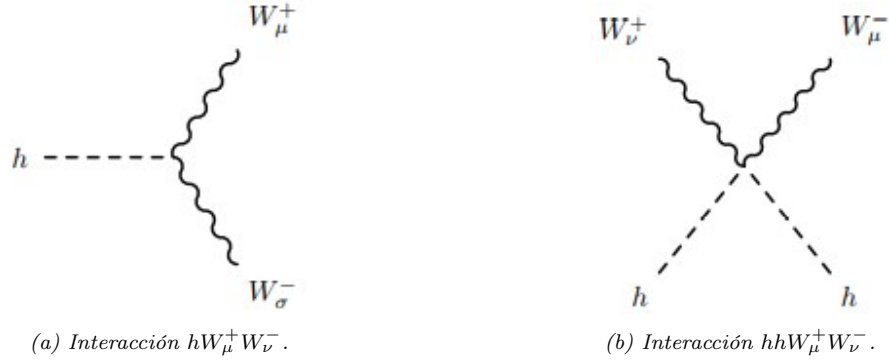


Figura 2.2: Interacciones entre el Higgs y el bosón  $W^\pm$ .

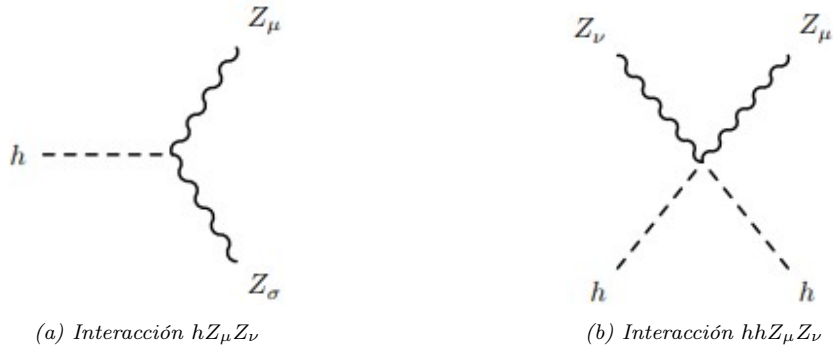


Figura 2.3: Interacciones entre el Higgs y el boson  $Z$ .

$$hZ_\mu Z_\nu \rightarrow \frac{v(g_1^2 + g_2^2)}{4}, \quad hhZ_\mu Z_\nu \rightarrow \frac{(g_1^2 + g_2^2)}{8}. \quad (2.23)$$

De (2.18) se obtienen lo que llamamos ángulos de Weinberg:

$$\frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \sin \Theta_W = S_W, \quad \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \cos \Theta_W = C_W. \quad (2.24)$$

A partir de ellos, (2.18) y con una pequeña rotación de  $90^\circ$  podemos definir a  $A_\mu$  mejor conocido como fotón,  $\gamma$ ,

$$S_W W_\mu^3 + C_W B_\mu \equiv A_\mu. \quad (2.25)$$

Usando (2.25) y  $Z_\mu = C_W W_\mu^3 - S_W B_\mu$ , llegamos a las ecuaciones

$$W_\mu^3 = C_W Z_\mu + S_W A_\mu, \quad B_\mu = -S_W A_\mu + C_W Z_\mu.$$

De las matrices de Pauli definimos

$$\sigma^+ \equiv \frac{(\sigma_1 + i\sigma_2)}{2} = T^+, \quad \sigma^- \equiv \frac{(\sigma_1 - i\sigma_2)}{2} = T^-,$$

de manera que

$$W^1 T^1 + W^2 T^2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^+ T^+ + W^- T^-).$$

Ahora sustituyendo en (2.15),

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1(-S_W Z_\mu + C_W A_\mu)Y - ig(W^1 T^1 + W^2 T^2 + W^3 T^3).$$

Si desarrollamos los últimos dos términos de la expresión anterior, obtenemos

$$ig_1 S_W Z_\mu Y + ig_1 C_W A_\mu Y - \frac{1}{\sqrt{2}} ig_2 (W^+ T^+ + W^- T^-) - ig_2 W^3 T^3, \quad (2.26)$$

de donde tomaremos los términos uno, dos y cuatro,

$$ig_1 S_W Z_\mu Y + ig_1 C_W A_\mu Y - ig_2 (C_W Z_\mu + S_W A_\mu) T^3 = -iA_\mu (g_1 C_W Y + g S_W T^3). \quad (2.27)$$

Con un poco de álgebra podemos llegar al acoplamiento con el fotón, dado por:

$$-iA_\mu \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} (Y + T^3) = -iA_\mu e Q, \quad (2.28)$$

donde  $e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$  es el acoplamiento electromagnético y  $Q = Y + T^3$  la carga eléctrica.

## 2.4. Interacción de Yukawa

Ya sabemos cómo es que los bosones adquieren masa, pero SM está compuesto de un tipo de partículas más, los fermiones, los cuales conviven con un campo escalar  $\Phi$  por medio de la interacción de Yukawa que usamos para describir el acoplamiento entre el campo de Higgs y los quarks y leptones cargados ya que por medio del rompimiento espontáneo de la simetría, los fermiones adquieren una masa proporcional al valor esperado en el vacío del campo de Higgs.

Para dar masa a los leptones de el campo de masa fermiónico con el doblete de Higgs tenemos 4 dimensiones, así podemos tener acoplamientos fermión-Higgs renormalizables, y dado que  $\Phi$  es izquierdo debemos acoplarlo a  $L_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$  y un singlete  $e_R$  para que sea invariante de norma. De manera que tenemos un lagrangiano renormalizable e invariantes de norma de la forma [32]

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \subset -[y_e \bar{e}_R \Phi^\dagger L_L + y_e^* \bar{L}_L \Phi e_R], \quad (2.29)$$

dado (2.13) y

$$\Phi^\dagger L_L = \begin{pmatrix} 0 & v+h \\ & \sqrt{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L = \frac{v+h}{\sqrt{2}} e_L, \quad (2.30)$$

si usamos (2.6)

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \subset -y_e \frac{1}{\sqrt{2}} (v+h) [\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R] = -\frac{y_e}{\sqrt{2}} (v+h) \bar{e} e = -\left(\frac{y_e v}{\sqrt{2}}\right) \bar{e} e - \frac{y_e}{\sqrt{2}} h \bar{e} e. \quad (2.31)$$

Obtenemos así la masa para el electrón y su interacción con el bosón de Higgs:

$$m_e = \frac{y_e v}{\sqrt{2}}, \quad h \bar{e} e : \frac{-i y_e}{\sqrt{2}} = \frac{-i m_e}{v}. \quad (2.32)$$

Para el caso de los quarks tenemos el lagrangiano

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \subset -[y_d \bar{d}_R \Phi^\dagger Q_L + y_d^* \bar{Q}_L \Phi d_R], \quad (2.33)$$

donde

$$\Phi^\dagger Q_L = \begin{pmatrix} 0 & v+h \\ & \sqrt{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_L \\ d_L \end{pmatrix} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} d_L. \quad (2.34)$$

De esta forma podemos obtener la masa para el quark down y su interacción con el bosón de Higgs:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \subset -\left(\frac{y_d v}{\sqrt{2}} h\right) \bar{d} d - \frac{y_d}{\sqrt{2}} h \bar{d} d, \quad (2.35)$$

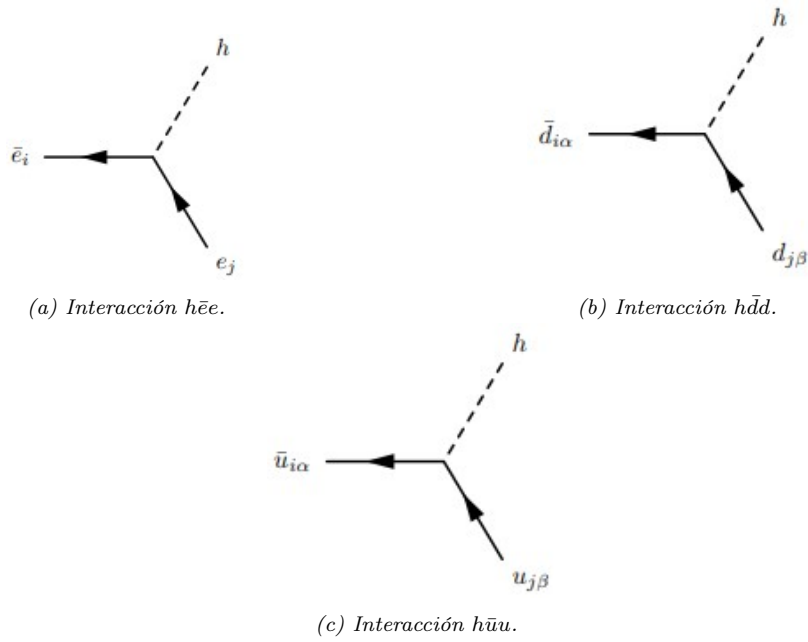


Figura 2.4: Interacciones entre el bosón de Higgs con  $e, d, u$ .

donde

$$m_d = \frac{y_d v}{\sqrt{2}}, \quad h\bar{d}d : \frac{-iy_d}{\sqrt{2}} = \frac{-im_d}{v}. \quad (2.36)$$

Para el caso del quark up, se usa la propiedad de SU(2): el conjugado o anti-doblete del doblete se transforma de la misma manera que el doblete. El conjugado del doblete de Higgs es

$$\tilde{\Phi} \equiv i\sigma^2 \Phi^* = i \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

y la hipercarga es  $\frac{1}{2}$ , usando  $\tilde{\Phi}$  se escribe el otro término del invariante de norma:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \subset - \left[ y_u \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger Q_L + y_u^* \bar{Q}_L \tilde{\Phi} u_R \right]. \quad (2.38)$$

con

$$\tilde{\Phi}^\dagger Q_L = \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} u_L.$$

De forma que

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \subset - \left( \frac{y_u v}{\sqrt{2}} \bar{u}u \right) - \frac{y_u}{\sqrt{2}} h \bar{u}u, \quad (2.39)$$

de donde podemos obtener la masa e interacción de  $u$ :

$$m_u = \frac{y_u v}{\sqrt{2}}, \quad h\bar{u}u : \frac{-iy_u}{\sqrt{2}} = \frac{-im_u}{v}. \quad (2.40)$$

## 2.5. Portal de Higgs

El Portal de Higgs es un mecanismo que sirve de ayuda para descubrir DM, el cual se caracteriza por interacciones renormalizables, lo que significa que la constante de acoplamiento entre dos bosones

de Higgs y dos nuevos escalares tiene unidades de masa cero y puede representarse mediante un número complejo.

Ahora ampliamos el potencial de Higgs renormalizable del SM, que tiene un vev distinto de cero,

$$\langle \Phi \rangle \equiv v_h = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}, \quad m_h = \sqrt{2\lambda}v_h = 125 \text{ GeV} \approx \frac{v}{2}. \quad (2.41)$$

El potencial general de Higgs en la ecuación (2.41) nos permite acoplar un nuevo campo escalar  $S$  al modelo estándar usando un término renormalizable de dimensión 4,  $(\Phi^\dagger \Phi)(S^\dagger S)$ .

Para agregar un campo escalar nuevo existen dos opciones. La primera: podemos darle algún tipo de carga multiplicativa, por lo que en realidad postulamos un conjunto de dos partículas, una con carga positiva y otra con carga negativa. Esto solo significa que nuestro nuevo campo escalar tiene que ser de valores complejos, de modo que las dos cargas están unidas por complejos conjugados. En este caso, el acoplamiento del portal de Higgs incluye la combinación  $S^\dagger S$ . Alternativamente podemos suponer que no existe tal carga, en cuyo caso nuestro nuevo escalar es real y la interacción del portal de Higgs es proporcional a  $S^2$ .

Además, sabemos por el caso del bosón de Higgs que un escalar puede tener un valor expectación del vacío finito. Debido a ese vev, el nuevo estado correspondiente se mezcla con el bosón de Higgs para formar dos estados propios de masa y modificar los acoplamientos SM del Higgs y las masas de los bosones  $W$  y  $Z$ . Esta es una complicación que no queremos ni necesitamos, por lo que trabajaremos con un escalar real oscuro. El potencial combinado se expresa como sigue:

$$\begin{aligned} U &\supset -\frac{1}{2}\mu^2 H^2 + \frac{\mu^2}{2v_h} H^3 + \frac{\mu^2}{8v_h^2} H^4 - \mu_S^2 S^2 + \lambda_S S^4 + \frac{\lambda_3}{2}(H + v_h)^2 S^2 \\ &= -\frac{1}{2}\mu^2 H^2 + \frac{\mu^2}{2v_h} H^3 + \frac{\mu^2}{8v_h^2} H^4 - \left( \mu_S^2 - \lambda_3 \frac{v_h^2}{2} \right) S^2 + \lambda_S S^4 + \frac{\lambda_3}{2} H^2 S^2 + \lambda_3 v_h H S^2 \end{aligned} \quad (2.42)$$

donde  $\lambda_3$  es un parámetro libre.

La masa del escalar de la DM y sus acoplamientos  $SSH$  y  $SSHH$  fenomenológicamente relevantes son:

$$m_S = \sqrt{2\mu_S^2 - \lambda_3 v_h^2}, \quad g_{SSH} = -2\lambda_3 v_h, \quad g_{SSHH} = -2\lambda_3. \quad (2.43)$$

A diferencia de los modelos singlete con un segundo vev, el singlete oscuro no afecta las relaciones del Higgs SM. Sin embargo, el acoplamiento  $SSH$  media las Interacciones  $SS$  con pares de partículas SM a través del polo de Higgs ligero, así como las desintegraciones del Higgs  $H \rightarrow SS$ , siempre que el nuevo escalar sea lo suficientemente ligero. El acoplamiento  $SSHH$  puede mediar en la aniquilación de materia oscura pesada en pares de Higgs.

Para la aniquilación de la DM, el elemento de la matriz de transición  $SSf\bar{f}$  basado en el portal de Higgs, donde los elementos salientes son fermiones, se describe mediante el diagrama de Feynman dado en la Fig. 2.5.

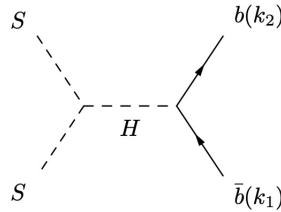


Figura 2.5: Diagrama de Feynman del proceso de aniquilación  $S\bar{b}(k_1) \rightarrow Sb(k_2)$ .



La amplitud para el proceso  $S\bar{b}(k_1) \rightarrow Sb(k_2)$  está dada por:

$$\mathcal{M} = \bar{u}(k_2) \frac{-im_f}{v_h} v(k_1) \frac{-i}{(k_1 + k_2)^2 - m_H^2 + im_H \Gamma_H} (-2i\lambda_3 v_h). \quad (2.44)$$

En esta expresión vemos que  $v_h$  se cancela, pero la masa del fermión  $m_f$  aparecerá en la expresión de la tasa de aniquilación. Tenemos que elevar al cuadrado este elemento de matriz, prestando atención a los espinores  $v$  y  $u$ , y luego sumar los espines de los fermiones externos,

$$\begin{aligned} \sum_{\text{espin}} |\mathcal{M}|^2 &= 4\lambda_3^2 m_f^2 \left( \sum_{\text{espin}} v(k_1) \bar{v}(k_1) \right) \left( \sum_{\text{espin}} u(k_2) \bar{u}(k_2) \right) \frac{1}{|(k_1 + k_2)^2 - m_H^2 + im_H \Gamma_H|^2} \\ &= 4\lambda_3^2 m_f^2 \text{Tr}[(\not{k}_1 - m_f)(\not{k}_2 - m_f)] \frac{1}{[(k_1 + k_2)^2 - m_H^2]^2 + m_H^2 \Gamma_H^2} \\ &= 8\lambda_3^2 m_f^2 [k_1 k_2 - m_f^2] \frac{1}{[(k_1 + k_2)^2 - m_H^2]^2 + m_H^2 \Gamma_H^2} \\ &= 8\lambda_3^2 m_f^2 \frac{(k_1 + k_2)^2 - 4m_f^2}{[(k_1 + k_2)^2 - m_H^2]^2 + m_H^2 \Gamma_H^2} \end{aligned} \quad (2.45)$$

En la suma sobre espín y el color de los fermiones externos, el promedio aún no está incluido, porque necesitamos especificar cuáles de las partículas externas son entrantes o salientes.

Calcularemos la sección transversal del proceso de aniquilación  $SS \rightarrow H^* \rightarrow b\bar{b}$ , líder en la capa de masa con una relación de ramificación de alrededor del 60%. En términos de la variable de Mandelstam  $s = (k_1 + k_2)^2$  tenemos:

$$\sum_{\text{espin,color}} |\overline{\mathcal{M}}|^2 = 8N_c \lambda_3^2 m_b^2 \frac{s - 4m_b^2}{(s - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2}. \quad (2.46)$$

Entonces, de la Regla de Oro para calcular la sección eficaz de un proceso de dispersión y usando la amplitud obtenida en la ecuación (2.46), obtenemos la expresión

$$\begin{aligned} \sigma(SS \rightarrow b\bar{b}) &= \frac{1}{16\pi s} \sqrt{\frac{1 - 4m_b^2/s}{1 - 4m_S^2/s}} \sum |\overline{\mathcal{M}}|^2 \\ &= \frac{N_c \lambda_3^2 m_b^2}{2\pi\sqrt{s}} \sqrt{\frac{1 - 4m_b^2/s}{s - 4m_S^2}} \frac{s - 4m_b^2}{(s - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2} \end{aligned} \quad (2.47)$$

Para calcular la densidad reliquia necesitamos la sección eficaz multiplicada por la velocidad promediada térmicamente,  $\langle\sigma v\rangle$ . Definimos la velocidad relativa de las dos partículas entrantes, en el centro de masa, en el límite no relativista

$$m_S^2 v^2 = s - 4m_\chi^2. \quad (2.48)$$

Para la contribución del estado final  $b\bar{b}$  a la tasa de aniquilación de la DM, encontramos el término principal en el límite no relativista,  $s = 4m_S^2$ :

$$\langle\sigma v\rangle \Big|_{SS \rightarrow b\bar{b}} \equiv \sigma v \Big|_{SS \rightarrow b\bar{b}} = v \frac{N_c \lambda_3^2 m_b^2}{2\pi\sqrt{s}} \frac{\sqrt{1 - 4m_b^2/s}}{m_S v} \frac{s - 4m_b^2}{(s - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2}. \quad (2.49)$$

En el umbral,

$$\sigma v \Big|_{SS \rightarrow b\bar{b}} = \frac{N_c \lambda_3^2 m_b^2}{4\pi m_S^2} \sqrt{1 - \frac{m_b^2}{m_S^2}} \frac{4m_S^2 - 4m_b^2}{(4m_S^2 - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2}, \quad (2.50)$$

tomando en cuenta que  $m_S \gg m_b$ ,

$$\sigma v \Big|_{SS \rightarrow b\bar{b}} = \frac{N_c \lambda_3^2 m_b^2}{\pi} \frac{1}{(4m_S^2 - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2} \quad (2.51)$$

Esta expresión es válida para todas las masas escalares  $m_S$ .

El punto del parámetro más simple para evaluar esta sección transversal de aniquilación está en el polo de Higgs. Esto con  $m_H = 2m_S$  es

$$\langle \sigma v \rangle \Big|_{SS \rightarrow b\bar{b}} = \frac{N_c \lambda_3^2 m_b^2}{\pi m_H^2 \Gamma_H^2} \approx \frac{15 \lambda_3^2}{\text{GeV}^2}. \quad (2.52)$$

Entonces,

$$\langle \sigma_{\chi\chi} v \rangle = \frac{1}{\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})} \langle \sigma v \rangle \Big|_{SS \rightarrow b\bar{b}} \approx \frac{25 \lambda_3^2}{\text{GeV}^2} = 1.7 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{GeV}^2}, \quad (2.53)$$

donde  $\lambda_3 \approx 8 \times 10^{-6}$ , con  $\Gamma_H \approx 4 \times 10^{-5} m_H$ . Si bien es correcto que el auto acoplamiento requerido en el polo de Higgs es muy pequeño, el cálculo conduce a un valor ligeramente mayor  $\lambda_3 \approx 10^{-3}$ .

Los escalares de DM más ligeros también prueban el mediador de Higgs en la capa. En el propagador Breit-Wigner de la sección transversal de aniquilación, se tiene que comparar los dos términos,

$$m_H^2 - 4m_S^2 = m_H^2 \left( 1 - \frac{4m_S^2}{m_H^2} \right) \quad (2.54)$$

entonces

$$m_H \Gamma_h \approx 4 \times 10^{-5} m_H^2. \quad (2.55)$$

Los dos estados tendrían que cumplir exactamente la condición en la capa de masa  $m_H = 2m_S$  para que domine el segundo término. Por lo tanto, podemos ceñirnos al primer término para  $m_H > 2m_S$  y encontrar pares de decaimiento dominante a  $b\bar{b}$  en el límite  $m_H^2 \gg m_S^2 \gg m_b^2$ , esto es,

$$\langle \sigma v \rangle \Big|_{SS \rightarrow b\bar{b}} = \frac{N_c \lambda_3^2 m_b^2}{\pi m_H^4} \approx \frac{\lambda_3^2}{125^2 50^2 \text{GeV}^2} = 1.7 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{GeV}^2}, \quad (2.56)$$

de donde  $\lambda_3 = 0.26$ .

Los escalares de DM más pesado,s muy por encima del polo de Higgs, también incluyen los canales de aniquilación

$$SS \rightarrow \tau^+ \tau^-, W^+ W^-, ZZ, HH, t\bar{t}.$$

A diferencia de las desintegraciones de Higgs en capa de masa, el estado final  $b\bar{b}$  no es dominante para la aniquilación de la DM cuando pasa por un proceso  $2 \rightarrow 2$ . Las partículas más pesadas se acoplan al Higgs con más fuerza, por lo que por encima del polo del Higgs contribuyen en mayor medida a la tasa de aniquilación de la DM. Para los quarks top en el estado final, esto simplemente significa reemplazar el acoplamiento de Yukawa  $m_b$  por el mucho más grande  $m_t$ . Además, el propagador Breit-Wigner ya no escala como  $1/m_H^2$ , sino proporcional a  $1/m_S^2$ . En conjunto, esto nos da una contribución a la tasa de aniquilación del tipo siguiente:

$$\langle \sigma v \rangle \Big|_{SS \rightarrow t\bar{t}} = \frac{N_c \lambda_3^2 m_t^2}{\pi (4m_S^2 - m_H^2)^2} = \frac{N_c \lambda_3^2 m_t^2}{16\pi m_S^4}, \quad (2.57)$$

para  $2m_S \gg m_H$ .

El verdadero problema es la aniquilación de los bosones débiles  $W^\pm, Z^0$ , porque conduce a una escala diferente de la sección transversal de aniquilación. En el límite de grandes energías podemos describir por ejemplo el proceso  $SS \rightarrow W^+W^-$  utilizando bosones Nambu-Goldstone de espín-0 en el estado final. Estos modos en el doblete de Higgs  $\Phi$  aparecen como los grados de libertad longitudinales, lo que significa que la aniquilación de la DM a bosones débiles a grandes energías sigue el mismo patrón que la aniquilación de DM a pares de Higgs. Porque estamos más acostumbrados al grado de libertad del Higgs, calculamos la aniquilación a pares de bosones de Higgs  $SS \rightarrow HH$ .

Los dos diagramas de Feynman con la interacción directa de cuatro puntos y el propagador de Higgs en el umbral, llevan a las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_4 &= g_{SSHH} = -2\lambda_3, \\ \mathcal{M}_H &= \frac{g_{SSH}}{s - m_H^2} \frac{3m_H^2}{v_H} \\ &\quad \downarrow \text{en el umbral} \\ &= -\frac{2\lambda_3 v_H}{4m_S^2 - m_H^2} \frac{3m_H^2}{v_H} \\ &\quad \downarrow m_S \gg m_H \\ &= -\frac{3\lambda_3 m_H^2}{2m_S^2} \ll \mathcal{M}_4. \end{aligned}$$

Esto significa que para la DM pesada podemos ignorar la contribución del propagador de Higgs del canal  $s$  y centrarnos en la interacción de cuatro escalares. Calculamos la sección transversal ponderada por velocidad en el umbral:

$$\begin{aligned} \sigma(SS \rightarrow HH) &= \frac{1}{16\pi\sqrt{s}} \frac{\sqrt{1 - 4m_H^2/m_S^2}}{\sqrt{s - 4m_S^2}} 4\lambda_3^2 \\ &\quad \downarrow \begin{array}{l} s - 4m_S^2 = m_S^2 v^2 \\ \text{donde } v \text{ es la velocidad} \end{array} \\ &= \frac{\lambda_3^2}{4\pi\sqrt{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_H^2}{m_S^2}} \frac{1}{vm_S} \\ \sigma v \Big|_{SS \rightarrow HH} &= \frac{\lambda_3^2}{4\pi m_S \sqrt{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_H^2}{m_S^2}} \\ &\quad \downarrow \text{en el umbral} \\ &= \frac{\lambda_3^2}{8\pi m_S^2} \sqrt{1 - \frac{4m_H^2}{m_S^2}} \\ &\quad \downarrow m_S \gg m_H \\ &= \frac{\lambda_3^2}{8\pi m_S^2} \end{aligned}$$

Para  $m_S = 200$  GeV podemos derivar el acoplamiento  $\lambda_3$  que necesitamos para reproducir la densidad de reliquias observada,

$$1.7 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{GeV}^2} = \frac{\lambda_3^2}{8\pi m_S^2} \approx \frac{\lambda_3^2}{10^6 \text{GeV}^2} \quad (2.58)$$

entonces,  $\lambda_3 \approx 0.04$ .

En este capítulo hemos presentado una breve descripción del Modelo Estándar de la Física de Partículas, así como de la Materia Oscura, proporcionando además el cálculo de la sección eficaz promediada térmicamente para un candidato de DM  $S$ . A continuación, en el siguiente capítulo, abordaremos el cálculo de la dispersión nuclear de la DM.

## Capítulo 3

# Dispersión nuclear de DM

Hoy en día nosotros tenemos una imagen clara de la estructura nuclear y de los decaimientos radiactivos, así como del formalismo basado en mecánica cuántica y en la teoría cuántica del campo, que describe sus dinámicas. En este capítulo nosotros estudiamos la aplicación de estas ideas a la búsqueda de materia oscura, particularmente a la búsqueda directa, la cual implica la colocación de un sensor subterráneo de bajo fondo a la espera de que la DM se disperse de una partícula en el detector, de modo que se pueda detectar el retroceso de la partícula bariónica y se puedan hacer inferencias sobre la naturaleza de la partícula de DM.

Dejando de lado por el momento la probabilidad de que se produzca el proceso, nos limitaremos a aplicar las leyes de conservación, aprendiendo lo que podamos sobre el proceso a partir del estado final, dando por supuesta la ocurrencia de ese estado final.

### 3.1. Cinemática de dispersión WIMP-núcleo en el marco de laboratorio

La representación esquemática general de un procesos de dispersión de dos cuerpos puede verse en la figura 3.1, dicho esquema, puede representar la dispersión elástica de dos partículas entre sí, en cuyo caso las partículas 1 y 3 pueden tener la misma masa, y de forma similar para las partículas 2 y 4; sino también, podría representar un proceso de dispersión inelástica, con las partículas 1 y 2 convertidas en partículas diferentes 3 y 4. El círculo sombreado en el centro significa que no especificamos en esta fase ninguna descripción detallada de la interacción que se produce aquí.

Dentro de la física de partículas, los procesos de dispersión elástica e inelástica toman relevancia porque nos permiten obtener conocimientos sobre sus estructuras observando el efecto de los proyectiles que se dispersan desde ellas. Los procesos de dispersión elástica son los usados en la búsqueda directa de DM.

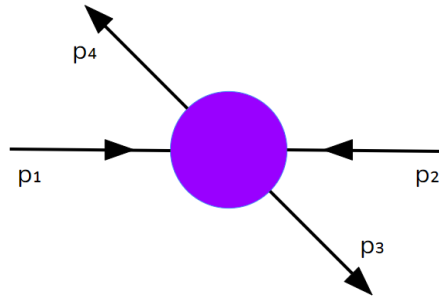


Figura 3.1: Colisión general de dos cuerpos, con los cuatrimomentos de las partículas entrantes y salientes 1 y 2, 3 y 4, respectivamente, etiquetadas en negrita. No se asume ningún marco de referencia particular.

La estrategia experimental para la detección directa de DM se basa en medir el retroceso de un núcleo después de dispersarse con DM WIMP. Para tal situación, consideremos el proceso de dispersión elástica entre el WIMP y el núcleo,  $\chi N \rightarrow \chi N$ . Para ello, nosotros realizaremos el análisis en el marco de Laboratorio donde el núcleo está inicialmente en reposo; además, partiendo del supuesto de que la Vía Láctea está rodeada por un halo de DM conformado por WIMPS, cuya velocidad relativa típica es de aproximadamente una milésima parte de la velocidad de la luz,  $10^{-3}c$ , nosotros podemos usar dinámica no relativista y tratar al proceso de dispersión  $\chi - N$  como una colisión sujeta a la mecánica clásica.

Sea un WIMP de masa  $M_\chi$  y velocidad  $v_{\chi 1}$  que llega a la tierra y colisiona con un núcleo en reposo de algún detector, el cual tiene una masa de  $M_N$ , entonces, como en cualquier colisión elástica clásica de dos cuerpos deben de cumplirse la conservación de momento y conservación de energía, dadas a continuación, respectivamente:

$$M_\chi v_{\chi 1} + M_N v_{N 1} = M_\chi v_{\chi 2} + M_N v_{N 2}, \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{2} M_\chi v_{\chi 1}^2 + \frac{1}{2} M_N v_{N 1}^2 = \frac{1}{2} M_\chi v_{\chi 2}^2 + \frac{1}{2} M_N v_{N 2}^2. \quad (3.2)$$

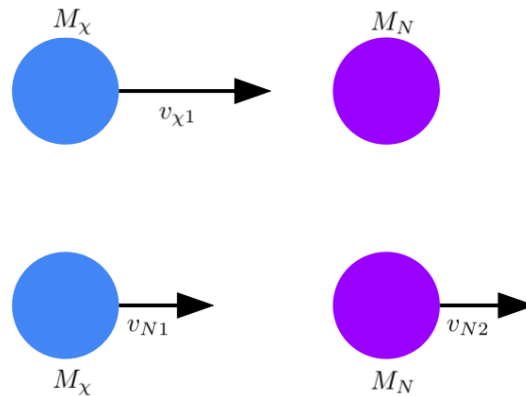


Figura 3.2: Colisión WIMP-Núcleo en el marco de laboratorio.

Dado que el núcleo inicialmente se encuentra en reposo,  $v_{N 1} = 0$ , las ecuaciones de conservación de momento (3.1) y energía (3.2) toman la forma:

$$M_\chi v_{\chi 1} = M_\chi v_{\chi 2} + M_N v_{N 2}, \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{2}M_\chi v_{\chi 1}^2 = \frac{1}{2}M_\chi v_{\chi 2}^2 + \frac{1}{2}M_N v_{N 2}^2. \quad (3.4)$$

### 3.1.1. Colisión frontal

Si trabajamos un poco sobre la ecuación de momento (3.3) llegamos a:

$$M_\chi^2 v_{\chi 2}^2 = M_\chi^2 v_{\chi 1}^2 - 2M_\chi M_N v_{\chi 1} v_{N 2} + M_N^2 v_{N 2}^2, \quad (3.5)$$

mientras que de (3.4) obtenemos:

$$M_\chi^2 v_{\chi 1}^2 = M_\chi^2 v_{\chi 2}^2 + M_\chi M_N v_{N 2}^2. \quad (3.6)$$

Sustituyendo (3.6) en (3.5) se tiene la siguiente ecuación:

$$2M_\chi M_N v_{\chi 1} v_{N 2} = M_\chi M_N v_{N 2}^2 + M_N^2 v_{N 2}^2,$$

de la cual, obtenemos:

$$\frac{v_{N 2}^2}{v_{\chi 1}^2} = \frac{4M_\chi^2}{(M_\chi + M_N)^2}. \quad (3.7)$$

Si multiplicamos cada lado de la ecuación anterior por  $\frac{M_N}{M_\chi}$  y además agregamos la unidad  $\left(\frac{1/2}{1/2}\right)$  al lado izquierdo de la igualdad, obtendremos la razón entre las energías cinéticas del WIMP y núcleo:

$$\frac{\frac{1}{2}M_N v_{N 2}^2}{\frac{1}{2}M_\chi v_{\chi 1}^2} = \frac{4M_\chi M_N}{(M_\chi + M_N)^2}. \quad (3.8)$$

La ecuación anterior mide la transferencia de energía cinética, ya que nos dice qué porción de la energía cinética del WIMP se transforma en energía cinética final del núcleo. Nótese que la energía transferida a la energía cinética del núcleo en retroceso es óptima cuando la masa del núcleo es igual a la masa del WIMP. Además, en una colisión frontal, el WIMP pierde toda su energía cinética, este es el mejor caso posible pero es altamente improbable.

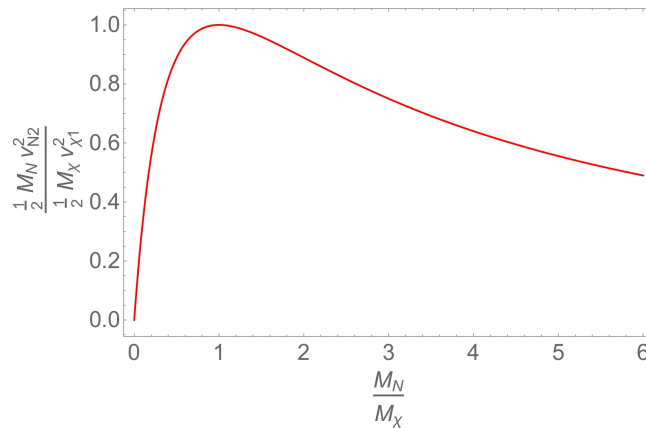


Figura 3.3: Razón de las energías cinéticas del WIMP y el núcleo.

### 3.2. Cinemática de colisión WIMP-núcleo desde el CM

Sea  $M_N$  la masa del núcleo en reposo,  $M_\chi$  la masa del WIMP que se encuentra en  $y$  con respecto al núcleo y  $CM$  el centro de masa localizado en  $x$  en relación con el núcleo (ver Fig. 3.4). Del esquema se tiene que

$$\begin{aligned} M_N x &= M_\chi (y - x), \\ (M_N + M_\chi) x &= M_\chi y, \end{aligned} \quad (3.9)$$

por lo cual,

$$\begin{aligned} v_c &= \frac{dx}{dt} = \frac{M_\chi}{M_N + M_\chi} \frac{dy}{dt} \\ &= \frac{M_\chi v_\chi}{M_N + M_\chi} \end{aligned} \quad (3.10)$$

donde  $v_c$  es la velocidad del centro de masa y  $v_\chi$  la velocidad *relativa* con la que el WIMP se mueve hacia el núcleo.

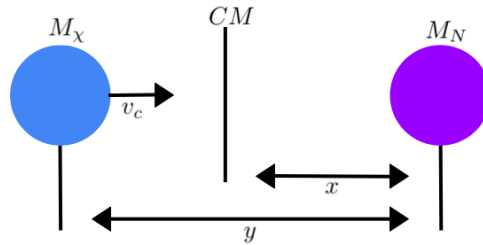


Figura 3.4: Colisión desde el marco del CM.

En el marco del Centro de Masa (CM), la conservación de momento antes de la colisión,  $\vec{p}_{\chi i} + \vec{p}_{Ni} = 0$ , implica que el momento de la DM  $\vec{p}_{\chi i}$  y el momento del núcleo ( $\vec{p}_{Ni}$ ) sean iguales y opuestos. Por lo que, el momento inicial de la DM en el CM es:

$$\vec{p}_{\chi i} = -\vec{p}_{Ni}. \quad (3.11)$$

Así, el momento de cada partícula para un observador en el marco del CM sería:

**Núcleo:** Se mueve a la velocidad de  $-\vec{v}_c$ , por lo tanto, el momento es  $-M_N \vec{v}_c$ , o bien,

$$\vec{p}_{Ni} = -\frac{M_N M_\chi \vec{v}_\chi}{(M_N + M_\chi)}. \quad (3.12)$$

**WIMP:** Se mueve a la velocidad de  $\vec{v}_\chi - \vec{v}_c$ , por lo tanto su momento es

$$\begin{aligned} \vec{p}_{\chi i} &= M_\chi (\vec{v}_\chi - \vec{v}_c) \\ &= M_\chi \vec{v}_\chi \left( 1 - \frac{M_\chi}{M_N + M_\chi} \right) \\ &= \frac{M_\chi \vec{v}_\chi M_N}{M_N + M_\chi} \\ &= +M_N \vec{v}_c. \end{aligned} \quad (3.13)$$



De las ecuaciones (3.12) y (3.13) podemos observar que

$$|\vec{p}_{\chi i}| = |\vec{p}_{N i}| = p_i. \quad (3.14)$$

De igual manera, la conservación del momento después de la colisión,  $\vec{p}_{\chi f} + \vec{p}_{N f} = 0$ , implica que el momento de la DM  $\vec{p}_{\chi}$  y el momento del núcleo ( $\vec{p}_N$ ) sean iguales y opuestos. Entonces, el momento final de la DM en el CM será:

$$\vec{p}_{\chi f} = -\vec{p}_{N f}, \quad (3.15)$$

por lo tanto,

$$|\vec{p}_{\chi f}| = |\vec{p}_{N f}| = p_f. \quad (3.16)$$

### 3.2.1. Energía de retroceso

Consideremos nuevamente el proceso de dispersión no relativista, entre una partícula de DM con masa  $M_\chi$  colisionando con un núcleo estacionario de masa  $M_N$ . Después de la colisión este se mueve, es decir, el núcleo adquiere energía cinética de retroceso. Dicha energía de retroceso  $E_R$  del núcleo está dada por

$$E_R = \frac{|\vec{p}_{N f}|^2}{2M_N} = \frac{|\vec{q}|^2}{2M_N}, \quad (3.17)$$

donde  $\vec{p}_{N f}$  es el momento del núcleo después de la colisión (en el marco de laboratorio),  $M_N$  es la masa del núcleo y  $\vec{q}$  es el momento transferido entre las dos partículas.

Ahora podemos ubicarnos en el marco de referencia del CM y calcular el momento transferido, que tiene el mismo valor en cualquier marco de referencia. Tenemos:

$$\begin{aligned} |\vec{q}|^2 &= |\vec{p}_{\chi f} - \vec{p}_{\chi i}|^2 \\ &= |\vec{p}_{\chi f}|^2 + |\vec{p}_{\chi i}|^2 - 2|\vec{p}_{\chi f}||\vec{p}_{\chi i}|\cos\theta_{CM} \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde  $\vec{p}_{\chi i}$  y  $\vec{p}_{\chi f}$  son los momentos de  $\chi$  antes y después de la colisión en el marco del CM, respectivamente;  $\theta_{CM}$  es el ángulo de dispersión en el marco del CM. Pero en una colisión elástica en el CM se tiene  $|\vec{p}_{\chi i}| = |\vec{p}_{\chi f}| = p_\chi$ , por lo que, el momento transferido al cuadrado puede ser escrito como:

$$\begin{aligned} |\vec{q}|^2 &= 2p_\chi^2(1 - \cos\theta_{CM}) \\ &= 2\left(\frac{M_N M_\chi v_\chi}{M_N + M_\chi}\right)^2(1 - \cos\theta_{CM}), \end{aligned} \quad (3.19)$$

donde hemos usado la ecuación (3.13).

Sustituyendo la ecuación anterior en (3.17), se tiene que la energía de retroceso está dada por

$$E_R = \frac{M_\chi^2 v_\chi^2 M_N}{(M_N + M_\chi)^2} (1 - \cos\theta_{CM}). \quad (3.20)$$

O bien,

$$E_R = \frac{1}{2} M_\chi v_\chi^2 \times \frac{4M_N M_\chi}{(M_N + M_\chi)^2} \times \frac{(1 - \cos\theta_{CM})}{2}, \quad (3.21)$$

donde el primer factor corresponde a la energía cinética del WIMP entrante; el segundo factor mide la transferencia de energía cinética, ya que nos dice que porción de la energía cinética del WIMP se transforma en energía cinética final del núcleo, y el último factor es el factor angular. El intervalo de valores posibles para el segundo y tercer factor es  $[0, 1]$ .

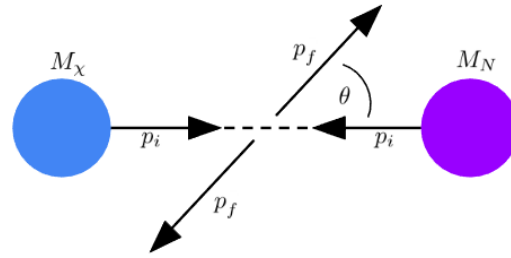


Figura 3.5: Colisión DM-Núcleo desde el marco del CM.

Nótese que el máximo de energía transferida posible ocurre cuando la colisión es frontal ( $\theta_{CM} = 180^\circ$ ) y la masa del WIMP es la misma que la masa del núcleo ( $M_\chi = M_N$ ):

$$E_{R,max} = \frac{1}{2} M_\chi v_\chi^2. \quad (3.22)$$

Dado que la velocidad relativa del WIMP es  $v_\chi = 1/1300$  y su rango de masas es [1 GeV, 1 TeV], el intervalo de la energía de retroceso  $E_{R,max}$  es:

$$E_{R,max} \in [0.3 \text{ keV}, 296 \text{ keV}]. \quad (3.23)$$

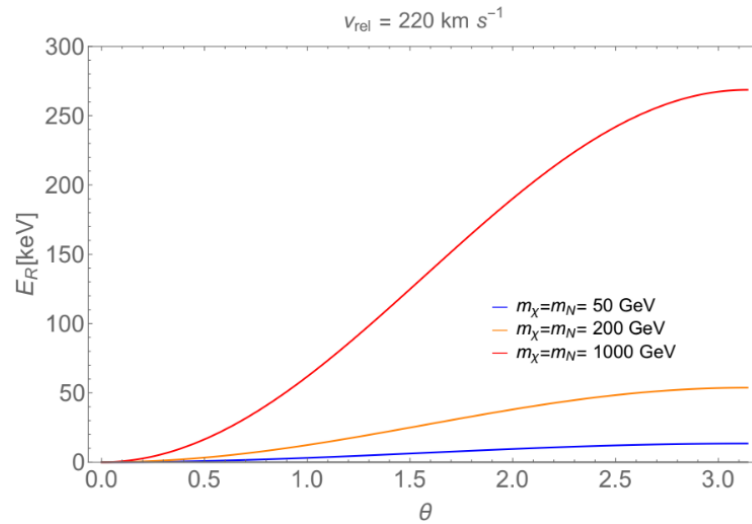


Figura 3.6: Energía de retroceso en función del ángulo de dispersión. Las masas del WIMP y del núcleo iguales con una velocidad típica del WIMP de  $220 \text{ km s}^{-1}$ .

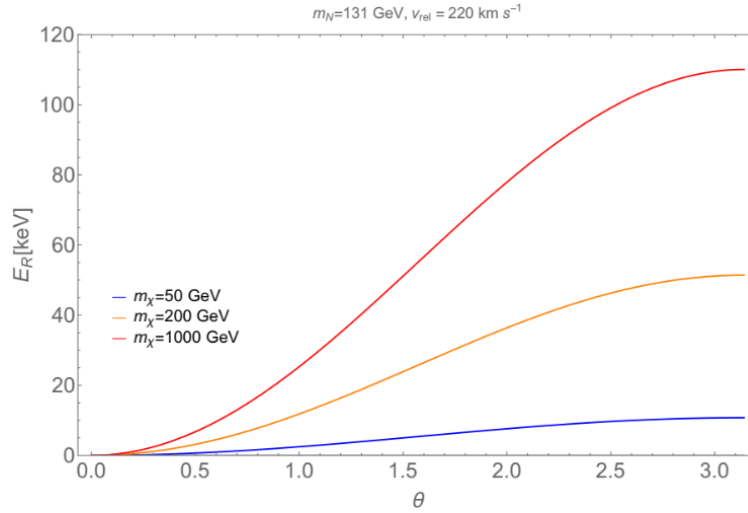


Figura 3.7: Energía de retroceso en función del ángulo de dispersión. La masa del núcleo es del orden de un átomo pesado de Xenon,  $131 \text{ GeV}$ , con una velocidad típica del WIMP de  $220 \text{ km s}^{-1}$ .

En esta colisión de máxima energía transferida, el WIMP es frenado y transfiere toda su energía cinética al núcleo. Cabe señalar, que todas estas relaciones son completamente independientes de la naturaleza de la interacción entre las partículas, ya que sólo se invoca conservación de energía y momento.

### 3.3. Sección eficaz de dispersión elástica

Debido a que el proceso fundamental involucrado dentro de la dispersión WIMP-núcleo es la dispersión WIMP-quark, donde la interacción sumada sobre cada uno de los quarks presentes dentro de un nucleón da una sección eficaz efectiva WIMP-nucleón, cabe señalar que existen dos clases de interacciones WIMP-quark permitidas en el límite no-relativista, las dependientes del espín (SD, por sus siglas in inglés) y las independientes de espín (SI, por sus siglas in inglés) [33]. En nuestro caso estamos interesados en la interacción independiente del espín.

El acoplamiento del Higgs con los núcleos depende de la transferencia de momento. Para momentos sumamente pequeños, el Higgs se acopla al núcleo como un todo. A medida que el momento empieza a crecer, la creciente resolución habilita al Higgs a interactuar con los quarks del interior del núcleo, como se muestra en la Fig. 3.8.

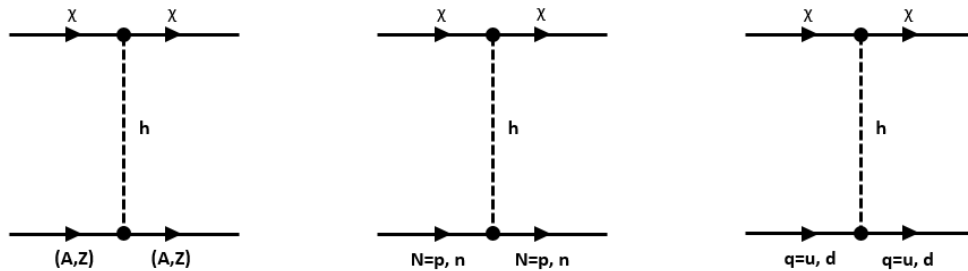


Figura 3.8: Dispersión WIMP-núcleo por medio del portal de Higgs.

La incertidumbre acerca del “sabor” y “espín” del nucleón: además de los quarks de valencia  $u$  y

$d$ , hay contribuciones significativas del quark  $s$ , de quarks más pesados e incluso gluones. Pero, las mayores contribuciones a la sección eficaz independiente del espín, pueden ser expresadas en términos de los quarks ligeros ( $u$ ,  $d$  y  $s$ ), y en la práctica, sólo  $s$  es importante [34].

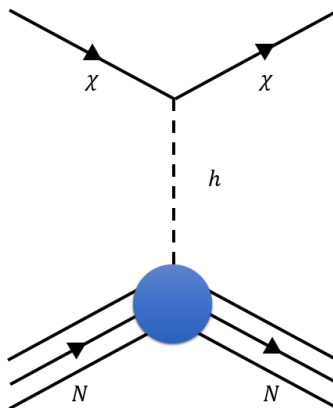
La sección eficaz de interacción entre la DM y un núcleo pesado está dada por [35]

$$\sigma^{\text{SI}}(\chi N \rightarrow \chi N) = \frac{1}{16\pi s} \sum_N \left| Z\mathcal{M}_p + (A-Z)\mathcal{M}_n \right|^2 = \begin{cases} \frac{A^2}{64\pi s} \sum_N |\overline{\mathcal{M}_p + \mathcal{M}_n}|^2 & \text{para } Z = A/2 \\ \frac{A^2}{16\pi s} \sum_N |\overline{\mathcal{M}_n}|^2 & \text{para } \mathcal{M}_p = \mathcal{M}_n \end{cases} \quad (3.24)$$

$A$  es el número de masa del núcleo considerado,  $Z$  es el número de protones,  $(A - Z)$  el número de neutrones,  $\mathcal{M}_p$  y  $\mathcal{M}_n$  son las amplitudes del proceso de interacción entre el WIMP-protón y WIMP-neutrón, respectivamente.

### 3.3.1. Portal de Higgs en la dispersión WIMP-nucleón

Dado que una partícula de DM no será cargada bajo  $SU(3)$ , la interacción del WIMP con los partones dentro de los nucleones, que a su vez se encuentran dentro del núcleo, tendrá que ser mediada por bosones electrodébiles o el Higgs [35]. En este trabajo de tesis, nosotros esperamos que el WIMP se acople a los partones de los nucleones a través del intercambio de un Higgs.



*Figura 3.9: Dispersión WIMP-núcleo por medio del portal de Higgs.*

A nivel partónico, en la interacción de dispersión WIMP-nucleón, los quarks de valencia dentro de los nucleones se acoplan con el escalar de DM  $S$  a través de un canal  $t$  de Higgs.

Después de introducirnos en este capítulo en la dispersión WIMP-nucleón a través del portal de Higgs, considerando nuestro candidato de DM  $S$ , a continuación presentamos una extensión escalar del Modelo Estándar, en la que nos interesa identificar al menos un candidato de DM.

# Capítulo 4

## Extensión escalar del SM

Como ya vimos los WIMPS son partículas que surge de una extensión a SM, por ello trabajaremos con una extensión de un singlete escalar real

### 4.1. Modelo de un singlete escalar real para DM

En este modelo para DM se amplía el SM introduciendo un singlete escalar real  $S$  con una simetría discreta  $Z_2$  ( $S \rightarrow -S$ ) que lo hace estable ya que  $S$  tiene un vev nulo.

El lagrangiano para dicho modelo es:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{m_0^2}{2} S^2 - \frac{\lambda_S}{4} S^4 - \lambda_{SH} S^2 \Phi^\dagger \Phi. \quad (4.1)$$

$\lambda_S$  describe la fuerza de auto interacción de DM que es independiente de la aniquilación de DM. Después de la ruptura espontanea de simetría, podemos obtener la masa de DM dada como  $m_D^2 = m_0^2 + \lambda v_{EW}^2$  con  $v_{EW} = 246$  GeV. El modelo de un singlete escalar real es muy simple y tiene solo tres parámetros libres: la masa  $m_D$  de DM, la masa  $m_h$  de Higgs y el acoplamiento  $\lambda$ . En términos de la abundancia de DM observada  $\Omega_{DM} h^2 = 0.120 \pm 0.001$  [11], se puede calcular el acoplamiento  $\lambda$  para los  $m_D$  y  $m_h$  dados [36].

#### 4.1.1. Reglas de Feynman

##### Campos de Norma

Nombre	$SU(N)$	Acoplamiento	Nombre
$B$	$U(1)$	$g_1$	hypercharge
$W$	$SU(2)$	$g_2$	left
$g$	$SU(3)$	$g_3$	color

##### Supercampos de materia

Nombre	Espín	Generadores	$(U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3))$
$H$	0	1	$(\frac{1}{2}, \mathbf{2}, \mathbf{1})$
$S$	0	1	$(0, \mathbf{1}, \mathbf{1})$
$q$	$\frac{1}{2}$	3	$(\frac{1}{6}, \mathbf{2}, \mathbf{3})$
$l$	$\frac{1}{2}$	3	$(-\frac{1}{2}, \mathbf{2}, \mathbf{1})$
$d$	$\frac{1}{2}$	3	$(\frac{1}{3}, \mathbf{1}, \bar{\mathbf{3}})$
$u$	$\frac{1}{2}$	3	$(-\frac{2}{3}, \mathbf{1}, \bar{\mathbf{3}})$
$e$	$\frac{1}{2}$	3	$(1, \mathbf{1}, \mathbf{1})$

**Matrices de masa para escalares**

- no hay mezclas escalares

**Matrices de masa para fermiones**

- **Matriz de masa para quarks down**, base:  $(d_{L,\alpha_1}), (d_{R,\beta_1}^*)$

$$m_d = \left( \frac{1}{\sqrt{2}} v \delta_{\alpha_1 \beta_1} Y_d^T \right) \quad (4.2)$$

$m_d$  es diagonalizable por  $U_L^d$  y  $U_R^d$

$$U_L^{d,*} m_d U_R^{d,\dagger} = m_d^{dia}, \quad (4.3)$$

con

$$d_{L,i\alpha} = \sum_{t_2} U_{L,ji}^{d,*} D_{L,j\alpha}, \quad d_{R,i\alpha} = \sum_{t_2} U_{R,ij}^d D_{R,j\alpha}^*. \quad (4.4)$$

- **Matriz de masa para quarks up**, base:  $(u_{L,\alpha_1}), (u_{R,\beta_1}^*)$

$$m_u = \left( -\frac{1}{\sqrt{2}} v \delta_{\alpha_1 \beta_1} Y_u^T \right) \quad (4.5)$$

$m_u$  es diagonalizable por  $U_L^u$  y  $U_R^u$

$$U_L^{u,*} m_u U_R^{u,\dagger} = m_u^{dia}, \quad (4.6)$$

con

$$u_{L,i\alpha} = \sum_{t_2} U_{L,ji}^{u,*} U_{L,j\alpha}, \quad u_{R,i\alpha} = \sum_{t_2} U_{R,ij}^u U_{R,j\alpha}^*. \quad (4.7)$$

- **Matriz de masa para leptones**, base:  $(e_L), (e_R^*)$

$$m_e = \left( \frac{1}{\sqrt{2}} v Y_e^T \right) \quad (4.8)$$

$m_e$  es diagonalizable por  $U_L^e$  and  $U_R^e$ ,

$$U_L^{e,*} m_e U_R^{e,\dagger} = m_e^{dia} \quad (4.9)$$

con

$$e_{L,i} = \sum_{t_2} U_{L,ji}^{e,*} E_{L,j}, \quad e_{R,i} = \sum_{t_2} U_{R,ij}^e E_{R,j}^*. \quad (4.10)$$

### 4.1.2. Herramientas computacionales

20 años atrás para calcular la abundancia de materia oscura predicha por un modelo era necesario:

- Determinar la abundancia de la materia oscura (DM).
- Averiguar que procesos son relevantes para la producción/anihilación de la materia oscura.
- Escribir las ecuaciones de Boltzmann pertinentes.
- Codificar todas estas expresiones y resolver numéricamente las ecuaciones de Boltzmann.
- Extraer todos los vértices.
- Escribir el lagrangiano.
- Calcular todas las secciones transversales.

Actualmente algunos de estos pasos se pueden automatizar utilizando diferentes herramientas.

#### LanHEP

Se utilizó el software especializado LanHEP que nos permite la generación de reglas de Feynman para propagadores y vértices a partir del Lagrangiano escrito de forma compacta y amable con el usuario en lenguaje C, podemos ver los elementos del lagrangiano en A.19. Los términos del lagrangiano se pueden escribir usando símbolos especiales para expresiones complicadas, como la derivada covariante y el tensor de fuerza para campos de norma. La salida son las reglas de Feynman y parámetros independientes. Estas salidas se obtuvieron en forma de archivos CalcHEP, La idea principal de CalcHEP es permitir pasar directamente del lagrangiano a las secciones transversales y distribuciones de manera efectiva, con un alto nivel de automatización, lo que permite iniciar cálculos para el modelo en micrOMEGAs.

#### micrOMEGAs

micrOMEGAs es la herramienta que una vez que se especifica el contenido de partículas y sus interacciones calcula las propiedades de partículas masivas estables en un modelo genérico capaz de calcular las tasas de detección directa e indirecta de materia oscura y donde el usuario puede implementar extensiones a otros modelos. En particular, calcula las secciones eficaces a nivel árbol y establece las ecuaciones de Boltzmann numericamente. El modelo de nueva física primero requiere escribir un nuevo archivo de modelo CalcHEP, un paquete para la generación automática de elementos de matriz al cuadrado que se realizó en LanHEP. Una vez hecho esto, todos los canales de aniquilación y co-anihilación se incluyen automáticamente en cualquier modelo.

Se trata de un programa informático (en C) para el cálculo automático de observables de materia oscura en extensiones genéricas del Modelo Estándar, que puede:

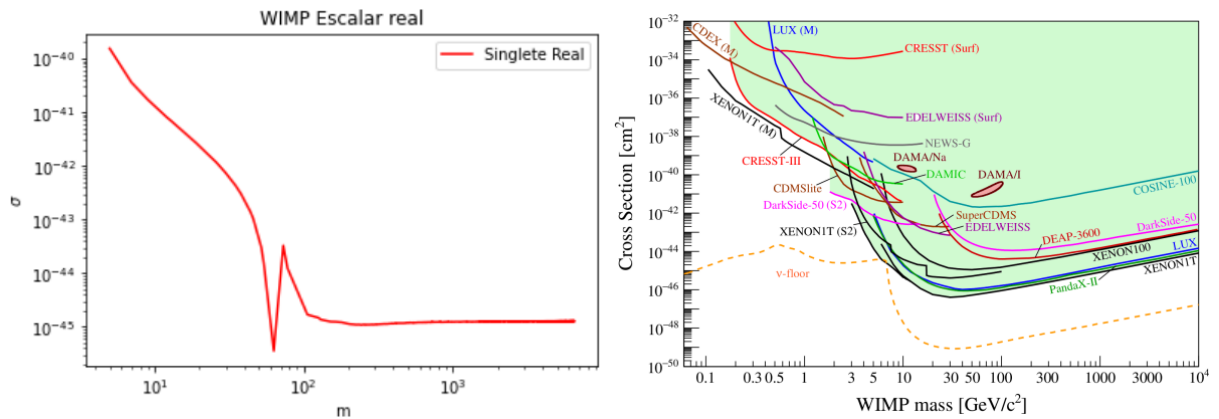
- Calcular la abundancia prevista de materia oscura en un modelo definido por el usuario de acuerdo con las imágenes freeze-out o freeze-in (incluidos los escenarios de DM de dos componentes).
- Calcular observables para la detección directa de materia oscura.
- Calcular observables para la detección indirecta de materia oscura. Bajo diferentes supuestos astronómicos
- Calcular anchos de decaimiento y secciones transversales (por ejemplo, para análisis de colisionadores).
- Para algunos modelos (p. ej., MSSM/NMSSM), calcula observables como  $b \rightarrow s\gamma$ .

- Interfaz con otras piezas de software SPHENO (por ejemplo, SModelS, HiggsBounds), diagramas de cantidades utiles, etc [37].

Con micrOMEGAs obtuvimos valores para la sección transversal ( $\sigma$ ), a densidad reliquia, la masa y el acoplamiento con el Higgs de nuestro candidato WIMP. .

### 4.1.3. Sección eficaz para el Modelo de un Singlete Escalar Real

Como ya se mencionó, se hizo uso de micrOMEGAs a través del cual se generaron 1000 pares de datos para la sección transversal y la masa del candidato a DM que se delimitaron por un valor de densidad reliquia de entre 0.119 y 0.121, dichos datos fueron usados para realizar la gráfica de la Figura 4.1a.



(a) Gráfica de sección eficaz vs masa de un WIMP usando el Modelo de Singlete Escalar Real. (b) Gráfica de sección eficaz vs masa de un WIMP para diferentes experimentos [38].

Figura 4.1: Gráficas de sección eficaz vs masa.

Tomando como base la gráfica de la figura 4.1b, que muestra la sección eficaz para distintas masas, obtuvimos los valores para los experimentos Xenon 1T, Xenon 100, Cosine-100, Deap-3600 y Lux.

Obtuvimos la gráfica de la figura 4.2 que compara los valores experimentales con los obtenidos en el modelo.



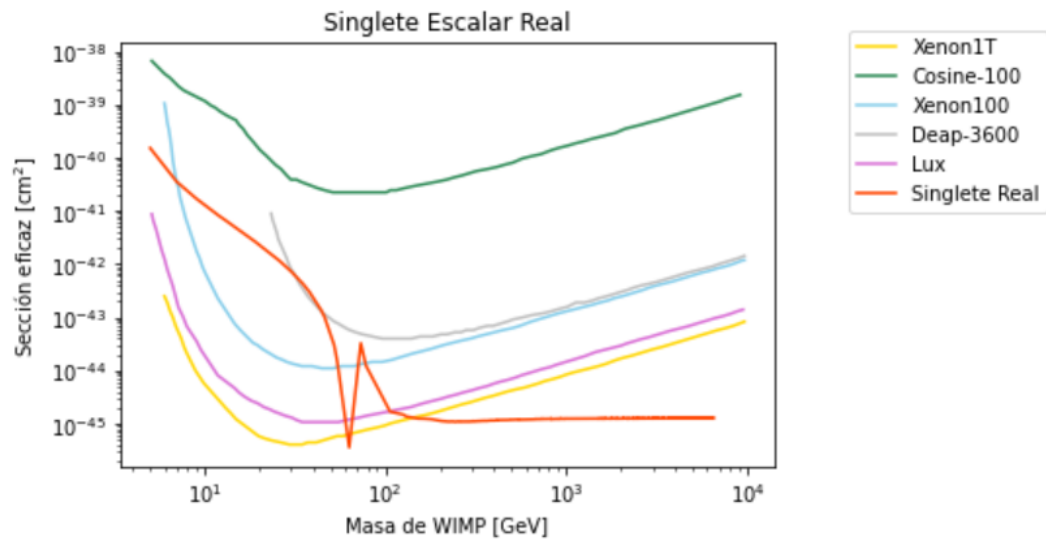


Figura 4.2: Comparación entre los resultados obtenidos y los datos preexistentes para la relación entre la sección transversal del WIMP y su masa.



# Conclusiones

En este trabajo de tesis se ha dado una breve introducción a las evidencias que dieron lugar a la hipótesis sobre la existencia de Materia Oscura y posteriormente a su búsqueda, empezando por los datos observacionales hasta llegar a las más recientes cifras de Planck que reporta un 26.8 % de materia faltante. Así mismo, se mencionaron algunos de los principales candidatos a DM, se decidió enfocarse en las partículas masivas de interacción débil conocidas como WIMPs. Estos se encuentran en la rama de materia oscura fría no bariónica y que no existen actualmente en el ME, por lo cual se realizan diversos experimentos enfocados en su detección, enfocándonos en la detección directa.

Posteriormente se hizo una revisión del Modelo Estándar de la Física de Partículas y sus particularidades, esto para poder llegar a la interacción por medio del Portal de Higgs, ya que se trata de un mecanismo de importancia en la detección directa de Material Oscura y llegamos al cálculo para sección eficaz de un candidato de DM. Dicha detección se realiza por medio del retroceso nuclear en los átomos de los detectores que representamos por la energía de retroceso desde el marco de centro de masa

$$E_R = \frac{1}{2} M_\chi v_\chi^2 \times \frac{4M_N M_\chi}{(M_N + M_\chi)^2} \times \frac{(1 - \cos \theta_{CM})}{2}$$

. Por ello, se analizó la dispersión entre WIMPs y nucleones que constituyen al núcleo atómico.

Dado que los WIMPs son partículas que no existen en el Modelo Estándar, es necesario hacer una extensión de este para poder agregarlos, para ello se usó la extensión más simple, un singlete escalar real cuya densidad lagrangiana es:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2} \partial_\mu S \partial^\mu S - \frac{m_0^2}{2} S^2 - \frac{\lambda_S}{4} S^4 - \lambda S^2 \Phi^\dagger \Phi.$$

A partir de esta, con ayuda de los programas LanHEP y microMEGAS, obtuvimos las reglas de Feynman y valores numéricos para la sección eficaz y masa del candidato que nos permitieron generar una gráfica comparativa entre el modelo utilizado y las cotas que nos dan diversos experimentos. Podemos ver de la gráfica de la Fig. 4.1b que Xenon 1T es el experimento que marca la menor región de aceptación con una sección transversal aproximada de  $10^{-46} \text{cm}^2$  en el punto más bajo.

De la gráfica comparativa ya mencionada, la Fig. 4.2 podemos notar que nuestro modelo no se encuentra excluido por el momento, ya que tenemos secciones eficaces viables a partir de aproximadamente  $150 \text{GeV}/c^2$  de masa. El modelo se encuentre dentro de los intervalos experimentales factibles, siendo efectivamente el experimento Xenon1T el más restrictivo, mientras que el experimento Cosine-100 es el único donde nuestro modelo se encuentra en su totalidad de masas en una región permitida. Además, vemos que a  $\sim 62 \text{GeV}/c^2$  o lo que pareciera aproximadamente la mitad de la masa del bosón de Higgs del Modelo Estándar, nuestro modelo tienen un decaimiento notable para la sección transversal, generando un intervalo de masa viable para todos los experimentos.



# Apéndice A

## LanHEP

Elementos del lagrangiano del SM:

### A.1. Simetrías de norma del Modelo Estándar

```
%  
% Standard Model - unitary and t'Hooft-Feynman gauges.  
%  
  
keys gauge_fixing=Feynman.  
keys CKMdim=3.  
  
do_if gauge_fixing==Feynman.  
  model 'Stand. Model (Feyn. gauge)'/4.  
do_else_if gauge_fixing==unitary.  
  model 'Stand. Model (un. gauge)'/3.  
do_else.  
  write('Error: the key "gauge" should be either "Feynman" or "unitary".').  
  quit.  
end_if.  
  
option ReduceGamma5=0.  
let g5=gamma5.  
use sm_tex.
```

### A.2. Parámetros medidos experimentalmente

```
parameter EE = 0.31333 : 'Electromagnetic coupling constant (<->1/128)',  
          GG = 1.117   : 'Strong coupling constant (Z point) (PDG-94)',  
          SW = 0.4740  : 'sin of the Weinberg angle (PDG-94,"on-shell")',  
          s12 = 0.221   : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',  
          s23 = 0.040   : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)',  
          s13 = 0.0035  : 'Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)'.  
  
parameter CW = sqrt(1-SW**2) : 'cos of the Weinberg angle'.
```

### A.3. Matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

```

parameter  c12 = sqrt(1-s12**2) : 'parameter of C-K-M matrix',
           c23 = sqrt(1-s23**2) : 'parameter of C-K-M matrix',
           c13 = sqrt(1-s13**2) : 'parameter of C-K-M matrix'.

do_if CKMdim==3.
parameter  Vud = c12*c13           : 'C-K-M matrix element',
           Vus = s12*c13           : 'C-K-M matrix element',
           Vub = s13               : 'C-K-M matrix element',
           Vcd = (-s12*c23-c12*s23*s13) : 'C-K-M matrix element',
           Vcs = (c12*c23-s12*s23*s13) : 'C-K-M matrix element',
           Vcb = s23*c13           : 'C-K-M matrix element',
           Vtd = (s12*s23-c12*c23*s13) : 'C-K-M matrix element',
           Vts = (-c12*s23-s12*c23*s13) : 'C-K-M matrix element',
           Vtb = c23*c13           : 'C-K-M matrix element'.
OrthMatrix( { {Vud,Vus,Vub}, {Vcd,Vcs,Vcb}, {Vtd,Vts,Vtb}} ).

alias ckm(1,1)=Vud, ckm(2,1)=Vus, ckm(3,1)=Vub,
      ckm(1,2)=Vcd, ckm(2,2)=Vcs, ckm(3,2)=Vcb,
      ckm(1,3)=Vtd, ckm(2,3)=Vts, ckm(3,3)=Vtb.

do_else_if CKMdim==2.
parameter  Vud = c12           : 'C-K-M matrix element',
           Vus = s12           : 'C-K-M matrix element',
           Vcs = Vud           : 'C-K-M matrix element',
           Vcd = -Vus          : 'C-K-M matrix element'.
let       Vub = 0, Vcb = 0, Vtd = 0, Vts = 0, Vtb = 1.
OrthMatrix({{Vud,Vus}, {Vcd,Vcs}}).

do_else_if CKMdim==1.
let Vub=0, Vcb=0, Vtd=0, Vts=0, Vtb=1, Vud=1, Vus=0, Vcs=1, Vcd=0.
end_if.

```

### A.4. Campos vectoriales

```

do_if gauge_fixing==Feynman.

vector
A/A: (photon, gauge),
Z/Z: ('Z boson', mass MZ = 91.187, width wZ = 2.502, gauge),
G/G: (gluon, color c8, gauge),
'W+'/'W-': ('W boson', mass MW = MZ*CW, width wW = 2.094, gauge).

do_else.

vector
A/A: (photon, gauge),
Z/Z: ('Z boson', mass MZ = 91.187, width wZ = 2.502),

```

```
G/G: (gluon, color c8, gauge),
'W+'/'W-': ('W boson', mass MW = MZ*CW, width wW = 2.094).
```

```
end_if.
```

## A.5. Campos de materia

```
spinor n1:(neutrino,left),      e1:(electron),
      n2:('mu-neutrino',left),  e2:(muon, mass Mm = 0.1057),
      n3:('tau-neutrino',left), e3:('tau-lepton', mass Mt = 1.777).
```

```
spinor u:('u-quark',color c3),
      d:('d-quark',color c3),
      c:('c-quark',color c3, mass Mc = 1.300),
      s:('s-quark',color c3, mass Ms = 0.200),
      t:('t-quark',color c3, mass Mtop = 170, width wtop = 1.442),
      b:('b-quark',color c3, mass Mb = 4.300 ).
```

## A.6. Campo escalar

```
scalar H/H:(Higgs, mass MH = 200, width wH = 1.461).
```

## A.7. Dobletes fermiónicos

```
let l1={n1,e1}, L1={N1,E1}.
let l2={n2,e2}, L2={N2,E2}.
let l3={n3,e3}, L3={N3,E3}.
```

```
let q1={u,d}, Q1={U,D}, q1a={u,Vud*d+Vus*s+Vub*b}, Q1a={U,Vud*D+Vus*S+Vub*B}.
let q2={c,s}, Q2={C,S}, q2a={c,Vcd*d+Vcs*s+Vcb*b}, Q2a={C,Vcd*D+Vcs*S+Vcb*B}.
let q3={t,b}, Q3={T,B}, q3a={t,Vtd*d+Vts*s+Vtb*b}, Q3a={T,Vtd*D+Vts*S+Vtb*B}.
```

## A.8. Declaración de los campos de norma

```
let B1= -SW*Z+CW*A, W3=CW*Z+SW*A, W1=('W+'+'W-')/Sqrt2,
      W2 = i*('W+'-'W-')/Sqrt2.
```

## A.9. Campos de fantasma

```
do_if gauge_fixing==Feynman.
```

```
let gh1 = ('W+.c'+'W-.c')/Sqrt2, gh2= i*('W+.c'-'W-.c')/Sqrt2,
```

```

gh3= CW*'Z.c'+SW*'A.c', gh={gh1,gh2,gh3}.

let Gh1 = ('W+.C'+'W-.C')/Sqrt2, Gh2=i*('W+.C'-'W-.C')/Sqrt2,
Gh3= CW*'Z.C'+SW*'A.C', Gh={Gh1,Gh2,Gh3}.

end_if.

let WW1 = {W1, W2 , W3}, WW = {'W+',W3,'W-'}.

let g=EE/SW, g1=EE/CW.

% Self-interaction of gauge bosons

```

## A.10. Términos cinéticos de norma en el lagrangiano

```

lterm -F**2/4 where
F=deriv^mu*B1^nu-deriv^nu*B1^mu.

lterm -F**2/4 where
F=deriv^mu*G^nu^a-deriv^nu*G^mu^a+i*GG*f_SU3^a^b^c*G^mu^b*G^nu^c.

lterm -F**2/4 where
F=deriv^mu*WW1^nu^a-deriv^nu*WW1^mu^a -g*eps^a^b^c*WW1^mu^b*WW1^nu^c.

```

## A.11. Interacción entre fermiones izquierdos con los campos de norma

```

% left fermion interaction with gauge fields

lterm anti(psi)*gamma*(1-g5)/2*(i*deriv-g*taupm*WW/2-Y*g1*B1)*psi
where
psi=l1, Y=-1/2;
psi=l2, Y=-1/2;
psi=l3, Y=-1/2;
psi=q1a, Y= 1/6;
psi=q2a, Y= 1/6;
psi=q3a, Y= 1/6.

```

## A.12. Interacción entre fermiones derechos con los campos de norma

```

% right fermion interaction with gauge fields

lterm anti(psi)*gamma*(1+g5)/2*(i*deriv - Y*g1*B1)*psi
where
psi=e1,Y= -1;

```



```

psi=e2,Y= -1;
psi=e3,Y= -1;
psi=u, Y= 2/3;
psi=c, Y= 2/3;
psi=t, Y= 2/3;
psi=d, Y= -1/3;
psi=s, Y= -1/3;
psi=b, Y= -1/3.

```

### A.13. Interacción quark-gluón

```

% quark-gluon interaction

lterm GG*anti(psi)*lambda*gamma*G*psi where
psi=q1; psi=q2; psi=q3.

do_if gauge_fixing==Feynman.

let pp = { -i*'W+.f', (vev(2*MW/EE*SW)+H+i*'Z.f')/Sqrt2 },
        PP = { i*'W-.f', (vev(2*MW/EE*SW)+H-i*'Z.f')/Sqrt2 }.

do_else.

```

### A.14. Valor de expectación del vacío y su conjugado del campo de Higgs

```

let pp = { 0, (vev(2*MW/EE*SW)+H)/Sqrt2 },
        PP = { 0, (vev(2*MW/EE*SW)+H)/Sqrt2 }.

end_if.

```

### A.15. Yukawas y masas de los fermiones

```

lterm -M/MW/Sqrt2*g*(anti(pl)*(1+g5)/2*pr*pp + anti(pr)*(1-g5)/2*pl*PP )
      where
M=Vud*0, pl=q1a, pr=d;          % 0 stands for Md
M=Vus*Ms, pl=q1a, pr=s;
M=Vub*Mb, pl=q1a, pr=b;
M=Vcd*0, pl=q2a, pr=d;
M=Vcs*Ms, pl=q2a, pr=s;
M=Vcb*Mb, pl=q2a, pr=b;
M=Vtd*0, pl=q3a, pr=d;
M=Vts*Ms, pl=q3a, pr=s;
M=Vtb*Mb, pl=q3a, pr=b.

lterm -M/MW/Sqrt2*g*(anti(pl)*(1+g5)/2*i*tau2*pr*PP

```

```

+ anti(pr)*(1-g5)/2*i*pl*tau2*pp )
  where
M=0 , pl=q1a, pr=u;
M=Mc, pl=q2a, pr=c;
M=Mtop,pl=q3a, pr=t.

lterm -M/MW/Sqrt2*g*(anti(pl)*(1+g5)/2*pr*pp + anti(pr)*(1-g5)/2*pl*PP )
  where
M=Mm, pl=l2, pr=e2;
M=Mt, pl=l3, pr=e3.

```

## A.16. Potencial de Higgs

```

lterm -2*lambda*(pp*PP-v**2/2)**2 where
lambda=(g*MH/MW)**2/16, v=2*MW*SW/EE.

let Dpp^mu^a = (deriv^mu+i*g1/2*B1^mu)*pp^a +
  i*g/2*taupm^a^b^c*WW^mu^c*pp^b.

```

## A.17. Derivada covariante para el Higgs

```

let DPP^mu^a = (deriv^mu-i*g1/2*B1^mu)*PP^a
-i*g/2*taupm^a^b^c*{W-^mu,W3^mu,W+^mu}^c*PP^b.

lterm DPP*Dpp.
lterm -i*GG*f_SU3*ccghost(G)*G^mu*deriv^mu*ghost(G).
lterm -1/2*(deriv*G)**2.

```

## A.18. Términos norma

```

do_if gauge_fixing==Feynman.

%lterm -g*eps*gh*WW1*deriv*Gh.

lterm g*eps*deriv*Gh*gh*WW1.
lterm -1/2*(deriv*A)**2.
lterm -1/2*(2*(deriv*'W'+MW*'W+.f')*(deriv*'W-'+MW*'W-.f') +
(deriv*Z+MW/CW*'Z.f')**2).
lterm -MW*EE/2/SW*((H+i*'Z.f')*(W-.C**'W+.c' + 'W+.C**'W-.c')
+H*'Z.C**'Z.c'/CW**2-2*i*'Z.f**'W+.C**'W-.c').
lterm i*EE*MW/2/CW/SW*(
'W+.f**('W-.C**'Z.c'*(1-2*SW**2)+W-.c**'Z.C'
+2*CW*SW*'W-.C**'A.c') -
'W-.f**('W+.C**'Z.c'*(1-2*SW**2)+W+.c**'Z.C'
+2*CW*SW*'W+.C**'A.c')).
end_if.

```

```
SetAngle(1-SW**2=CW**2).
SetEM(A,EE).
CheckHerm.
```

Una vez, que se ha establecido el lagrangiano del SM, para realizar cualquier extensión del mismo, se agregan los nuevos elementos a este archivo. Por ejemplo, considerando un escalar singlete a continuación se describe los elementos a sumar.

## A.19. Extensión del SM con un escalar singlete real $S$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{1}{2}\partial_\mu S \partial^\mu S + \mu_S^2 S^2 - \frac{1}{4}\lambda_S S^4 - \lambda_{SH} S^2 \Phi^\dagger \Phi$$

Con una simetría adicional  $Z_2$  para garantizar la estabilidad de DM

$$Z_2 : \psi_{SM} \rightarrow \psi_{SM}, \quad S \rightarrow -S.$$

Luego,

$$\Phi = \begin{pmatrix} w^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + iz) \end{pmatrix},$$

entonces,

$$\Phi^\dagger \Phi = w^+ w^- + \frac{1}{2}[(v + H)^2 + z^2]^2.$$

Así,

$$\begin{aligned} -\lambda_{SH} S^2 \Phi^\dagger \Phi &= -\lambda_{SH} S^2 \left( w^+ w^- + \frac{1}{2}[(v + H)^2 + z^2] \right) \\ &= -\lambda_{SH} S^2 w^+ w^- - \lambda_{SH} S^2 \frac{1}{2} v^2 - \lambda_{SH} S^2 v H + \frac{1}{2} H^2 - \lambda_{SH} S^2 z^2. \end{aligned}$$

Términos que se agregan en el archivo de LanHEP SM, para crear el nuevo modelo. Esto es:

```
parameter laS = 0.2      :'Scalar Singlet quartic self interaction coupling',
           laSH = 0.1    :'Singlet-Higgs interaction coupling'.

scalar '~Si'/'~Si':('Si-singlet', mass Mdm1=50, pdg 35).

%Higgs.Singlet interaction

lterm -(laS/4)*'~Si'***4 - 2*(MW*SW/EE)*laSH*H*'~Si'***2.

lterm -(laSH/2)*(H**2)*('~Si'***2).

do_if gauge_fixing==Feynman.

lterm -(laSH/2)*('Z.f'***2)*('~Si'***2).

lterm -(laSH)*('W+.f'*'W-.f')*('~Si'***2).

end_if.
```

Una vez, que ya se cuenta con el archivo con el nuevo lagrangiano, se crea una carpeta nueva, digamos `miModelo`, como subdirectorio de `LanHEPX` (donde  $X$  denota la versión) con los subdirectorios siguientes: `input` y `output`. En el primero se coloca el archivo que contiene al nuevo lagrangiano, digamos `NombreDelArchivo.mdl` (es un archivo ASCII y su extensión es `mdl` señala el tipo de archivo). El segundo se encuentra vacío y es donde LanHEP colocará los archivos que resulten al ejecutar LanHEP. Estando en la carpeta de `miModelo` se ejecuta LanHEP a través de la instrucción:

```
../lhep -ca -OutDir output input/NombreDelArchivo.mdl
```

lo cual genera cuatro archivos en `output`:

```
func1.mdl lgrng1.mdl prtcls1.mdl vars1.mdl
```

En el primero `func1.mdl` contiene la definiciones de los parámetros, esto es:

```
Stand. Model (Feyn. gauge)
```

```
Constraints
```

```
Name |> Expression
```

```
CW      |sqrt(1-SW^2) % cos of the Weinberg angle
c12     |sqrt(1-s12^2) % parameter of C-K-M matrix
c23     |sqrt(1-s23^2) % parameter of C-K-M matrix
c13     |sqrt(1-s13^2) % parameter of C-K-M matrix
Vud     |c12*c13 % C-K-M matrix element
Vus     |s12*c13 % C-K-M matrix element
Vub     |s13 % C-K-M matrix element
Vcd     |-s12*c23-c12*s23*s13 % C-K-M matrix element
Vcs     |c12*c23-s12*s23*s13 % C-K-M matrix element
Vcb     |s23*c13 % C-K-M matrix element
Vtd     |s12*s23-c12*c23*s13 % C-K-M matrix element
Vts     |-c12*s23-s12*c23*s13 % C-K-M matrix element
Vtb     |c23*c13 % C-K-M matrix element
MW      |MZ*CW % mass of W boson
B00000  |1-2*SW^2
B00001  |1-4*SW^2+4*SW^4
```

donde los últimos dos corresponde al nuevo modelo. El archivo `lgrng1.mdl` contiene todas las reglas de Feynman, tanto para el SM como para su extensión, por ejemplo:

```
Stand. Model (Feyn. gauge)
```

```
Lagrangian
```

```
P1 |P2 |P3 |P4 |> Factor <|> dLagrangian/ dA(p1) dA(p2) dA(p3)
<|
A |W+ |W-.f | | |i*EE*MW |m1.m2
A |W+.f |W- | | |-i*EE*MW |m1.m3

H |H |~Si |~Si |-2*laSH |1
H |W+ |W-.f |Z |-i*EE^2/(2*CW) |m2.m4
H |W+.f |W- |Z |i*EE^2/(2*CW) |m3.m4
```

El archivo `prtcls1.mdl` determina el contenido de partículas:

```
Stand. Model (Feyn. gauge)
```

```
Particles
```

```
Full Name | P | aP | number |spin2|mass|width|color|aux| LaTeX(A) | LateX(A+) |
photon |A |A |22 |2 |0 |0 |1 |G |A |A |
```

Z boson	Z	Z	23	2	MZ	wZ	1	G	Z	Z	
gluon	G	G	21	2	0	0	8	G	G	G	
W boson	W+	W-	24	2	MW	wW	1	G	W <sup>+</sup>	W <sup>-</sup>	
neutrino	n1	N1		1	0	0	1	L	ν <sup>e</sup>	ν̄ <sup>e</sup>	
electron	e1	E1	11	1	0	0	1		e	e	
mu-neutrino	n2	N2		1	0	0	1	L	ν <sup>μ</sup>	ν̄ <sup>μ</sup>	
muon	e2	E2	13	1	Mμ	0	1		μ	μ	
tau-neutrino	n3	N3		1	0	0	1	L	ν <sup>τ</sup>	ν̄ <sup>τ</sup>	
tau-lepton	e3	E3	15	1	Mt	0	1		τ	τ	
u-quark	u	U	2	1	0	0	3		u	u	
d-quark	d	D	1	1	0	0	3		d	d	
c-quark	c	C	4	1	Mc	0	3		c	c	
s-quark	s	S	3	1	Ms	0	3		s	s	
t-quark	t	T	6	1	Mtop	wtop	3		t	t	
b-quark	b	B	5	1	Mb	0	3		b	b	
Higgs	H	H	35	0	MH	wH	1		H	H	
Si-singlet	Si	Si	35	0	Mdm1	0	1		Si	Si	

El último archivo `vars1.mdl` contiene los valores de los parámetros:

Stand. Model (Feyn. gauge)

Variables

Name	Value	> Comment	<
EE	0.31333	Electromagnetic coupling constant (<->1/128)	
GG	1.117	Strong coupling constant (Z point) (PDG-94)	
SW	0.474	sin of the Weinberg angle (PDG-94,"on-shell")	
s12	0.221	Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)	
s23	0.04	Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)	
s13	0.0035	Parameter of C-K-M matrix (PDG-94)	
laS	0.2	Scalar Singlet quartic self interaction coupling	
laSH	0.1	Singlet-Higgs interaction coupling	
MZ	91.187	mass of Z boson	
wZ	2.502	width of Z boson	
wW	2.094	width of W boson	
Mμ	0.1057	mass of muon	
Mτ	1.777	mass of tau-lepton	
Mc	1.3	mass of c-quark	
Ms	0.2	mass of s-quark	
Mtop	170	mass of t-quark	
wtop	1.442	width of t-quark	
Mb	4.3	mass of b-quark	
MH	125	mass of Higgs	
wH	1.461	width of Higgs	
Mdm1	50	mass of Si-singlet	

Una vez que ya se cuenta con estos archivos se emplea `MicroOmegas`, para calcular las propiedades de la materia oscura.



# Apéndice B

## MicroOmegas

En micrOMEGAs generamos una nueva carpeta `./newProject SingleteReal`, esta carpeta tiene toda la estructura necesaria para empezar a hacer cálculos. Dentro de la nueva carpeta encontramos `Models`, en esta sección se eliminan los archivos ya existentes y se introducen los generados en Lanhep.

También podemos encontrar el archivo `main.c` que describe todas las rutinas por calcular, para detección directa calcula la sección transversal de DM con protones y neutrones.

```
#define CDM_NUCLEON
/* Calculate amplitudes and cross-sections for CDM-nucleon collisions */

#define CDM_NUCLEUS
// Calculate exclusion rate for direct detection experiments

Xenon1T, DarkSide50, CRESST, and PICO

err=sortOddParticles(cdmName);
if(err) { printf("Can't calculate \% s \",cdmName); return 1;}

if(CDM1)
{
  qNumbers(CDM1, &spin2, &charge3, &cdim);
  printf(" $\nDark matter candidate is '\% s' with spin=\% d/2 mass=\%.2E\n",CDM1, spin2,Mcdm1);
  if(charge3) printf("Dark Matter has electric charge \% d/3 \,charge3);
  if(cdim!=1) printf("Dark Matter is a color particle\n");
}
if(CDM2)
{
  qNumbers(CDM2, &spin2, &charge3, &cdim);
  printf(" \nDark matter candidate is '\%s' with spin=\%d/2 mass=\%.2E\n",CDM2,spin2,Mcdm2);
  if(charge3) printf("Dark Matter has electric charge \%d/3\n",charge3);
  if(cdim!=1) printf("Dark Matter is a color particle\n");
}

La densidad reliquia

#ifdef OMEGA
```

---

```

{ int fast=1;
  double Beps=1.E-4, cut=0.01;
  double Omega;
  int i,err;
  printf("\n==== Calculation of relic density =====\n");

  if(CDM1 && CDM2)
  {

    Omega= darkOmega2(fast,Beps);

/*

  displayPlot("vs11","T",Tend,Tstart,0,5
    ,"vs1100",0,vs1100F,NULL
    ,"vs1120",0,vs1120F,NULL
    ,"vs1122",0,vs1122F,NULL
    ,"vs1110",0,vs1110F,NULL
    ,"vs1112",0,vs1112F,NULL
  );

  displayPlot("vs12","T",Tend,Tstart,0,4
    ,"vs1210",0,vs1210F,NULL
    ,"vs1222",0,vs1222F,NULL
    ,"vs1120",0,vs1120F,NULL
    ,"vs1211",0,vs1211F,NULL);

  displayPlot("vs22","T",Tend,Tstart,0,5
    ,"vs2200",0,vs2200F,NULL
    ,"vs2210",0,vs2210F,NULL
    ,"vs2211",0,vs2211F,NULL
    ,"vs2220",0,vs2220F,NULL
    ,"vs2221",0,vs2221F,NULL
  );

  displayPlot("dY","T", Tend,Tstart,0,2,"dY1",0,dY1F,NULL,"dY2",0,dY2F,NULL);
  displayPlot("Y","T", Tend,Tstart,0,2,"Y1",0,Y1F,NULL,"Y2",0,Y2F,NULL);

*/

  printf("Omega_1h^2=%.2E\n", Omega*(1-fracCDM2));
  printf("Omega_2h^2=%.2E\n", Omega*fracCDM2);
} else
{ double Xf;
  Omega=darkOmega(&Xf,fast,Beps,&err);
  printf("Xf=%.2e Omega=%.2e\n",Xf,Omega);
  if(Omega>0)printChannels(Xf,cut,Beps,1,stdout);
}
}

```

---



A partir de este programa vamos a generar uno nuevo mainA.c que toma las rutinas ya mencionadas y permite usar más valores para los parámetros.

```
//Start the For loop from here
int Ntot = 1*pow(10,7);
for(int i=1;i<=Ntot;i++){
laSH = pow(10.,-4. + 4.*((double) (rand() \% 1000+1))/1000.) ;
Mdm1 = 1 + rand() \% 1000 +1;
```

También ajustamos la densidad reliquia para tomar solo los datos entre esos valores

```
if ((0.119<=Omega) && (Omega<= 0.121))
```

Por ultimo los resultados se guardan en un archivo real.dat que contiene masa, acoplamiento, densidad reliquia y sección transversal de detección directa.

```
fprintf(Real,"%E %E %E %E\n",Mdm1,laSH,Omega,si);
```

Se ejecuta utilizando make main=mainA.c seguido de ./mainA. A continuación se muestran los primeros 30 resultados.

```
2.530000E+03 3.819443E-01 1.205500E-01 1.253245E-45
4.675000E+03 7.125248E-01 1.198246E-01 1.277796E-45
6.204000E+03 9.462372E-01 1.204995E-01 1.279747E-45
3.240000E+02 4.638740E-02 1.199395E-01 1.121490E-45
4.489000E+03 6.854882E-01 1.192719E-01 1.282680E-45
3.867000E+03 5.866783E-01 1.203734E-01 1.266018E-45
4.321000E+03 6.564475E-01 1.203531E-01 1.269527E-45
2.171000E+03 3.283976E-01 1.198195E-01 1.258068E-45
3.133000E+03 4.755542E-01 1.197493E-01 1.267121E-45
3.557000E+03 5.415019E-01 1.193733E-01 1.274683E-45
7.250000E+02 1.087427E-01 1.193466E-01 1.234807E-45
2.090000E+03 3.144850E-01 1.209690E-01 1.244849E-45
4.186000E+03 6.391459E-01 1.191099E-01 1.282348E-45
5.679000E+03 8.637737E-01 1.208680E-01 1.272659E-45
2.116000E+03 3.209224E-01 1.191720E-01 1.264686E-45
3.277000E+03 4.988845E-01 1.191743E-01 1.274669E-45
1.342000E+03 2.013724E-01 1.209506E-01 1.237333E-45
6.175000E+03 9.436262E-01 1.200401E-01 1.284675E-45
4.960000E+02 7.311391E-02 1.199759E-01 1.191223E-45
3.400000E+03 5.142804E-01 1.207484E-01 1.258350E-45
2.600000E+03 3.940942E-01 1.196767E-01 1.263394E-45
1.788000E+03 2.706450E-01 1.193546E-01 1.259529E-45
5.536000E+03 8.441119E-01 1.202164E-01 1.278968E-45
5.285000E+03 8.053784E-01 1.202109E-01 1.277482E-45
3.356000E+03 5.105050E-01 1.194124E-01 1.272660E-45
1.848000E+03 2.779713E-01 1.208529E-01 1.243810E-45
5.616000E+03 8.605973E-01 1.191095E-01 1.291814E-45
4.910000E+03 7.488589E-01 1.198041E-01 1.279588E-45
2.462000E+03 3.725632E-01 1.199485E-01 1.259192E-45
2.674000E+03 4.055085E-01 1.196212E-01 1.264653E-45
```



# Bibliografía

- [1] T. Vázquez-González, A. Matos. La materia oscura del universo: retos y perspectivas. *Revista Mexicana de Física*, 2008.
- [2] Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, and Sebastian Trojanowski. Wimp dark matter candidates and searches—current status and future prospects. *Reports on Progress in Physics*, 81(6):066201, may 2018.
- [3] Michael Klasen, Martin Pohl, and Günter Sigl. Indirect and direct search for dark matter. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 85:1–32, 2015.
- [4] Abdelhak Djouadi, Oleg Lebedev, Yann Mambrini, and Jeremie Quevillon. Implications of LHC searches for Higgs–portal dark matter. *Phys. Lett. B*, 709:65–69, 2012.
- [5] Seungwon Baek, Pyungwon Ko, and Wan-Il Park. Addendum to "Invisible Higgs decay width versus dark matter direct detection cross section in Higgs portal dark matter models". *Phys. Rev. D*, 105:015007, 2022.
- [6] E. Aprile et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, 121(11):111302, 2018.
- [7] C. Amole, M. Ardid, D. M. Asner, D. Baxter, E. Behnke, P. Bhattacharjee, H. Borsodi, M. Bou-Cabo, S. J. Brice, D. Broemmelsiek, K. Clark, J. I. Collar, P. S. Cooper, M. Crisler, C. E. Dahl, S. Daley, M. Das, F. Debris, N. Dhungana, J. Farine, I. Felis, R. Filgas, M. Fines-Neuschild, F. Girard, G. Giroux, M. Hai, J. Hall, O. Harris, C. M. Jackson, M. Jin, C. B. Krauss, M. Lafrenière, M. Laurin, I. Lawson, I. Levine, W. H. Lippincott, E. Mann, J. P. Martin, D. Maurya, P. Mitra, R. Neilson, A. J. Noble, A. Plante, R. B. Podviianiuk, S. Priya, A. E. Robinson, M. Ruschman, O. Scallon, S. Seth, A. Sonnenschein, N. Starinski, I. Štekl, E. Vázquez-Jáuregui, J. Wells, U. Wichoski, V. Zacek, and J. Zhang. Dark matter search results from the pico-2l  $c_3f_8$  bubble chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 114:231302, Jun 2015.
- [8] W. Rau. SuperCDMS SNOLAB - Status and Plans. *J. Phys. Conf. Ser.*, 1342(1):012077, 2020.
- [9] P. A. Amaudruz et al. Design and Construction of the DEAP-3600 Dark Matter Detector. *Astropart. Phys.*, 108:1–23, 2019.
- [10] C. Ha et al. First Direct Search for Inelastic Boosted Dark Matter with COSINE-100. *Phys. Rev. Lett.*, 122(13):131802, 2019.
- [11] N. Aghanim et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 641:A6, 2020. [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)].
- [12] Ruth Durrer and Roy Maartens. Dark Energy and Modified Gravity. 11 2008.
- [13] ESA and the Planck Collaboration. PLANCK'S NEW COSMIC RECIPE, 3 2013.

- [14] Anthony Challinor. Cmb anisotropy science: a review. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 8(S288):42–52, 2012.
- [15] Planck CMB.
- [16] family=Klapdor-Kleingrothaus given i=H. V. and family=Zuber given i=K . *Particle Astrophysics*. 1 edition, 12 1998.
- [17] Tjeerd S van Albada, John N Bahcall, K Begeman, and R Sancisi. Distribution of dark matter in the spiral galaxy ngc 3198. *The Astrophysical Journal*, 295:305–313, 1985.
- [18] family=Ostriker given i=J. P., given=J. P., family=Peebles given i=P. J. E., given=P. J. E., and family=Yahil given i=A., given=A. The size and mass of galaxies, and the mass of the universe. *The Astrophysical Journal*, 193:L1, 10 1974.
- [19] Paolo Gondolo. Non-baryonic dark matter. *NATO Sci. Ser. II*, 187:279–333, 2005.
- [20] Michael S. Turner. Windows on the Axion. *Phys. Rept.*, 197:67–97, 1990.
- [21] Marco Fabbrichesi, Emidio Gabrielli, and Gaia Lanfranchi. The Dark Photon. 5 2020.
- [22] Basudeb Dasgupta and Joachim Kopp. Sterile Neutrinos. *Phys. Rept.*, 928:1–63, 2021.
- [23] James M. Overduin and P. S. Wesson. Dark matter and background light. *Phys. Rept.*, 402:267–406, 2004.
- [24] Fuminori Hasegawa, Kyohei Mukaida, Kazunori Nakayama, Takahiro Terada, and Yusuke Yamada. Gravitino Problem in Minimal Supergravity Inflation. *Phys. Lett. B*, 767:392–397, 2017.
- [25] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, 267:195–373, 1996.
- [26] Hitoshi Murayama. Physics Beyond the Standard Model and Dark Matter. In *Les Houches Summer School - Session 86: Particle Physics and Cosmology: The Fabric of Spacetime*, 4 2007.
- [27] M. F. Albakry et al. Effective Field Theory Analysis of CDMSlite Run 2 Data. 5 2022.
- [28] E. Aprile, K. Arisaka, F. Arneodo, A. Askin, L. Baudis, A. Behrens, E. Brown, J.M.R. Cardoso, B. Choi, D. Cline, S. Fattori, A.D. Ferella, K.L. Giboni, A. Kish, C.W. Lam, R.F. Lang, K.E. Lim, J.A.M. Lopes, T. Marrodán Undagoitia, Y. Mei, A.J. Melgarejo Fernandez, K. Ni, U. Oberlack, S.E.A. Orrigo, E. Pantic, G. Plante, A.C.C. Ribeiro, R. Santorelli, J.M.F. dos Santos, M. Schumann, P. Shagin, A. Teymourian, E. Tziaferi, H. Wang, and M. Yamashita. The xenon100 dark matter experiment. *Astroparticle Physics*, 35(9):573–590, 2012.
- [29] C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-2L C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> Bubble Chamber. *Phys. Rev. Lett.*, 114(23):231302, 2015.
- [30] SuperCDMS collaboration. Schematic of the interaction of a dark matter particle with a nucleus, showing the resulting energy deposition generating ionization and phonon signals.
- [31] DEAP Collaboration. Working principle of the time projection chamber (TPC) detector, 2018.
- [32] Heather E. Logan. TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model. 6 2014.
- [33] Andriy Kurylov and Marc Kamionkowski. Generalized analysis of weakly interacting massive particle searches. *Phys. Rev. D*, 69:063503, 2004.

- [34] Sunil Ramanlal Golwala. *Exclusion limits on the WIMP nucleon elastic scattering cross-section from the Cryogenic Dark Matter Search*. PhD thesis, UC, Berkeley, 2000.
- [35] Martin Bauer and Tilman Plehn. *Yet Another Introduction to Dark Matter: The Particle Physics Approach*, volume 959 of *Lecture Notes in Physics*. Springer, 2019.
- [36] Wan-Lei Guo and Yue-Liang Wu. Exploring the singlet scalar dark matter from direct detections and neutrino signals via its annihilation in the sun. *Nuclear Physics B*, 867(2):149–164, 2013.
- [37] Geneviève Bélanger, Fawzi Boudjema, Andreas Goudelis, Alexander Pukhov, and Bryan Zaldivar. micrOMEGAs5.0 : Freeze-in. *Comput. Phys. Commun.*, 231:173–186, 2018.
- [38] Julien Billard et al. Direct detection of dark matter—APPEC committee report\*. *Rept. Prog. Phys.*, 85(5):056201, 2022.