



UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS  
GRUPO DE PARTÍCULAS Y CAMPOS

## Detección Indirecta de Materia Oscura Vectorial de $SU(2)_L$

PHD THESIS

SEBASTIÁN ENRIQUE ACEVEDO ESPINOZA

**Advisor:** Dr. Alfonso Zerwekh UTFSM

**Co-advisor:** Dr. Claudio Dib UTFSM

Dr. Sergey Kovalenko UNAB

Valparaiso, 2025

---



*Universidad Técnica Federico Santa María*



Universidad Técnica Federico Santa María  
Departamento de Física  
Facultad de Ciencias Exactas  
Grupo de Partículas y Campos

## Detección Indirecta de Materia Oscura Vectorial de $SU(2)_L$

PHD THESIS

SEBASTIÁN ENRIQUE ACEVEDO ESPINOZA

**Advisor:** Dr. Alfonso Zerwekh UTFSM

**Co-advisor:** Dr. Claudio Dib UTFSM

Dr. Sergey Kovalenko UNAB

Approved by

Date:.

*(Signature)*

*(Signature)*

*(Signature)*

.....  
Dr. Alfonso Zerwekh UTFSM

Valparaiso, 2025



# Abstract

---

Hemos calculado la Sección Eficaz de Aniquilación con el factor Sommerfeld enhancement y Flujo de Fotones provenientes de la Aniquilación para un modelo de campo vectorial electrodébil de Materia Oscura neutra en el grupo de gauge  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  en su representación fundamental y quintuplete de  $SU(2)_L$  [1]. La Materia Oscura se mueve a una velocidad aproximada de  $10^{-3}$  (unidades naturales) en el centro de la galaxia (universo actual), por lo tanto, la Materia Oscura es no relativista. Existen modelos que han estudiado la Materia Oscura con la *Sommerfeld Enhancement* (SE) [2–5], donde la SE es un factor que aumenta la sección eficaz, los modelos que hemos estudiado de este tipo de Materia Oscura, han sido de campo escalar [6, 7], campo fermiónico [8] y campo vectorial en su representación adjunta [2]. Para nuestro modelo, estudiamos el componente neutro del doblete y quintuplete electrodébil de  $SU(2)_L$ , donde tiene una parte resonante de masa alrededor de 5–7 TeV para distintos portales de Higgs  $\lambda = 0, 0.5, 2, 9$ , podemos inferir que este efecto depende de la masa de la Materia Oscura lo que podría proporcionar alguna información indirecta sobre la masa de la Materia Oscura.

## Keywords

Materia Oscura, Flujo de Fotones, aniquilación, sección eficaz, Sommerfeld Enhancement, centro galáctico, rayos gamma.



*Dedicado a mi Familia*



# Contents

---

<b>Abstract</b>	<b>1</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>7</b>
<b>2 Teoría de Materia Oscura</b>	<b>9</b>
2.1 Características de la Materia Oscura . . . . .	9
2.1.1 Tipos de Materia Oscura . . . . .	10
2.2 Propiedades de la física de partículas . . . . .	11
2.3 Materia Oscura Térmica . . . . .	12
2.4 Freeze-Out . . . . .	14
2.5 Detección Directa . . . . .	20
2.5.1 Tasa de Scattering . . . . .	20
2.6 Detección Indirecta de Materia Oscura . . . . .	21
2.6.1 Flujo de Fotones de Aniquilación de partículas de materia oscura . . . . .	26
<b>3 Sommerfeld Enhancement para campo escalar</b>	<b>27</b>
3.1 Sommerfeld Enhancement para campo escalar . . . . .	27
3.1.1 Potencial de Yukawa . . . . .	28
<b>4 Sommerfeld Enhancement para la representación fundamental de <math>SU(2)_L</math></b>	<b>31</b>
4.1 El Modelo . . . . .	31
4.2 Calculo del Sommerfeld Enhancement . . . . .	32
4.2.1 Sommerfeld Enhancement . . . . .	32
4.2.2 Límite No-Relativista . . . . .	33
4.2.3 Corrientes No-Relativísticas . . . . .	34
4.2.4 Matriz Electrodébil . . . . .	35
4.2.5 Matrices de Aniquilación . . . . .	36
<b>5 Sommerfeld Enhancement para la representación adjunta de <math>SU(2)_L</math></b>	<b>39</b>
5.1 El Modelo . . . . .	39
5.1.1 Corrientes no-relativísticas . . . . .	40
5.1.2 Matrices Electrodébil . . . . .	40
5.1.3 Matrices de Aniquilación . . . . .	41

<b>6</b>	<b>Representación Quintuplete de <math>SU(2)_L</math></b>	<b>43</b>
6.1	El Modelo . . . . .	43
6.1.1	Límite no-relativista . . . . .	44
6.1.2	Corriente no-relativista . . . . .	46
6.1.3	Matriz Electrodébil . . . . .	47
6.1.4	Matrices de Aniquilación . . . . .	48
<b>7</b>	<b>Flujo de Fotones de la Aniquilación Vectorial de Materia Oscura</b>	<b>51</b>
7.1	Flujo de fotones provenientes de la aniquilación de partículas de materia oscura neutra . . . . .	51
<b>8</b>	<b>Resultados</b>	<b>53</b>
8.1	Resultados Sommerfeld enhancement . . . . .	53
8.1.1	Flujo de Fotones de la Aniquilación de Materia Oscura . . . . .	56
8.1.2	Representación quintuplete de $SU(2)_L$ . . . . .	59
	<b>Conclusiones</b>	<b>63</b>
	<b>Appendices</b>	<b>65</b>
<b>A</b>	<b>Electroweak Matrices</b>	<b>67</b>
A.0.1	Gauge-Materia Oscura . . . . .	67
A.0.2	Representación Fundamental de $SU(2)_L$ . . . . .	71
A.0.3	Bosón de Higgs y Vector de Materia Oscura . . . . .	72
A.0.4	Representación Quintuplete de $SU(2)_L$ . . . . .	73
<b>B</b>	<b>Matrices de Aniquilación</b>	<b>75</b>
B.0.1	Interacción Gauge-Materia Oscura . . . . .	75
B.0.2	Representación Fundamental de $SU(2)_L$ . . . . .	76
B.0.3	Interacción Higgs-Materia Oscura . . . . .	79
B.0.4	Representación Quintuplete de $SU(2)_L$ . . . . .	80
	<b>Acknowledgements</b>	<b>83</b>
	<b>Bibliography</b>	<b>90</b>

## Chapter 1

# Introducción

---

Actualmente, uno de los problemas más urgentes en la Física de Partículas es comprender la naturaleza de la Materia Oscura (MO). Una posibilidad intrigante es que la Materia Oscura sea el componente neutral de un multiplete electrodébil. Esta posibilidad, comúnmente llamada "Materia Oscura Mínima", fue propuesta hace tiempo [9] y ha sido estudiada en detalle para campos escalares [6] y campos fermiónicos [8]. En el caso de la MO vectorial (VDM, por sus siglas en inglés), se propuso por primera vez un modelo efectivo que incluye un candidato a VDM originado de un campo vectorial en la representación adjunta de  $SU(2)_L$  en [10], mientras que se desarrolló un modelo completo en el ultravioleta en [2]. Por otro lado, en la representación fundamental, se estudiaron modelos que incluyen un candidato a VDM proveniente de un doblete electrodébil en [1, 11]. Estos modelos vectoriales son consistentes con los datos experimentales si los nuevos campos tienen masas en el rango del mismo TeV. En este rango de masas, la detección directa se vuelve difícil y el descubrimiento en colisionadores parece ser un desafío, incluso para un colisionador futuro [10]. En estas circunstancias, la búsqueda indirecta puede ser una alternativa privilegiada para descubrir o descartar estos modelos. Sin embargo, es bien sabido que para obtener un valor preciso de la sección eficaz de aniquilación de la MO en el régimen no relativista, es necesario tener en cuenta efectos no perturbativos como el denominado Sommerfeld enhancement (SE).

Las candidatas a partículas de MO provenientes de modelos más allá del Modelo Estándar (MES) son partículas masivas débilmente interactuantes (WIMP, por sus siglas en inglés) [12, 13] con masas en el rango de unos pocos cientos de GeV a unos pocos TeV. Se supone que después de un período de equilibrio térmico y producción y aniquilación de WIMP en el Universo temprano, ocurre un congelamiento. Estos WIMP son nuevas partículas elementales que interactúan con la gravedad y la fuerza nuclear débil; no interactúan con el electromagnetismo y tampoco reaccionan fuertemente con el núcleo del átomo debido a que no interactúan con la fuerza nuclear fuerte. Entonces, esta nueva partícula VDM puede relacionarse con WIMP, donde nos encontramos en el rango de un TeV.

El efecto SE se calculó para el caso de un campo escalar de MO [3, 4, 7], mostrando que el efecto tiene una parte resonante; para un campo fermiónico de MO [8] en su representación doblete y triplete de  $SU(2)_L$ ; y para un VDM en la representación adjunta en [2]. En este trabajo, nos enfocamos en calcular la SE para la aniquilación de VDM en la representación fundamental y Quintuplete de  $SU(2)_L$  y el Flujo de Fotones (Detección Indirecta  $\Phi$  [14]) proveniente de Aniquilaciones de Pares de VDM.



# Teoría de Materia Oscura

---

## 2.1 Características de la Materia Oscura

Las mediciones cosmológicas nos hacen inferir que hay un tipo de materia no bariónica que no interactúa con electromagnetismo y que corresponde al 27% de la densidad total de materia y energía en el universo observable. Esto se basa en mediciones de la radiación cósmica de fondo, la distribución de galaxias y la dinámica de los cúmulos galácticos, entre otras observaciones astronómicas. La materia oscura es invisible e indetectable directamente con los métodos tradicionales de observación, pero su influencia gravitacional se puede observar en el comportamiento de la materia visible.

- **Materia Bariónica:** Esta es la materia que conocemos y podemos observar directamente, como estrellas, planetas, gas y polvo cósmico. Representa aproximadamente el 5% de la densidad total de energía-materia en el universo.
- **Energía Oscura:** Esta es una forma de energía que se cree está acelerando la expansión del universo. A diferencia de la materia oscura, que ejerce una influencia gravitatoria atractiva, la energía oscura parece tener una presión negativa, lo que resulta en una expansión cósmica que se acelera con el tiempo. Constituye aproximadamente el 68% de la densidad total de energía-materia en el universo.
- **Materia Oscura:** Este es un tipo de materia que no emite ni absorbe luz, por lo que es invisible y no se puede detectar directamente con los métodos tradicionales de observación. Sin embargo, su presencia se infiere a partir de sus efectos gravitacionales sobre la materia visible. Se estima que constituye alrededor del 27% de la densidad total de energía-materia en el universo.

Entonces para el entendimiento humano la Materia Oscura debió ser producido por el universo primitivo. Además, la materia oscura es actualmente no-relativista, lo que implica que debe ser suficientemente masiva. Las características mínimas que tiene un candidato a materia oscura son:

- Ser eléctricamente neutro.
- Ser estable (con una vida media mayor que la edad del universo)
- Ser masiva

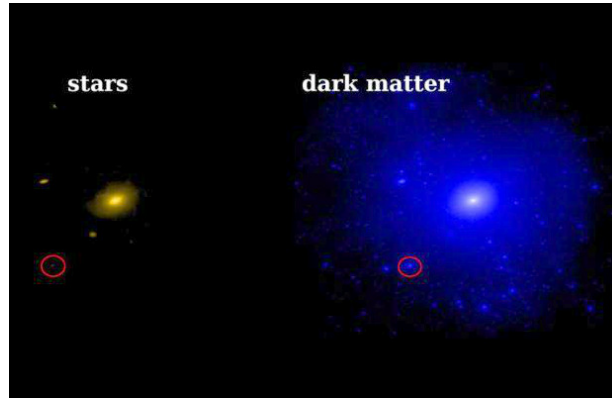


Figure 2.1: *Materia Oscura en el centro galáctico.*

### 2.1.1 Tipos de Materia Oscura

- **Materia Oscura Fria:** La Materia Oscura fría (CDM) se caracteriza por tener partículas que se mueven a velocidades relativamente bajas en comparación con la velocidad de la luz. Las partículas de materia oscura fría fueron fundamentales para la formación de estructuras a gran escala en el universo, como galaxias y cúmulos de galaxias.
- **Materia Oscura Tibia:** La Materia Oscura Tibia (WDM) se postula como una alternativa a la materia oscura fría. Sus partículas se moverían a velocidades intermedias entre las de la materia oscura fría y las de la materia oscura caliente. Se ha sugerido como una posible solución a algunas discrepancias entre las predicciones de la CDM y las observaciones en pequeñas escalas.
- **Materia Oscura Caliente:** La Materia Oscura Caliente (HDM) se caracteriza por partículas que se mueven a velocidades extremadamente altas, casi a la velocidad de la luz. Sin embargo, las observaciones cosmológicas han descartado en gran medida la existencia predominante de materia oscura caliente, ya que su presencia habría suprimido la formación de estructuras a gran escala en el universo.
- **Materia Oscura Interactuante:** (WIMP) partículas masivas interactuantes débilmente, es materia oscura podría interactuar consigo misma o con la materia visible a través de fuerzas distintas de la gravedad. Esto podría explicar ciertas anomalías observadas en la distribución de la materia en el universo a gran escala.
- **Materia Oscura Axiónica:** Los axiones son partículas hipotéticas que surgen de ciertas extensiones de la teoría de campo cuántico. La materia oscura axiónica se basa en la idea de que los axiones podrían constituir la materia oscura.
- **Materia Oscura Estelar:** Esta hipótesis sugiere que una fracción de la materia oscura podría estar compuesta por objetos astronómicos compactos pero oscuros, como enanas marrones o agujeros negros de masa estelar.
- **Materia Oscura Primordial:** Se refiere a partículas de materia oscura que se habrían generado poco después del Big Bang, en lugar de ser el resultado de procesos físicos posteriores. Ejemplos incluyen axiones primordiales o partículas masivas de partículas neutras.

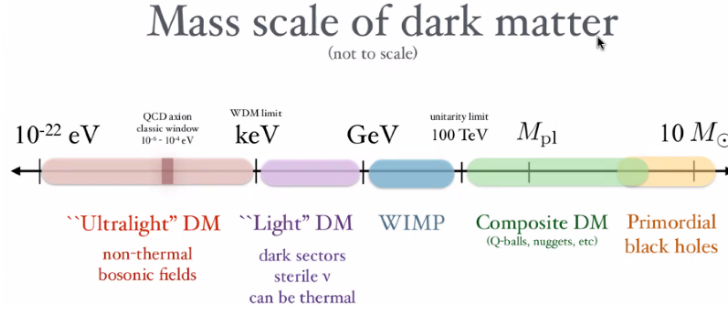


Figure 2.2: *Tipos de Materia Oscura que se estudian en la actualidad.*

## 2.2 Propiedades de la física de partículas

Las propiedades de la distribución astrofísica de la materia oscura a partir de la medición de las curvas de rotación. Es posible hacer algunas afirmaciones generales, independientes del modelo, sobre el rango de masas simplemente requiriendo que la materia oscura forme halos.

La masa mínima permitida está determinada por el número de partículas que pueden ser confinadas dentro de una celda dada de espacio de fase, lo cual está determinado por la estadística de espín de las partículas. Por ejemplo, si la materia oscura es una partícula escalar ultra-ligera, debemos usar la estadística de Bose-Einstein, y no hay límite para la cantidad de partículas que pueden ser empaquetadas en el mismo punto en el espacio de fase. En este caso, el número de ocupación de las partículas de materia oscura es tan alto que se puede tratar como un campo clásico y la estabilidad del halo está determinada por el principio de incertidumbre utilizando  $\Delta x \Delta p \sim 1$ , con  $\Delta p \sim m_\chi v$  y  $\Delta x \sim 2R_{halo}$ . Las restricciones más estrictas provienen de halos que rodean galaxias enanas, a partir de las cuales estimamos que una partícula escalar de materia oscura debe tener una masa mayor que

$$m_{scalar} \gtrsim 10^{-22} GeV \quad (2.1)$$

Las partículas de materia oscura escalar ultra-ligera cerca del límite inferior de esta cota se conocen como materia oscura difusa [15].

El argumento cambia para fermiones debido a la exclusión de Pauli [16], [17], [18]. Esto significa que

$$M_{halo} = m_{fer} V \int d^3p f(p) \lesssim m_{fer} V \int d^3p \sim m_{fer} R_{halo}^3 (m_{fer})^3 \quad (2.2)$$

con  $V = 4\pi R^3/3$  siendo el volumen de un halo esférico de radio  $R$  y  $m_{fer}$  es la masa de la partícula fermiónica. El signo surge del hecho de que cada unidad de volumen de espacio de fase puede tener, en promedio, hasta pero no más de una partícula fermiónica. Sustituyendo la velocidad virial se obtiene.

$$m_{fer} \gtrsim \frac{1}{(G^3 M_{halo} R_{halo}^3)^{1/8}} \quad (2.3)$$

y  $m_{fer} \gtrsim \mathcal{O}(10)$  eV. Las generalizaciones del argumento de espacio de fase llevan a restricciones aún más estrictas. Por ejemplo, las densidades de espacio de fase de las galaxias enanas sugieren que [19]

$$m_{fer} \gtrsim 0.7 \text{KeV} \quad (2.4)$$

Como era de esperar, la restricción sobre la materia oscura fermiónica es mucho más estricta que para la materia oscura bosónica.

Para enfatizar, estas restricciones sobre el rango de masas de la materia oscura son las afirmaciones más genéricas que se pueden hacer. Sin embargo, al incorporar suposiciones sobre la evolución de la densidad de materia oscura en el universo temprano, se pueden motivar escalas de masa más específicas. Ahora nos centraremos en el caso en el que una partícula de materia oscura está en equilibrio térmico en el universo temprano a través de sus interacciones con partículas del Modelo Estándar.

## 2.3 Materia Oscura Térmica

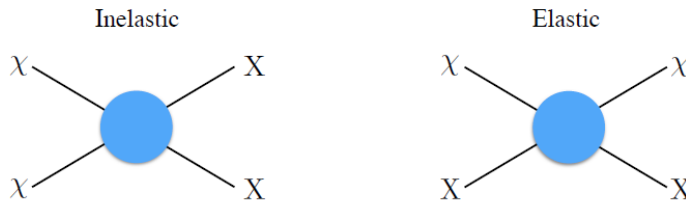


Figure 2.3: Diagrama del proceso de dispersión inelástica  $\chi\chi \rightarrow XX$  (izquierda) y del proceso de dispersión elástica  $\chi X \rightarrow \chi X$  (derecha).

En la figura 2.3, mostramos dos posibles interacciones entre la materia oscura  $\chi$  y las partículas del Modelo Estándar  $X$ , que son sin masa y se encuentran en equilibrio con el baño de fotones. Cuando la interacción  $\chi\chi \rightarrow XX$  está en equilibrio, las partículas de materia oscura se están reponiendo constantemente. A medida que el universo se expande, encuentra una partícula de materia oscura y es muy difícil encontrar su antipartícula. En este punto, la densidad de materia oscura permanece congelada en el tiempo. El tiempo de "congelación" ocurre cuando la tasa de aniquilación ( $\Gamma_{inl}$ ) está en el orden de la tasa de expansión de Hubble  $H$ .

$$\Gamma_{inl} = n_\chi \langle \sigma v \rangle \sim H \quad (2.5)$$

donde  $n_\chi$  es la densidad numérica de materia oscura y  $\langle \sigma v \rangle$  es la sección eficaz promediada en

velocidad. En la materia oscura fría, no relativista en el congelamiento, con  $(n_\chi \sim T^{3/2} e^{-m_\chi/T})$ , siendo  $T$  la temperatura de la materia oscura, y en la materia oscura caliente, relativista en el congelamiento, con  $(n_\chi \sim T^3)$ . La materia oscura tibia se encuentra en algún punto intermedio entre estos dos casos.

Después del congelamiento, la materia oscura ya no está en equilibrio químico, pero permanece en equilibrio térmico con el plasma circundante a través de la interacción elástica mostrada a la derecha en la figura (2.3).

Después de cierto punto, sin embargo, incluso esta interacción se desacopla. La tasa de interacción elástica es proporcional a  $n_X$ , que escala como  $T^3$  ya que las partículas  $X$  son relativistas.

$$\Gamma_{elastic} = n_X \langle \sigma v \rangle \tag{2.6}$$

Para la materia oscura fría,  $\Gamma_{elastica}$  supera la tasa de Hubble solo después de que la materia oscura ha salido del equilibrio químico; en este momento, la materia oscura está en libre propagación. La desconexión cinética ocurre antes para la materia oscura caliente.

Durante la desconexión cinética se establece una escala de corte para el espectro de potencia de la materia oscura. Antes de la desconexión, el fluido de materia oscura está acoplado al baño de fotones y las perturbaciones se amortiguan por la fricción entre ambos. Cuando la materia oscura se propaga libremente después de la desconexión, experimenta un amortiguamiento sin colisiones debido a que las partículas se mueven en direcciones aleatorias debido a una velocidad promedio no nula [20]. Cuanto más caliente sea la materia oscura, menor será la escala de corte porque su longitud de propagación libre es mayor después de la desconexión. La Figura 2.4 muestra los espectros de potencia Lyman- $\alpha$  medidos en 25 cúasares de alto corrimiento al rojo en ([21]). Nótese que las curvas de mejor ajuste para la materia oscura tibia reproducen pobremente los espectros de potencia a  $z \gtrsim 5$ . El estudio excluye candidatos a materia oscura térmica con masas  $m_{thermal} \gtrsim 3.3$  keV a  $2\sigma$ . Estos resultados restringen los candidatos a materia oscura tibia, que predicen menos estructura en escalas pequeñas de la observada.

La materia oscura tibia puede explicar algunas inconsistencias entre las simulaciones de materia oscura fría y las observaciones a escalas galácticas.

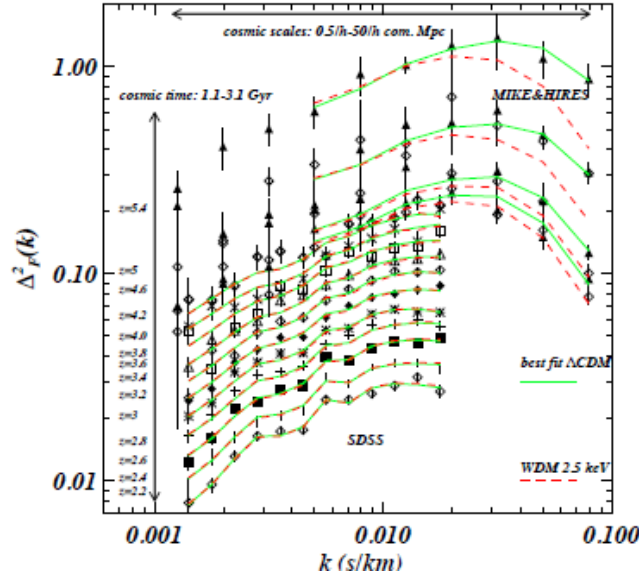


Figure 2.4: Espectros de potencia del flujo Lyman- $\alpha$  para intervalos de tiempo que abarcan desde 1.1 hasta 3.1 mil millones de años después del Big Bang. Se muestran en verde sólido (rojo punteado) los ajustes de mejor ajuste para la materia oscura fría (tibia). Las curvas de materia oscura tibia no logran reproducir adecuadamente los datos en corrimientos al rojo elevados. Figura extraída de [21]

## 2.4 Freeze-Out

Primero debemos entender la Materia Oscura Fría. Necesitamos calcular la densidad de materia oscura hoy, siguiendo la evolución del proceso de dispersión inelástica con el tiempo utilizando la ecuación de Boltzmann. Este uso de la ecuación de Boltzmann requiere la forma covariante del operador de Liouville.

$$L[f] = E \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a} |\vec{p}|^2 \frac{\partial f}{\partial E} \quad (2.7)$$

usando  $n = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f(E, t)$ .

$$g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} L[f] = \frac{1}{a^3} \frac{d}{dt} (na^3) = \frac{dn}{dt} + 3 H n \quad (2.8)$$

donde  $H = \dot{a}/a$  es la tasa de expansión del universo y  $a$  es el factor de escala. Cuando no hay interacciones de la materia oscura que cambien el número, implica que  $C[f] = 0$ , entonces la ecuación (2.8) muestra que  $na^3$  es constante en el tiempo.

Si existen términos de colisión, la evolución de la densidad numérica de la materia oscura no es trivial. Debemos considerar interacciones de la forma  $1 + 2 \leftrightarrow 3 + 4$  [22]. El término de colisión para la partícula 1 es:

$$g_1 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} C[f_1] = - \sum_{spins} \int [f_1 f_2 (1 \pm f_3)(1 \pm f_4) |\mathcal{M}_{12 \rightarrow 34}|^2 - f_3 f_4 (1 \pm f_1)(1 \pm f_2) |\mathcal{M}_{34 \rightarrow 12}|^2] \times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) d\Pi_1 d\Pi_2 d\Pi_3 d\Pi_4 \quad (2.9)$$

donde  $g_i$  y  $f_i$  son los grados de libertad de espín y las densidades de espacio de fase, respectivamente, para la partícula  $i$  y  $\mathcal{M}_{i \rightarrow f}$  son los elementos de matriz para la reacción  $i \rightarrow f$ . Los factores de la forma  $(1 \pm f_i)$  representan el bloqueo de Pauli y la mejora de Bose, el signo negativo se aplica a fermiones y el signo positivo a bosones. Estos términos encapsulan el hecho de que es más fácil (más difícil) para un bosón (fermión) hacer la transición a un estado que ya contiene un bosón (fermión). La última línea de (2.9) incluye una delta de Dirac que impone la conservación de energía y momento, y los factores de integración de espacio de fase.

$$d\Pi_i = \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \quad (2.10)$$

Necesitamos realizar suposiciones para reducir la ecuación 2.9 a una forma más manejable:

- I) Equilibrio cinético: se mantiene, y por lo tanto, las distribuciones en el espacio de fase siguen las formas de Fermi-Dirac o Bose-Einstein.
- II) La temperatura de cada especie satisface  $T_i \ll E_i - \mu_i$ , donde  $\mu$  es el potencial químico, de manera que sigue la distribución de Maxwell-Boltzmann. En este caso, los factores de la mecánica estadística se pueden ignorar y  $(1 \pm f) \sim 1$ .
- III) Las partículas del Modelo Estándar en interacción están en equilibrio térmico con el baño de fotones.

Debemos utilizar la definición de sección eficaz, podemos obtener:

$$\sum_{spins} \int |\mathcal{M}_{ij \rightarrow kl}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_i + p_j - p_k - p_l) d\Pi_k d\Pi_l = 4g_i g_j \sigma_{ij} \sqrt{(p_i \cdot p_j)^2 - (m_i m_j)^2} \quad (2.11)$$

donde  $\sigma_{ij}$  es la sección eficaz para el proceso de dispersión. Sustituyendo en la ecuación (2.9), se obtiene:

$$g_1 \int C[f_1] \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} = - \int ((\sigma_{mol})_{12} dn_1 dn_2 - (\sigma_{mol})_{34} dn_3 dn_4) \quad (2.12)$$

donde la velocidad de Moller es:

$$(v_{mol})_{ij} = \frac{\sqrt{(p_i \cdot p_j)^2 - (m_i m_j)^2}}{E_i E_j} \quad (2.13)$$

La velocidad de Moller varía lentamente con cambios en la densidad numérica de las partículas de los estados iniciales y finales, por lo que se puede factorizar fuera del integrando para obtener.

$$\dot{n}_1 + 3Hn_1 = -\langle\sigma v_{mol}\rangle_{12} n_1 n_2 + \langle\sigma v_{mol}\rangle_{34} n_3 n_4 \quad (2.14)$$

La velocidad utilizada en la sección eficaz no es la velocidad relativa de las partículas entrantes. Esto es, dado que  $(v_{mol})_{ij} n_i n_j$  es invariante de Lorentz y  $v_{rel} n_i n_j$  no es invariante de Lorentz, ahora llamamos  $v_{mol} = v$  para simplificar la notación.

Ahora abordamos el proceso inelástico mostrado en la Fig.2.3. En este caso, las partículas 1 y 2 son idénticas con una densidad numérica  $n$ , y las partículas 3 y 4 son partículas del Modelo Estándar en equilibrio térmico con el baño de fotones. Cuando la materia oscura está en equilibrio con los estados del modelo estándar, el equilibrio es:

$$\langle\sigma v\rangle_{12} n_{eq}^2 = \langle\sigma v\rangle_{34} n_3^2 n_4^2 \quad (2.15)$$

Reescribe la ecuación (2.14) en términos de la densidad numérica de materia oscura; la ecuación de Boltzmann es:

$$\dot{n} + 3Hn = \langle\sigma v\rangle (n_{eq}^2 - n^2) \quad (2.16)$$

Aquí  $\langle\sigma v\rangle = \langle\sigma v\rangle_{12}$ . La densidad numérica de materia oscura disminuye con la expansión del universo y es útil definir la cantidad  $Y = n/s$ , donde  $s$  es la entropía total del universo, reemplazando (2.16) y usando que  $sa^3$  es constante para obtener la relación  $\dot{s} = -3Hs$ , entonces:

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{xs\langle\sigma v\rangle}{H(m)} (Y^2 - Y_{eq}^2) \quad (2.17)$$

En esta ecuación se expresa en función de la variable temporal, como la variable temporal reescalada  $x = m/T$ , donde  $m$  es la masa de la materia oscura.

Donde  $\frac{dx}{dt} = x H(x)$ .

Dado que  $T \approx 1/a$  (la temperatura del fotón es inversamente proporcional a su longitud de onda, que escala como  $a$ ). Si la producción de materia oscura ocurre durante la dominación de radiación, entonces  $H(x) = \frac{H(m)}{x^2}$ , ver [23].

Si tenemos una expresión que describe la evolución de  $Y$  a medida que el universo se enfría.  $Y$  es la densidad numérica de materia oscura, reescalada para eliminar los efectos de la expansión del universo. Entonces, si los cambios en  $Y$  en la ecuación de Boltzmann surgen puramente de las interacciones de la materia oscura con estados que están en equilibrio térmico con el baño de fotones. La evolución de  $Y$  está dominada por la sección eficaz promediada en velocidad.

$$\begin{aligned}
 \langle \sigma v \rangle &= \frac{\int \sigma v dn_1^{eq} dn_2^{eq}}{\int dn_1^{eq} dn_2^{eq}} \\
 &= \frac{\int \sigma v e^{E_1/T} d^3 p_1 d^3 p_2}{\int e^{E_1/T} d^3 p_1 d^3 p_2}
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

En la ecuación (2.18) se puede simplificar mediante una redefinición de las variables de integración [22], el resultado final es:

$$\begin{aligned}
 \langle \sigma v \rangle &= \frac{1}{8m^4 T K_2^2(m/T)} \int_{4m^2}^{\infty} \sigma(\hat{s} - 4m^2) \sqrt{\hat{s}} K_1(\sqrt{\hat{s}}/T) ds|_{non-relativistic} \\
 &\approx b_0 + \frac{3}{2} b_1 x^{-1} + \dots
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

donde  $K_i$  son las funciones de Bessel modificadas de orden  $i$ ,  $\hat{s} = 2m^2 + 2E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$ . Podemos expandir la sección eficaz en términos de  $x$  en el límite no relativista con coeficientes  $b_0$  referidos a la aniquilación en onda s y  $b_1$  referidos a la aniquilación en onda p.

No hay una solución analítica para la ecuación (2.17), por lo que debemos realizar cálculos numéricos para obtener soluciones exactas. Sin embargo, podemos estudiar el comportamiento de las soluciones en casos límite para desarrollar intuición sobre cómo evoluciona la densidad de materia oscura con el tiempo. Es importante tener en cuenta que la evolución depende de cómo la tasa de aniquilación se compara con la tasa de expansión. Cuando  $\Gamma \gg H$ , el proceso de aniquilación es muy eficiente y se puede mantener el equilibrio entre la materia oscura y el baño de fotones. Además, cuando  $\Gamma \gg H$ , las partículas de materia oscura ya no pueden encontrarse lo suficientemente rápido en comparación con la tasa de expansión y, por lo tanto, salen del equilibrio, como se muestra en la figura 2.5.

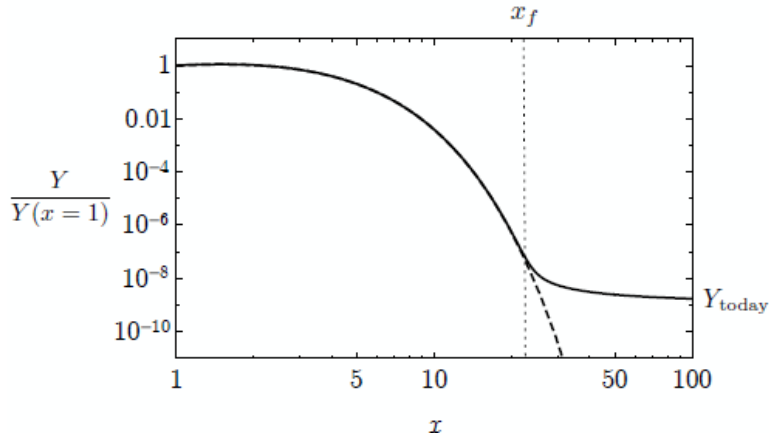


Figure 2.5: Un gráfico de la densidad numérica de materia oscura  $Y$  en función de  $x$ . Antes de la congelación ( $x < x_f$ ), la densidad sigue la expectativa de equilibrio. Después de la congelación, la densidad permanece casi constante en función del tiempo.

De lo contrario,

$$Y(x \leq x_f) \simeq Y_{eq}(x); \quad Y(x \geq x_f) \simeq Y_{eq}(x_f) \quad (2.20)$$

donde  $x_f$  es el tiempo de congelación. Para la materia oscura fría,  $Y(x)$  disminuye exponencialmente antes de la congelación. Después de la congelación, la abundancia es mayor de lo que habría sido su valor de equilibrio si no se hubiera producido la congelación. Por lo tanto, la ecuación (2.17) se convierte en:

$$\frac{dY}{dx} \approx -\frac{\lambda}{x^{n+2}} Y^2 \quad (2.21)$$

con  $\lambda = \langle \sigma v \rangle_0 s_0 / H(m)$ . Nótese que la dependencia de  $x$  se ha separado de la sección eficaz y de la entropía para definir  $\lambda$ . Es decir,  $\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v \rangle_0 x^{-n}$  y  $s = s_0 x^{-3}$ . Debemos tomar  $n = 0$  y podemos resolver para la abundancia de materia oscura hoy en día:

$$\frac{1}{Y_{today}} - \frac{1}{Y_f} = \frac{\lambda}{x_f} \rightarrow Y_{today} \simeq \frac{x_f}{\lambda} \quad (2.22)$$

En el último paso, se utiliza que en la abundancia en la congelación  $Y_f$  es mayor que su valor hoy en día. Este resultado cambia si la sección eficaz promediada térmicamente lleva una dependencia de  $x$ , que depende del modelo de física de partículas. Si  $n \neq 0$ , entonces  $Y_{hoy}$  lleva potencias más altas de  $x_f$ .

La fracción de la densidad crítica  $\rho_{cr}$  contribuida por la materia oscura hoy en día es:

$$\Omega_\chi = \frac{m s_{today} Y_{today}}{\rho_{cr}} \rightarrow \Omega_\chi h^2 \sim \frac{10^{-26} \text{cm}^3/\text{s}}{\langle \sigma v \rangle} \simeq 0.1 \left( \frac{0.01}{\alpha} \right)^2 \left( \frac{m}{100 \text{GeV}} \right)^2 \quad (2.23)$$

Estamos tomando  $x_f \sim 10$  y  $\langle\sigma v\rangle \sim \alpha/m^2$ . Debemos asumir una partícula de materia oscura débilmente interactiva con  $\alpha \sim 0.01$  y una masa  $m_\chi \sim 100\text{GeV}$  que dé la abundancia correcta hoy en día según las mediciones de Planck y WMAP [24]. El hecho de que la materia oscura a escala débil dé naturalmente la densidad correcta hoy en día se conoce como el paradigma **WIMP** y se ha convertido en el paradigma dominante, ya que muchos modelos bien motivados, como la supersimetría, proporcionan tales candidatos. Estas partículas son conocidas como **Partículas Masivas Débilmente Interactuantes**.

Para utilizar WIMPs, debemos recurrir a la ecuación (2.23), y se debe destacar que la restricción se encuentra en la relación entre el acoplamiento al cuadrado y la masa. Es posible abrir un rango más amplio de masas permitidas para la materia oscura térmica tomando  $\alpha \ll 1$  mientras se mantiene fijo  $\alpha^2/m^2$ . Tales teorías son conocidas como modelos de materia oscura sin WIMP (*WIMPlless dark matter*) [12].

Un ejemplo que genera fácilmente materia oscura con masas en la escala de los keV se conoce como materia oscura prohibida (*forbidden dark matter*) [25] [26]. La materia oscura prohibida surge cuando la materia oscura se aniquila principalmente en algunas partículas nuevas y más pesadas  $\chi\chi \rightarrow \phi\phi$ , con  $m_\phi > m_\chi$ . Nótese que  $\phi$  no son estados del Modelo Estándar, pero asumimos que están en equilibrio con el baño de fotones durante la congelación. En este caso, la ecuación de Boltzmann se convierte en:

$$\dot{n} + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi} n_\chi^2 + \langle\sigma v\rangle_{\phi\phi} (n_\phi^{eq})^2 \quad (2.24)$$

Podemos reconvertir en términos de  $n_\chi$  y  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi}$  y resolver para la materia oscura hoy en día. Sin embargo, necesitamos ser sutiles; cuando la materia oscura se aniquila en estados finales más pesados, no podemos simplemente aproximar la sección eficaz promediada térmicamente  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi}$  como  $\alpha^2/m_\chi^2$  porque entran en juego importantes factores de supresión del espacio de fase. La reacción inversa escala como  $\langle\sigma v\rangle_{\phi\phi} \sim \alpha^2/m_\phi^2$ . Para relacionarlo con  $\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi}$ , aprovechamos la siguiente relación de balance.

$$\langle\sigma v\rangle_{\chi\chi} = \langle\sigma v\rangle_{\phi\phi} \left(\frac{n_\phi^{eq}}{n_\chi^{eq}}\right)^2 \approx \frac{\alpha^2}{m_\phi^2} e^{-(m_\phi - m_\chi)/T} \quad (2.25)$$

En el régimen en el que la diferencia de masas es pequeña, la sección eficaz promediada térmicamente para la reacción directa está suprimida exponencialmente. Esto proporciona la libertad de reducir la masa de la materia oscura y aún así mantener la densidad de la materia oscura en su valor objetivo. La materia oscura prohibida proporciona una simple ilustración de cómo un modelo de materia oscura más complicado puede dar la densidad correcta de reliquia para masas por debajo de la escala débil. El ejemplo prohibido utiliza interacciones de materia oscura  $2 \rightarrow 2$ . Esta suposición también puede llevar a consecuencias intrigantes. Por ejemplo, si la densidad de reliquia se establece mediante interacciones  $3 \rightarrow 2$ , entonces se permite una reliquia térmica fuertemente interactiva en la escala de MeV [27] [28].

## 2.5 Detección Directa

Podemos imaginar que la materia oscura fluye a través de la Tierra y dispersa partículas en un detector terrestre, que luego se desprende con alguna energía  $E_R$ . Si la energía de retroceso es lo suficientemente grande, es posible detectar la partícula dispersa e inferir, a partir de su cinemática, las propiedades de la materia oscura que se dispersó en ella.

La **detección directa** fue propuesta por Goodman y Witten [29] y mejor desarrollada por Drukier, Freese y Spergel [30].

Si la materia oscura se dispersa en un núcleo con masa  $m_N$ , entonces la energía de retroceso nuclear es:

$$E_R = \frac{q^2}{2m_N} \simeq 50 \text{KeV} \left( \frac{m_\chi}{100 \text{GeV}} \right)^2 \left( \frac{100 \text{GeV}}{m_N} \right) \quad (2.26)$$

donde  $q \sim m_\chi v$  es la transferencia de momento en la colisión y  $v \sim 10^{-3}$  es la velocidad no relativista de la materia oscura entrante. Tenemos como ejemplo los experimentos LUX [31] y Xenon100 [32], que utilizan un blanco de xenón con masa  $m_N \sim 120 \text{GeV}$ . Estos experimentos tienen umbrales de energía de unos pocos keV, por lo que (2.26) nos dice que su sensibilidad se degrada para  $m_\chi \leq 10 \text{GeV}$ . Sin embargo, son óptimos para detectar materia oscura con  $m_\chi \sim 100 \text{GeV}$ , donde  $E_R$  está en el orden de decenas de keV.

La energía cinética de una partícula de materia oscura incidente con una masa de 100 GeV es de aproximadamente 10 keV, lo cual es menor que la energía de enlace nuclear del orden de 1-10 MeV del blanco atómico. Necesitamos considerar la dispersión de la materia oscura fuera del núcleo como un todo.

### 2.5.1 Tasa de Scattering

La tasa diferencial por unidad de masa del detector es:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{n_\chi}{m_N} \left\langle v \frac{d\sigma}{dE_R} \right\rangle \quad (2.27)$$

donde  $n_\chi = \rho_\chi/m_\chi$  es la densidad numérica de materia oscura y  $d\sigma/dE_R$  es la sección eficaz diferencial de dispersión. La tasa diferencial es:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_\chi}{m_\chi m_N} \int_{v_{min}}^{v_{max}} d^3v v \hat{f}(\vec{v}, t) \frac{d\sigma}{dE_R} \quad (2.28)$$

donde  $\hat{f}(\vec{v}, t)$  es la distribución de velocidades de la materia oscura en el marco de laboratorio,  $v_{max}$  es la velocidad de escape, y  $v_{min}$  es la velocidad mínima necesaria para que un núcleo disperse con una energía  $E_R$ . Las mediciones de las estrellas más rápidas en la galaxia acotan la velocidad de escape a estar dentro de 498-608 km/s, con un 90% de confianza [33].

La distribución de velocidades en el marco de laboratorio se obtiene aplicando un impulso galileano a la distribución en el marco galáctico  $f(\vec{v})$ .

$$\hat{f}(\vec{v}) = f(\vec{v} + \vec{v}_{obs}(t)) \quad (2.29)$$

con  $\vec{v}_{obs} = \vec{v}_{\odot} + \vec{v}_{\oplus}(t)$ , donde  $\vec{v}_{\odot}$  es la velocidad del Sol en relación con el marco de referencia de la materia oscura [34] [35], y  $\vec{v}_{\oplus}(t)$  es la velocidad de la Tierra en relación con el Sol. Como referencia,  $v_{\odot} \sim 220$  km/s y  $v_{\oplus} \sim 30$  km/s. Es una buena aproximación,

$$\vec{v}_{obs} \approx \vec{v}_{\odot}(1 + \epsilon \cos[\omega(t - t_0)] + \dots) \quad (2.30)$$

con  $\vec{v}_{obs} = \vec{v}_{\odot} + \vec{v}_{\oplus}(t)$ , donde  $\vec{v}_{\odot}$  es la velocidad del Sol en relación con el marco de referencia de la materia oscura [34] [35], y  $\vec{v}_{\oplus}(t)$  es la velocidad de la Tierra en relación con el Sol. Como referencia,  $v_{\odot} \sim 220$  km/s y  $v_{\oplus} \sim 30$  km/s. Es una buena aproximación,

$$f(\vec{v} + \vec{v}_{obs}(t)) \simeq f(\vec{v} + \vec{v}_{\odot}) + \epsilon \cos[\omega(t - t_0)]f'(\vec{v} + \vec{v}_{\odot}) \quad (2.31)$$

y la ecuación de tasa toma la forma:

$$\frac{dR}{dE_R} = A_0 + A_1 \cos[\omega(t - t_0)] + \dots \quad (2.32)$$

## 2.6 Detección Indirecta de Materia Oscura

Existen muchos experimentos que hacen la búsqueda de materia oscura, existen tres maneras de detectar la materia oscura

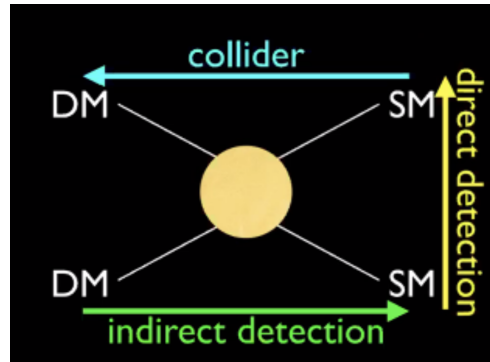


Figure 2.6: tres formas de determinar materia oscura.

- **Colisionadores** los colisionadores de partículas, como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), pueden producir partículas exóticas o fenómenos inusuales que podrían ser indicativos de la existencia de materia oscura. Estos experimentos buscan señales indirectas, como la producción de partículas supersimétricas, la observación de partículas faltantes o pérdida de momentum transferido en la colisión que se podría inferir la masa de la partícula de materia oscura.

- **Detección Directa** Hay experimentos de Scattering, como XENON1T, LUX y PANDAX que intentan detectar un intercambio de momentum entre las partículas del modelo standard( Nucleo de Xenon) y la partícula de materia oscura.
- **Detección Indirecta** Existen detectores satelitales que buscan materia oscura indirectamente usando rayos gamma o rayos cosmicos de alta energía de origen desconocido. Los experimentos son **PAMELA** [36] (the Payload for antimatter exploration an light-nuclei astrophysics) es un detector de rayos cósmicos que puede detectar partículas hasta energías del orden de los TeV, usando un campo magnético interno, se ha dicho que una fracción de concentración de positrones, en el rango de 10 – 100 GeV, estos rayos cósmicos interactuan con el medio interestelar, este fenomeno explicaría una posible aniquilación de materia oscura en un par de positrón electrón con una sección eficaz grande.

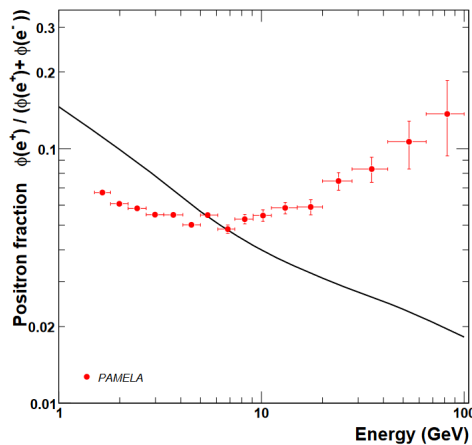


Figure 2.7: Experimento PAMELA, explica el aumento de positrón electrón como una aniquilación de materia oscura.

**ATIC** [37](The advance thin ionization calorimeter) Es un detector de rayos cósmicos que investiga en electrones y positrones de energías del orden de los TeV, los electrones pierden rápidamente energía en la radiación de sincrotrón y compton inversos, decayendo en intensidad velozmente, se ha dicho que un exceso de electrones a energías de 300 – 800 GeV.

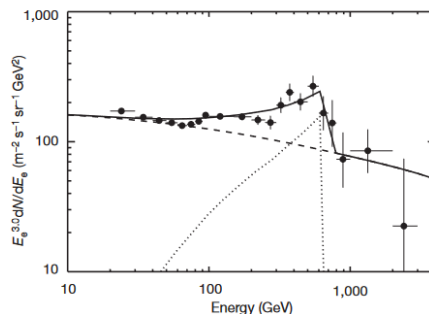


Figure 2.8: Intensidad de electrones en función de la energía, se puede mirar que el rango de energía en que los electrones son más energeticos de lo esperado, estamos en indicios de que algo está acelerando a los electrones, que aparecen por aniquilación de materia oscura.

**AMS** [38](Alpha Magnetic Spectrometer) Un detector satelital de rayos cósmicos que ha medido la fracción de positrones, realizado en recolección de un acelerados de  $6 \times 10^6$  eventos con una precisión mayor a los experimentos anteriores.

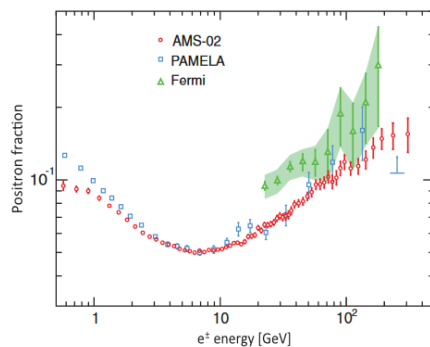
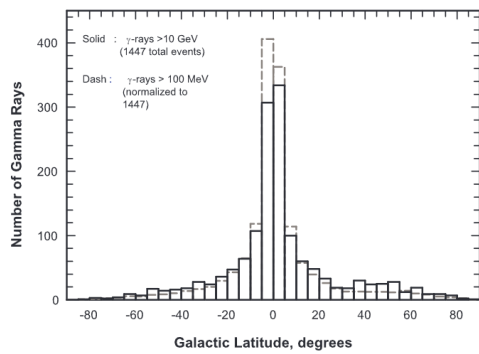
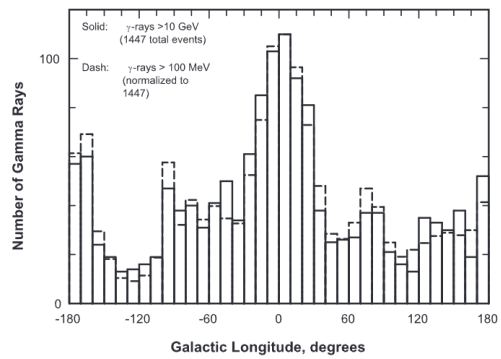


Figure 2.9: *Fracción de positrones medido en el detector AMS.*

**EGRET** [39](Energetic gamma ray experiment Telescope) Es un detector de rayos gamma altamente energéticos, mide la radiación proveniente de diferentes direcciones de la galaxia. Fuentes de rayos gamma son supernovas, pulsares, cuasar, centros galacticos, donde muestra la radiación de un origen desconocido en un rango de energías de 10 hasta 50 GeV 2.10. La respuesta a esto es que los rayos gamma surgen de Scattering de Compton inverso de electrones y positrones de alta energía y la radiación de microondas **CMB**, estos electrones pueden aparecer mediante una aniquilación de materia oscura.



(a) Detecciones de rayos gamma vs latitud



(b) Detecciones de rayos gamma vs longitud

Figure 2.10: Experimento EGRET, donde muestra el número de detecciones de rayos gamma en energía en GeV.

**WAMP**(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) La emisión de microondas, estudia el centro galáctico con otras formas sabidas, como emisión free-free o radiación de frenado, emisión de sincrotrón o emisión de polvo estelar y el fondo de microondas cósmicas **CMB**

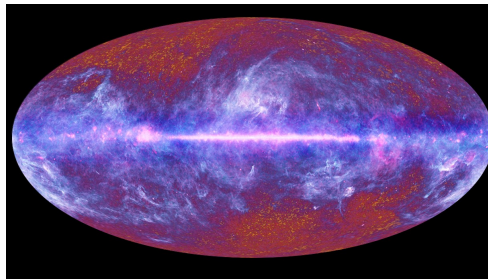
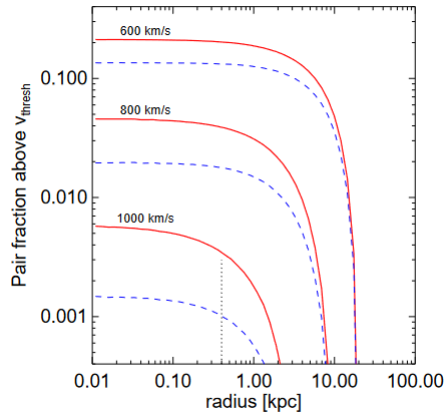


Figure 2.11: Componente de microondas en el rango de energía de 2 hasta 5 GeV

Dicha Radiación extra se inferiría como radiación de sincrotrón de electrones y positrones altamente energéticos que vendrían de aniquilación de materia oscura en el centro galáctico [40].

**INTEGRAL** Es una señal de fotones de 510 KeV aproximadamente de energía, su fuente se encontraría en el centro galáctico. Fue detectada por el satélite INTEGRAL el año 2002 [41], la aniquilación de pares de electrón positrón no relativísticos es la idea mejor aceptada por la comunidad científica, podría explicar la abundancia de estos electrones y positrones como aniquilación de materia oscura.



**Figure 2.12:** La fracción de pares electrón positrón con velocidad por encima de  $v_{\text{thresh}}$  de 600, 800 o 1000 km/s, para  $v_{\text{rms}} = 200$  km/s (sólido) y  $v_{\text{rms}} = 180$  km/s (discontinuo). El radio aproximado a la mitad del máximo de la emisión observada de 511 keV (vertical punteado) se muestra como referencia.

La aniquilación de Materia Oscura puede producir rayos gamma, por hadronización de estados finales, radiando rayos gamma ó la aniquilación de rayos gamma dentro de pares de rayos gamma. Generalmente, cualquier modelo de materia oscura que tiene estados finales hadrónicos, producirá una señal fuerte en rayos gamma.

La detección indirecta se beneficia de la enorme cantidad de materia oscura ambiental (con una densidad de energía cinco veces mayor que la de la materia bariónica, sobre volúmenes cosmológicos), así como de la existencia de telescopios, originalmente diseñados para responder otras preguntas en astronomía y astrofísica, que proporcionan sensibilidad a fuentes exóticas de partículas del Modelo Estándar, especialmente fotones, en un rango enorme de energías. Sin embargo, las búsquedas indirectas enfrentan desafíos debido a que se sabe que la materia oscura interactúa débilmente con el Modelo Estándar, por lo que se espera que la tasa de producción de partículas sea pequeña, y muchos canales de detección posibles tienen grandes fondos potenciales de producción de partículas astrofísicas. No obstante, la detección indirecta abarca un rango enorme de canales de detección y regiones objetivo, y en consecuencia, las búsquedas que caen bajo el paraguas de la detección indirecta pueden tener sensibilidad a modelos y preguntas de física que son difíciles o imposibles de investigar en experimentos terrestres. Algunas de las preguntas clásicas incluyen la vida útil de la materia oscura (mayor que la edad del universo, pero tal vez no infinita), y el origen de la materia oscura en modelos donde la abundancia se fija a través de la aniquilación. Las observaciones de objetos compactos (supernovas, estrellas de neutrones, agujeros negros, exoplanetas, etc.) y del universo muy temprano pueden investigar nueva física en condiciones de densidad, temperatura y campos electromagnéticos que no están fácilmente disponibles en la Tierra; en los últimos años ha habido un considerable trabajo en el uso de tales observaciones para investigar la materia oscura y otra nueva física.

## 2.6.1 Flujo de Fotones de Aniquilación de partículas de materia oscura

Asumimos que la materia oscura puede tener multiples canales de aniquilaciones, con el promedio de la velocidad y sección eficaz  $\langle\sigma_i v\rangle$ . Entonces la tasa de aniquilación por partícula es:

$$\sum_i \frac{\rho[r(l, \psi)]}{m} \times \langle\sigma_i v\rangle \quad (2.33)$$

donde  $r$  es la distancia radial entre la aniquilación y el centro de la galaxia, es una función de línea de visión (L.O.S siglas en ingles) con  $l$  la distancia orientada en un ángulo  $\psi$  lejos del plano galactico. La tasa total de aniquilación en el volumen  $dV = l^2 dl d\Omega$  es orientado y multiplicado por (2.33) por el número total de partículas en el volumen:

$$\left( \sum_i \frac{\rho[r(l, \psi)]}{m} \langle\sigma_i v\rangle \right) \times \left( \frac{\rho[r(l, \psi)]}{2m} dV \right) \quad (2.34)$$

Notar que el factor 2 en el denominador viene de que hay dos partículas en la zona de interacción. Para obtener el flujo de fotones, debemos multiplicar la tasa de aniquilación (2.34) por  $\left(\frac{dN_i}{dE_\gamma}\right)^1$ . El diferencial de flujo de fotones en el volumen observacional orientado en la dirección  $\psi$  es:

$$\frac{d\Phi}{dE} = \frac{1}{8\pi} J(\Omega) \left( \frac{\langle\sigma v\rangle_{XX}}{2m^2} \right) \left( \frac{dN_i}{dE} \right)_\gamma \quad (2.35)$$

donde  $J(\Omega)$  es factor astrofísico es una medida clave para estimar la cantidad de interacciones de materia oscura en regiones específicas del universo, lo que ayuda a diseñar experimentos para detectar la presencia de materia oscura y comprender su distribución en el cosmos.

Determinamos de que están compuesta la ecuación 7.1

- $J(\Omega)$  es la parte astrofísica.
- $\left(\frac{\langle\sigma v\rangle_{XX}}{2m^2}\right)$  es la parte del modelo más allá del modelo standard (física de partículas).
- $\left(\frac{dN_i}{dE}\right)_\gamma$  se determina con el modelo standard

<sup>1</sup>describe el número de fotones por energía  $E_\gamma$ , producida por el  $i^{mo}$  canal de aniquilación

## Chapter 3

### Sommerfeld Enhancement para campo escalar

---

#### 3.1 Sommerfeld Enhancement para campo escalar

Consideremos dos partículas no relativísticas moviéndose por una zona de aniquilación, donde el potencial de aniquilación es  $U_{ann} = U_0\delta^3(r)$ . Por otro lado, también tenemos un potencial de interacción que afecta a ambas partículas en su aniquilación; este es el Hamiltoniano interactuante escrito como  $H_V = V(r)$ . Con esto podemos definir el **Sommerfeld Enhancement**  $S$  como el cociente entre la sección eficaz de aniquilación con la sección eficaz en ausencia de potencial.

$$S = \frac{\sigma}{\sigma_0} \quad (3.1)$$

donde la sección eficaz del sistema es el cuadrado de la función de onda

$$\begin{aligned} \sigma &= |\langle i | U_{ann} | f \rangle|^2 \\ &= \left| \int d^3r \psi_i(r) U_{ann}(r) \psi_f(r) \right|^2 \end{aligned} \quad (3.2)$$

donde identificamos  $|i\rangle$  como el estado inicial del sistema  $\chi\bar{\chi}$  como el par de partícula y antipartícula de materia oscura y  $|f\rangle$  como el estado final de un par electron-positron  $e^+e^-$ . Además, en el caso local de aniquilación  $\chi\bar{\chi}$ , es decir, asumiendo un rango cero de amplitud de aniquilación entre las dos partículas de materia oscura, la corrección no perturbativa es:

$$\sigma = |\psi_i(0)U_{ann}(0)\psi_f(0)|^2 \quad (3.3)$$

El mismo procedimiento es para  $\sigma_0$ . Así el factor  $S$  es:

$$S = \frac{|\psi(0)|^2}{|\psi_0(0)|^2} \quad (3.4)$$

donde  $\psi$  es la función de onda bajo el efecto de  $V(r)$  antes de la aniquilación y  $\psi_0(0)$  es la función de onda sin potencial de interacción.

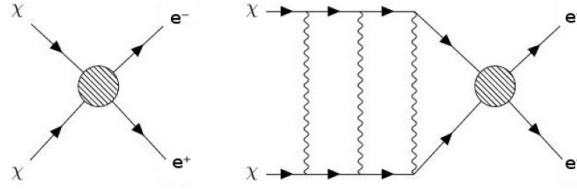


Figure 3.1: Izq: sección eficaz de aniquilación sin potencial. Der: sección eficaz con potencial de interacción con partícula mediadora de Yukawa.

### 3.1.1 Potencial de Yukawa

Consideramos la partícula de materia oscura como  $m_\chi$  cuya velocidad es  $v$  con potencial

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} e^{-m_\chi r} \quad (3.5)$$

con  $u(r) = rR(r)$ ,  $\rho = kr$ ,  $\eta = \frac{\mu\alpha}{k} = \frac{\alpha}{v}$ ,  $\zeta = \frac{m_\chi v}{\alpha m_\chi}$ , la ecuación de Schrödinger como tiene simetría esférica, solucionamos la parte radial de la ecuación, ya que en (3.4) los armónicos esféricos se cancelan:

$$\frac{d^2 u(\rho)}{d\rho^2} + \left(1 + \frac{2\eta e^{-\zeta\rho}}{\rho}\right) u(\rho) = 0 \quad (3.6)$$

las condiciones de borde son:

$$u(0) = 0 \quad u'(0) = -\eta \quad (3.7)$$

Usando la solución (3.4), como además, es una solución no analítica, debemos solucionar numéricamente la ecuación (3.6), donde el Sommerfeld Enhancement es:

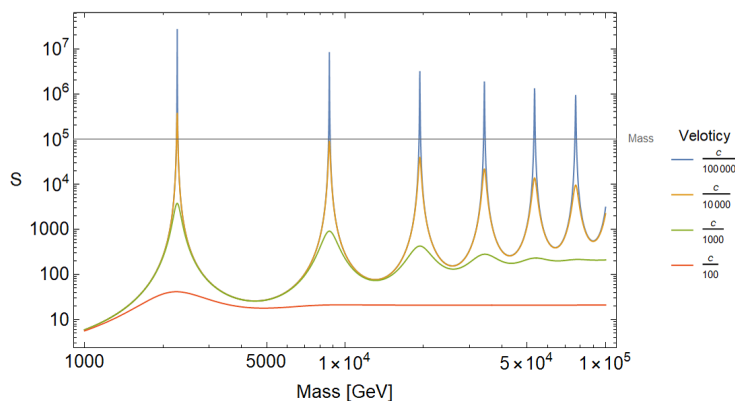


Figure 3.2: Gráfico del factor de Sommerfeld Enhancement para un campo escalar a distintas velocidades.

Podemos ver en la figura 3.2 que hay patrones resonantes, para algunos valores de la masa para la partícula de materia oscura, el Sommerfeld Enhancement es muy grande de los ordenes de  $10^7$  para velocidades de  $10^{-5}$ , ordenes muy pequeños (1 aproximadamente) para velocidades de 0.1

(unidades naturales). Logramos ver como la velocidad puede afectar este factor de Sommerfeld, es llamado enhancement ya que este factor va como  $1/v$ , acá podemos inferir que a menor velocidad este factor mejora la sección eficaz. Con lo cual este efecto depende de la masa de la partícula de materia oscura, con lo cual podríamos tener información directa de esta partícula.



## Chapter 4

# Sommerfeld Enhancement para la representación fundamental de $SU(2)_L$

---

### 4.1 El Modelo

Comenzamos recordando las principales características del modelo desarrollado inicialmente en la referencia [1]. En este contexto, el Modelo Estándar (SM) se extiende mediante la introducción de un campo vectorial  $V_\mu$  que transforma como  $(1, \mathbf{2}, 1/2)$  bajo el grupo estándar  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Este nuevo campo vectorial puede escribirse explícitamente como:

$$V_\mu = \begin{pmatrix} V_\mu^+ \\ V_\mu^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_\mu^+ \\ \frac{V_\mu^1 + i V_\mu^2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

En principio, los dos estados neutros  $V_\mu^1$  y  $V_\mu^2$  (los campos vectorial y axial-vectorial) pueden tener masas diferentes, sin embargo, para un mejor control sobre la unitariedad del grupo de gauge, los componentes  $V_\mu^1$  y  $V_\mu^2$  están completamente degenerados. Sin embargo, el requisito de preservación de la unitariedad a bajas energías restringe el espacio de parámetros del modelo de tal manera que  $V_\mu^1$  y  $V_\mu^2$  se vuelven degenerados o casi degenerados. En este trabajo, asumimos que  $V_\mu^1$  y  $V_\mu^2$  están exactamente degenerados. En este caso, se combinan en un campo neutro complejo  $V_\mu^0$ .

El lagrangiano puede ser escrito como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{SM} - \frac{1}{2} (D_\mu V_\nu - D_\nu V_\mu)^\dagger (D^\mu V^\nu - D^\nu V^\mu) + M_V^2 V_\mu^\dagger V^\mu \\ & - \lambda_2 (\phi^\dagger \phi) (V_\mu^\dagger V^\mu) - \lambda_3 (\phi^\dagger V_\mu) (V^{\mu\dagger} \phi) \\ & + \lambda_4 \left[ (\phi^\dagger V_\mu) (\phi^\dagger V^\mu) + (V^{\mu\dagger} \phi) (V_\mu^\dagger \phi) \right] \\ & - \alpha_2 (V_\mu^\dagger V^\mu) (V_\nu^\dagger V^\nu) - \alpha_3 (V_\mu^\dagger V^\nu) (V_\nu^\dagger V^\mu) \\ & + i \frac{g' \kappa_1}{2} V_\mu^\dagger B^{\mu\nu} V_\nu + i g \kappa_2 V_\mu^\dagger W^{\mu\nu} V_\nu \end{aligned} \quad (4.2)$$

Donde  $B^{\mu\nu}$  representa el campo de hipercatga abeliano de  $U(1)_Y$  y  $W^{\mu\nu} = W^{\mu\nu a} \frac{\tau^a}{2}$  rep-

resenta el campo electrodébil no abeliano de  $SU(2)_L$ . Observa que los dos últimos términos del Lagrangiano (4.2) describen interacciones no minimales entre el nuevo campo vectorial y los bosones de gauge. Para evitar una interacción directa del fotón con  $V_\mu^0$ , las constantes arbitrarias  $\kappa_1$  y  $\kappa_2$  deben ser iguales. Sin embargo, en este trabajo, por simplicidad y minimalidad, asumimos que  $\kappa_1 = \kappa_2 = 1$ . Además, la constante de acoplamiento que regula las interacciones entre el campo de Higgs y el nuevo campo vectorial puede tratarse como un parámetro libre. Por simplicidad, asumiremos la hipótesis de que  $\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = \lambda$ . De esta manera,  $\lambda$  será la única constante que regula el portal de Higgs.

## 4.2 Calculo del Sommerfeld Enhancement

### 4.2.1 Sommerfeld Enhancement

Para describir el estado de dos partículas DM-DM, que deben ser neutras en carga y paridad CP, consideramos las siguientes combinaciones:

$$|g\rangle = \begin{pmatrix} v_0 v_0 \\ a_0 a_0 \\ v_0 a_0 \\ v_+ v_- \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

El orden de los componentes en el vector de la ecuación (4.3) es arbitrario, y podemos usar diferentes ordenamientos para los pares de estos dobletes.

Dado que este efecto es no relativista, debemos utilizar la ecuación de Schrödinger para dos cuerpos, derivada de la ecuación de Schwinger-Dyson [8], que es:

$$\left[ -\frac{1}{M_V} \frac{d^2}{dr_{ab}^2} - \frac{l(l+1)\delta_{ab}}{M_V r^2} - E\delta_{ab} + V_{ab}(r) - \frac{iN\Gamma_{ab}\delta(r)}{8\pi r^2} \right] g_{bc}(r) = 0 \quad (4.4)$$

donde el índice  $a$  representa el estado inicial del proceso y  $b$  el estado final, y  $r$  es la posición relativa. La función de onda  $g_{ab}$  describe a las dos partículas en un doblete de  $SU(2)_L$ . Como hemos visto, el potencial incluye interacciones con bosones de gauge y de Higgs, correspondientes a los potenciales de Coulomb (de largo alcance) y de Yukawa (de corto alcance). La energía cinética de estas partículas es  $E \approx \frac{M_V v^2}{4}$ , donde  $v$  es la velocidad relativa entre ellas. El término  $\Gamma$  es el potencial imaginario y corresponde a una parte absorbente, que surge en el límite de baja energía de interacciones cuárticas. Finalmente,  $N$  es el número de estados de espín, dado por  $N = (2l + 1)^2$ , que en nuestro caso es 9.

Podemos considerar estados iniciales polarizados en el caso general, pero la contribución principal en el límite no relativista ocurre en la onda s, es decir, cuando  $l = 0$ , donde el momento angular total es dado únicamente por la contribución de espín. Por lo tanto, la ecuación de Schrödinger es:

$$\left[ -\frac{1}{M_V} \frac{d^2}{dr_{ab}^2} - E\delta_{ab} + V_{ab}(r) - \frac{iN\Gamma_{ab}\delta(r)}{8\pi r^2} \right] g_{bc}(r) = 0 \quad (4.5)$$

Para resolver esta ecuación (4.5), necesitamos las condiciones de frontera dadas por [8]:

$$g_{ab}(r \rightarrow 0) = \delta_{ab} \quad (4.6)$$

$$g_{ab}(r \rightarrow \infty) = d_{ab}(E) e^{i\sqrt{M_V E} r} e^{i\left(\frac{M_V \alpha}{2M_V E} \ln(2\sqrt{M_V E} r)\right)} \quad (4.7)$$

donde  $\delta_{ab}$  es un delta de Kronecker,  $\alpha$  es la constante de estructura fina, y  $d_{ab}$  son los factores de mejora de Sommerfeld. La condición asintótica de (4.7) es válida para grandes distancias que abarcan los potenciales de Coulomb y Yukawa. La ecuación (4.5) puede resolverse numéricamente ya que no tiene una solución analítica. Una vez determinadas las soluciones, usamos el teorema óptico, que relaciona la parte imaginaria de las funciones de Green con la sección transversal total de aniquilación promediada térmicamente [2, 8] de partículas DM:

$$\langle \sigma v \rangle_{XX'} = c \sum_{a,b} \sum_{J,J_z} (\Gamma_{XX'}^{J,J_z})_{ab} d_{3a}(E) d_{3b}^*(E) \quad (4.8)$$

donde  $c$  es una constante de normalización (2 para  $a = b$ , 1 para  $a \neq b$ ). El índice fijo 3 está relacionado con la definición del vector  $\vec{s}$  (6.22), para seleccionar la aniquilación de materia oscura ( $V_0 V_0 \rightarrow XX'$ ) donde  $X$  y  $X'$  son partículas del Modelo Estándar.

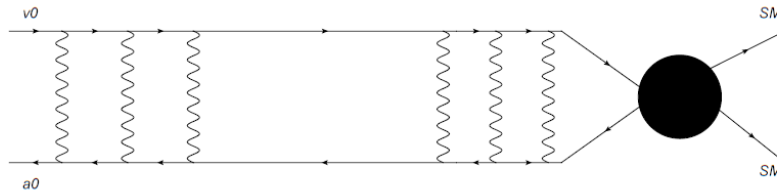


Figure 4.1: Sommerfeld enhancement effect

## 4.2.2 Límite No-Relativista

Para asegurar que el vector de materia oscura permanezca no relativista, debemos realizar el siguiente límite no relativista de los operadores, según se define en [2].

$$V_\mu^0(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}}[v_0(\vec{x})\epsilon_\mu(x)e^{imt} + a_0^\dagger(\vec{x})\epsilon_\mu^*(x)e^{-imt}] \quad (4.9)$$

$$(V_\mu^0)^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}}[a_0(\vec{x})\epsilon_\mu(x)e^{imt} + v_0^\dagger(\vec{x})\epsilon_\mu^*(x)e^{-imt}] \quad (4.10)$$

$$V_\mu^+(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}}[v_+(\vec{x})\epsilon_\mu(x)e^{imt} + v_-^\dagger(\vec{x})\epsilon_\mu^*(x)e^{-imt}] \quad (4.11)$$

$$V_\mu^-(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}}[v_+^\dagger(\vec{x})\epsilon_\mu^*(x)e^{-imt} + v_-(\vec{x})\epsilon_\mu(x)e^{imt}] \quad (4.12)$$

Aquí,  $v_0, a_0, v_+, v_-$  representan los límites no relativistas del campo vectorial de materia oscura.  $m$  denota la masa del componente neutro del campo vectorial de materia oscura, y  $\epsilon_\mu$  significa el vector de polarización. Estos vectores de polarización cumplen con las condiciones transversales y una relación ortonormal:

$$p^\mu \epsilon_\mu = 0; \quad \epsilon_\mu \epsilon_\nu = -\delta_{\mu\nu} \quad (4.13)$$

### 4.2.3 Corrientes No-Relativisticas

Al aplicar los límites no relativistas a los campos según las ecuaciones (4.9), (4.10), (4.11) y (4.12), y luego sustituirlos en el lagrangiano (4.2), podemos derivar las corrientes de interacción cúbica en estos campos.

$$\mathcal{L}_{cubic} = J_A^\mu A_\mu + J_Z^\mu Z_\mu + (J_{W^+}^\mu)^\dagger W^+ + (J_{W^-}^\mu)^\dagger W^- \quad (4.14)$$

Ahora vamos a calcular las corrientes no relativistas para el modelo mínimo de Materia Oscura Vectorial, comenzando con la corriente  $J_V^\mu$ . Las corrientes son:

$$J_A^0 = \sqrt{2}g(c_W(1 - (\kappa_1 + \kappa_2) - s_W t_W^2)([v_+^\dagger(x)v_+(x^0, \vec{y}) - v_-^\dagger(x)v_-(x^0)])) \quad (4.15)$$

$$J_Z^0(x) = -g(c_W(\kappa_1 + \kappa_2) + s_W)(v_+(x)^\dagger v_+(x) - v_-^\dagger(x)v_-(x) + (v_0(x)^\dagger v_0(x) - a_0^\dagger(x)a_0(x))) \quad (4.16)$$

$$J_{W^+}^0(x) = -g \left[ \left( \frac{3}{8} - 2\sqrt{2} \right) (\kappa_1 + \kappa_2) + 2\sqrt{2} \right] (v_+^\dagger v_0 - a_0^\dagger v_-) \quad (4.17)$$

$$J_{W_-}^0(x) = -g \left[ \left( \frac{3}{8} - 2\sqrt{2} \right) (\kappa_1 + \kappa_2) + 2\sqrt{2} \right] (v_0^\dagger v_+ - v_-^\dagger a_0) \quad (4.18)$$

#### 4.2.4 Matriz Electrodébil

##### Interacción bosones de Gauge-Materia Oscura

Nuestro objetivo es investigar la aniquilación de partículas de materia oscura en partículas del modelo estándar. Específicamente, consideramos los pares  $(v_0 v_0)$ , para los cuales ocurre dicha aniquilación. Las contribuciones más importantes provienen de procesos que involucran el intercambio de bosones  $Z$  y  $W^\pm$ , teniendo en sus estados iniciales pares  $(v_0 v_0)$ ,  $(v_0 a_0)$  o  $(v_+ v_-)$ . Nuestro enfoque implica derivar una acción efectiva que describa con precisión estos pares. Para este propósito, definimos el siguiente vector:

$$s(x, \vec{y}) = \begin{pmatrix} \frac{v_0(x)v_0(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \\ \frac{a_0(x)a_0(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \\ v_0(x)a_0(x^0, \vec{y}) \\ v_+(x)v_-(x^0, \vec{y}) \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

La disparidad en la normalización del primer componente en (6.22) surge del hecho de que se refiere a estados compuestos por dos partículas idénticas. La acción efectiva es la siguiente:

$$S_{eff,1} = - \int \frac{d^4x d^3y}{8\pi|\vec{x} - \vec{y}|} (J_A^0(x) J_A^0(x^0, \vec{y}) + J_Z^0(x) J_Z^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_Z|\vec{x} - \vec{y}|} + 2J_{W_+}^0(x) J_{W_-}^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_W|\vec{x} - \vec{y}|}) \quad (4.20)$$

Las corrientes se calculan a partir de las interacciones cúbicas del Lagrangiano (4.2) entre la materia oscura y los bosones gauge. A partir de estas expresiones, aplicamos el límite no relativista para obtener la matriz electrodébil, que utilizaremos para resolver la ecuación de Schrödinger (??).

En el límite no relativista, el primer término de la ecuación (6.23) caracteriza la interacción de Coulomb entre partículas no relativistas, mientras que los términos restantes representan los potenciales de Yukawa relacionados con el intercambio de bosones  $Z$  y  $W$ . Al emplear el vector (6.22), la acción efectiva se transforma en la siguiente expresión:

$$S_{eff,1NR} = - \int d^4x d^3y s(x, \vec{y})^\dagger V_{g-V}(|\vec{x} - \vec{y}|) s(x, \vec{y}) \quad (4.21)$$

donde  $V_{g-V}(|\vec{x} - \vec{y}|)$  es la matriz de potencial electrodébil (interacción entre bosones de gauge y materia oscura vectorial), con  $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ ;

$$V_{g-V}(r) = -\frac{g^2}{8\pi r} \begin{pmatrix} 4a^2 e^{-M_Z r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 4a^2 e^{-M_Z r} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 16a^2 e^{-M_Z r} & b^2 e^{-M_W r} \\ 0 & 0 & b^2 e^{-M_W r} & a^2 e^{-M_Z r} - 2(c_W(1 - (\kappa_1 + \kappa_2) - s_W t_W^2))^2 \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

con  $a = (c_W(\kappa_1 + \kappa_2) + s_W)$ ,  $b = (\frac{3}{8} - 2\sqrt{2})(\kappa_1 + \kappa_2) + 2\sqrt{2}$

En el apéndice A mostramos como calculamos esta matriz.

### Interacción Boson de Higgs-Materia Oscura

Necesitamos tener en cuenta la interacción entre el bosón de Higgs y el vector de materia oscura. Nuestro enfoque principal se centra en comprender la interacción cúbica, ya que es crucial para desentrañar la naturaleza de esta interacción. Para este propósito, parametrizamos el doblete de Higgs de la siguiente manera:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} + i\phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

donde  $\phi^+$  y  $\phi^0$  son bosones Goldstone hipotéticos, y  $v$  es el valor esperado del vacío. Ahora, al sustituir  $V_\mu$ ,  $V_\mu^\dagger$ ,  $\phi$  y  $\phi^\dagger$  en la Lagrangiana (4.2), podemos derivar la matriz electrodébil que describe la interacción entre el Higgs y el vector de materia oscura, la cual toma la siguiente forma:

$$V_{h-V}(r) = \frac{v^2}{32\pi m^2 r} \begin{pmatrix} 8\lambda_4^2 a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 8\lambda_4^2 a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)^2 a & (\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 e^{-M_W r} \\ 0 & 0 & (\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 e^{-M_W r} & \lambda_2^2 a \end{pmatrix} \quad (4.24)$$

En el Apéndice A, ilustramos la metodología para calcular esta matriz.

## 4.2.5 Matrices de Aniquilación

### Bosón de Gauge-Materia Oscura

Cuando las partículas de materia oscura se aniquilan en partículas del Modelo Estándar, se vuelve esencial calcular la matriz de aniquilación, examinando específicamente la interacción entre los bosones gauge y la materia oscura. Esto requiere el uso de los términos cuárticos de la Lagrangiana (4.2). La acción efectiva para estos términos cuárticos, en el límite no relativista, se puede expresar de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 S_{eff,2} &= -i \text{Tr} \ln (\Delta_0^{-1} \mathcal{Q} \Delta_0^{-1} \mathcal{Q}) \\
 &= \frac{i}{2\pi} \int d^4x (Q_{AA}(x)^2 + Q_{ZZ}(x)^2 + 2Q_{WW}(x)^2 + 2Q_{AZ}(x)^2)
 \end{aligned} \tag{4.25}$$

En el Apéndice B, se detalla el cálculo de estos términos. Considerando los distintos canales y estados de espín totales, obtenemos las siguientes matrices de aniquilación:

$$\Gamma_{WW}^{J=0} = \frac{2g^4}{64\sqrt{3}\pi m^2} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.26}$$

$$\Gamma_{WW}^{J=2} = \frac{g^4}{64\pi m^2} \left( \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2 \theta \right) \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.27}$$

$$\Gamma_{AA}^{J=0} = \frac{e^4}{128\sqrt{3}\pi m^2} \begin{pmatrix} 2a^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2a^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2 & 4a^2 \\ 0 & 0 & 4a^2 & 4 \end{pmatrix} \tag{4.28}$$

$$\Gamma_{AA}^{J=2} = \frac{e^4}{256\pi m^2} \left( \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2 \theta \right) \begin{pmatrix} 2a^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2a^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2 & 4a^2 \\ 0 & 0 & 4a^2 & 4 \end{pmatrix} \tag{4.29}$$

con  $a = (1 - \tan \theta_W)$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=0} = \frac{g^4}{128\sqrt{3}\pi m^2} \begin{pmatrix} 2b^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2b^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2b^2 & -4c \\ 0 & 0 & -4c & 4 \sin^4 \theta_W \end{pmatrix} \tag{4.30}$$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=2} = \frac{g^4}{256\pi m^2} \left( \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2 \theta \right) \begin{pmatrix} 2b^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2b^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2b^2 & -4c \\ 0 & 0 & -4c & 4 \sin^4 \theta_W \end{pmatrix}$$

con  $b = (\tan^2 \theta_W \sin^2 \theta_W - \sin \theta_W \cos \theta_W)$  y  $c = \sin^2 \theta_W \tan \theta_W (\sin^2 \theta_W - \cos^2 \theta_W)$

$$\Gamma_{AZ}^{J=0} = \frac{e^2 g^2}{128 \sqrt{3} \pi m^2} \begin{pmatrix} d^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d^2 & f \\ 0 & 0 & f & \frac{\sin^2(2\theta_W)}{\cos^2 \theta_W} \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

$$\Gamma_{AZ}^{J=2} = \frac{e^2 g^2}{256 \pi m^2} \left( \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2 \theta \right) \begin{pmatrix} d^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d^2 & f \\ 0 & 0 & f & \frac{\sin^2(2\theta_W)}{\cos^2 \theta_W} \end{pmatrix}$$

con  $d = (\cos \theta_W - \sin \theta_W)$  y  $f = (\cos \theta_W - \sin \theta_W)^4 (1 + \tan \theta_W)^2$

### Bosón de Higgs-Materia Oscura

Seguimos un procedimiento similar para tener en cuenta las interacciones entre el bosón de Higgs y la materia oscura. En este caso, necesitamos los términos cuárticos de la Lagrangiana (4.2), los términos cuárticos que involucran el nuevo campo vectorial y el doblete del bosón de Higgs. La matriz resultante de aniquilación se puede expresar de la siguiente manera:

$$\Gamma_{h-V} = \frac{1}{32 \pi m^2} \begin{pmatrix} \left( \frac{3}{2} + \sqrt{2} \right)^2 \lambda_4^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{9}{4} \lambda_4^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{4} (7\lambda_2^2 + 6\lambda_2 \lambda_3 + 5\lambda_3^2) & \frac{1}{2} (\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} (\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 & \frac{3}{4} \lambda_2^2 + (\lambda_2 + \lambda_3)^2 \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

Mostramos el calculo en el apéndice B

## Chapter 5

# Sommerfeld Enhancement para la representación adjunta de $SU(2)_L$

---

### 5.1 El Modelo

Tomando el Lagrangiano cinético de la Materia Oscura Vectorial para el grupo de gauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{SM} - Tr[D_\mu V_\nu D^\mu V^\nu] + Tr[D_\mu V_\nu D^\nu V^\mu] \\ & - g^2 [[V_\mu, V_\nu][V^\mu, V^\nu]] - ig Tr[W_{\mu\nu}[V^\mu, V^\nu]] \\ & + M^2 Tr(V_\nu V^\nu) + a(\phi^\dagger \phi) Tr(V_\nu V^\nu) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Con la derivada covariante definida como  $D_\mu = \partial_\mu - ig[W_\mu, \cdot]$ , en el grupo de gauge  $SU(2)_L$ , donde el vector de materia oscura es:

$$V_\mu = \begin{pmatrix} V_\mu^- \\ V_\mu^0 \\ V_\mu^+ \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Tomando el límite no relativista del vector de materia oscura de la siguiente manera:

$$V_\mu^0(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} \epsilon_\mu(\vec{x}) [v_0(\vec{x}) e^{imt} + v_0^\dagger(\vec{x}) e^{-imt}] \in \mathbb{R} \quad (5.3)$$

$$V_\mu^+(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} \epsilon_\mu(\vec{x}) [v_+(\vec{x}) e^{imt} + v_+^\dagger(\vec{x}) e^{-imt}] \in \mathbb{C} \quad (5.4)$$

$$V_\mu^-(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} \epsilon_\mu(\vec{x}) [v_+^\dagger(\vec{x}) e^{-imt} + v_-(\vec{x}) e^{imt}] \in \mathbb{C} \quad (5.5)$$

donde  $v_0, v_+, v_-$  representan los campos no relativistas del vector de materia oscura, y  $m$  es la masa del componente neutral del campo vectorial de materia oscura, mientras que  $\epsilon$  es el vector

de polarización.

### 5.1.1 Corrientes no-relativisticas

Al aplicar los límites no relativistas a los campos según las ecuaciones (5.3), (5.4) y (5.5), y luego sustituirlos en la Lagrangiana (5.1), podemos derivar las corrientes de interacción cúbica en estos campos.

$$\mathcal{L}_{cubic} = J_A^\mu A_\mu + J_Z^\mu Z_\mu + (J_{W^+}^\mu)^\dagger W^+ + (J_{W^-}^\mu)^\dagger W^- \quad (5.6)$$

Ahora vamos a calcular las corrientes no relativistas para el modelo Mínimo de Materia Oscura Vectorial, comenzando con la corriente  $J_V^\mu$ . Las corrientes son:

$$J_A^0 = e \sin \theta_W (v_+^\dagger v_+ - v_-^\dagger v_-) \quad (5.7)$$

$$J_Z^0 = g \cos \theta_W (v_+^\dagger v_+ - v_-^\dagger v_-) \quad (5.8)$$

$$(J_{W^+}^0)^\dagger = g [v_+^\dagger v_0 - v_0^\dagger v_-] \quad (5.9)$$

$$(J_{W^-}^0)^\dagger = g [v_-^\dagger v_0 - v_0^\dagger v_+] \quad (5.10)$$

### 5.1.2 Matrices Electrodébil

El objetivo es considerar las aniquilaciones de la materia oscura; debemos tener en cuenta pares como  $(v_0 v_0)$ . Sin embargo, el intercambio de bosones  $Z$  y  $W$  a través de partículas de materia oscura nos lleva a considerar pares como  $(v_0 v_0)$  y  $(v_+ v_-)$ . Como resultado, lo que estamos haciendo es derivar una acción efectiva que describe estos pares, es decir, en un tiempo  $x^0$ .

$$s(x, \vec{y}) = \begin{pmatrix} \frac{v_0(x) v_0(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \\ v_+(x) v_-(x^0, \vec{y}) \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

La diferencia en la normalización para el primer componente de  $s(x, \vec{y})$  surge del hecho de que corresponden a estados con dos partículas idénticas. La acción efectiva es:

$$S_{eff,1} = - \int \frac{d^4x d^3y}{8\pi|\vec{x}-\vec{y}|} \left( J_A^0(x) J_A^0(x^0, \vec{y}) J_Z^0(x) J_Z^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_Z|\vec{x}-\vec{y}|} + 2J_{W^+}^0(x) J_{W^-}^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_W|\vec{x}-\vec{y}|} \right) \quad (5.12)$$

En el límite no relativista, el primer término describe la fuerza de Coulomb entre partículas no relativistas, mientras que los otros términos describen las interacciones de Yukawa asociadas al intercambio de bosones  $Z$  y  $W$ . Si usamos el vector (5.11), la acción efectiva se transforma en:

$$S_{eff,1NR} = - \int d^4x d^3y s(x, \vec{y})^\dagger V_{g-V}(|\vec{x}-\vec{y}|) s(x, \vec{y}) \quad (5.13)$$

Donde  $V_{g-V}(|\vec{x}-\vec{y}|)$  es la matriz del potencial electrodébil, con  $r = |\vec{x}-\vec{y}|$ , y la matriz electrodébil es:

$$V_{g-V}(r) = \frac{1}{8\pi r} \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{2}g^2 e^{-M_W r} \\ -\sqrt{2}g^2 e^{-M_W r} & -e^2 \sin^2 \theta_W - g^2 \cos^2 \theta_W e^{-M_Z r} \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

### 5.1.3 Matrices de Aniquilación

#### Bosón de Gauge-Materia Oscura

Las partículas de materia oscura se desintegran en partículas del Modelo Estándar; por lo tanto, necesitamos calcular la matriz de aniquilación, en este caso, la interacción entre los bosones de calibre y el vector de materia oscura. Debemos utilizar los términos cuárticos de la lagrangiana (5.1), la acción efectiva de los términos cuárticos es:

$$\begin{aligned} S_{eff,2} &= -i \text{Tr} \ln (\Delta_0^{-1} \mathcal{Q} \Delta_0^{-1} \mathcal{Q}) \\ &= \frac{i}{2\pi} \int d^4x (Q_{AA}(x)^2 + Q_{ZZ}(x)^2 + 2Q_{WW}(x)^2 + 2Q_{AZ}(x)^2) \end{aligned} \quad (5.15)$$

Las matrices de aniquilación son:

$$\Gamma_{AA}^{J=0} = \frac{2\pi\alpha^2}{3m_V^2} \begin{pmatrix} s_W^4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Gamma_{AA}^{J=2} = \frac{32\pi\alpha^2}{45m_V^2} \begin{pmatrix} s_W^4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

$$\Gamma_{ZA}^{J=0} = \frac{2\pi\alpha^2}{3m_V^2} \begin{pmatrix} 2s_W^2 c_W^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Gamma_{ZA}^{J=2} = \frac{32\pi\alpha^2}{45m_V^2} \begin{pmatrix} 2s_W^2 c_W^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.17)$$



## Chapter 6

### Representación Quintuplete de $SU(2)_L$

---

#### 6.1 El Modelo

Complementamos la densidad lagrangiana del Modelo Estándar (SM) con un múltiplo de espín débil  $V_\mu^i$  que transforma en la representación real de 5 dimensiones de  $SU(2)_L$ . Para hacerlo, escribimos un tensor de fuerza de campo para los nuevos bosones vectoriales en el que realizamos la sustitución mínima de derivadas respecto al espacio-tiempo por derivadas covariantes, y añadimos todos los términos compatibles con las simetrías. Para una hipercarga  $Y$  arbitraria, tenemos:

$$D_\mu V_\nu^i = \left( \partial_\mu \delta^{ij} + \frac{ig}{2} (T^a)^{ij} W_\mu^a + \frac{ig'Y}{2} \delta^{ij} B_\mu \right) V_\nu^j, \quad V_{\mu\nu}^i = D_\mu V_\nu^i - D_\nu V_\mu^i, \quad i, j = 1, \dots, 5 \quad (6.1)$$

donde  $T^a$  son los generadores de la representación de 5 dimensiones de  $SU(2)_L$  [?],

$$T_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} & -2 & & & \\ -2 & & -\sqrt{6} & & \\ & -\sqrt{6} & & \sqrt{6} & \\ & & \sqrt{6} & & 2 \\ & & & 2 & \end{pmatrix}, \quad T_2 = \frac{1}{2i} \begin{pmatrix} & -2 & & & \\ 2 & & -\sqrt{6} & & \\ & \sqrt{6} & & \sqrt{6} & \\ & & -\sqrt{6} & & 2 \\ & & & -2 & \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

$$T_3 = \mathbf{diag}(2, 1, 0, -1, -2). \quad (6.3)$$

Observa que el quintuplete exótico no es un campo de calibre, por lo tanto, transforma homogéneamente con respecto a las transformaciones globales débiles:  $V_\mu^i \rightarrow UV_\mu^i$  con  $U \in SU(2)_L$ . En consecuencia, su tensor de fuerza de campo no tiene un término no homogéneo proporcional a las constantes de estructura del grupo. La densidad Lagrangiana propuesta es:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{Proca} + \mathcal{L}_{NM}, \quad (6.4)$$

donde además del Modelo Estándar, añadimos  $\mathcal{L}_{Proca}$  correspondiente a

$$\mathcal{L}_{Proca} = -\frac{1}{4} (V_{\mu\nu}^i)^\dagger V^{\mu\nu i} + \frac{1}{2} m_V^2 (V_\mu^i)^\dagger V^{\mu i}. \quad (6.5)$$

Los términos no minimales están codificados en la Ec. (6.6). Estos términos incluyen interacciones entre los nuevos campos y los tensores de fuerza de campo  $W$  y  $B$ , un término tipo "fijación del

gauge<sup>1</sup>, una interacción de portal de Higgs y la auto-interacción de cuatro puntos más general para  $V$ , respectivamente. Las constantes  $\kappa$  y  $\kappa'$  modulan las interacciones no minimales con los bosones gauge del Modelo Estándar.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NM} = & i\kappa g V^{\dagger\mu} W_{\mu\nu} V^\nu + iY \kappa' g' V^{\dagger\mu} B_{\mu\nu} V^\nu + \frac{1}{\xi} (D_\mu V^\mu)^\dagger (D_\nu V^\nu) + \frac{\lambda_{HV}}{2} (\Phi^\dagger \Phi) (V_\mu^\dagger V^\mu) \\ & + \alpha_1 (V_\mu^\dagger V^\mu) (V_\nu^\dagger V^\nu) + \alpha_2 (V_\mu^\dagger V^\nu) (V_\nu^\dagger V^\mu) + \alpha_3 (V_\mu^\dagger V^\nu) (V^{\dagger\mu} V_\nu), \end{aligned} \quad (6.6)$$

Por supuesto, la interacción con el doblete de Higgs modifica el valor de la masa a nivel de árbol de las nuevas partículas a través de la ruptura espontánea de la simetría.

La asignación de la hipercarga a los nuevos grados de libertad determina qué componente es eléctricamente neutra y, por lo tanto, un candidato a Materia Oscura (DM, por sus siglas en inglés). Establecer  $Y = 0$  es una elección atractiva para mantener la supresión de las interacciones electrodébiles a nivel de árbol entre la DM y los nucleones, manteniendo el modelo viable bajo los estrictos límites superiores en la sección eficaz de detección directa WIMP-nucleón [29], mediada a nivel de árbol por bosones  $Z$ . Por lo tanto, el candidato a DM es el tercer componente del quintuplete, con número cuántico de isospín débil 0 y hipercarga nula. Cabe destacar que esta elección para la hipercarga cancela completamente el término proporcional a  $\kappa'$ .

### 6.1.1 Límite no-relativista

Para identificar observables de este escenario, ahora calculamos las señales indirectas de rayos  $\gamma$  producidos por la aniquilación de pares de DM en entornos astrofísicos específicos, enfocándonos particularmente en el centro de la Vía Láctea. Incluimos el efecto no relativista conocido como el incremento de Sommerfeld, que considera la resummación de interacciones entre estados incidentes, lo que puede conducir a un aumento significativo en las secciones transversales relevantes para esta estrategia de búsqueda [8].

Con este fin, resolvemos la ecuación de Schrödinger en el límite de baja velocidad de la teoría, dada por

$$\left( -\frac{1}{M_V} \frac{d^2}{dr_{ab}^2} - \frac{l(l+1)\delta_{ab}}{M_V r^2} - E\delta_{ab} + V(r)_{ab} - \frac{i\Gamma_{ab}N}{8\pi r^2} \delta(r) \right) g_{bc}(r) = 0, \quad (6.7)$$

donde  $a$  caracteriza el estado inicial de dos partículas y  $b$  el estado final de dos partículas. Nos interesan los estados de dos partículas neutras al calcular la aniquilación de DM.  $M_V$  denota la masa a nivel árbol de los nuevos bosones vectoriales,  $r$  representa la distancia relativa entre las partículas, y  $E$  representa la energía cinética del sistema, definida como  $E = \frac{M_V v^2}{4}$ , donde  $v$  es la velocidad relativa.

El potencial  $V(r)$  surge de interacciones trilineales entre los nuevos bosones vectoriales y los bosones electrodébiles, incluido el Higgs, por lo que escribimos  $V(r) = V_{\text{gauge}}(r) + V_{\text{Higgs}}(r)$ , compuesto por interacciones de Coulomb y Yukawa. Un término imaginario proporcional a  $\Gamma = \Gamma_{\text{gauge}} + \Gamma_{\text{Higgs}}$ , conocido como el potencial absorbente, surge del límite de baja energía de interacciones cuánticas.  $N$  cuantifica el número de grados de libertad de espín según  $N = (2l+1)^2$ ,

<sup>1</sup>Los parámetros  $\kappa$ ,  $\kappa'$  y  $1/\xi$  son, en principio, parámetros libres; sin embargo, podrían desempeñar un papel relevante para una completitud ultravioleta del modelo con un sector de calibre extendido, y tienen consecuencias importantes para la unitariedad perturbativa.

$\delta(r)$  denota la función delta de Dirac, y  $g_{ab}(r)$  representa la función de onda que caracteriza el proceso  $a \rightarrow b$ . Para el cálculo explícito de estos términos, consulte el Apéndice A.

Aunque en el caso general deben considerarse estados iniciales polarizados, la contribución dominante en el régimen de baja velocidad surge de la onda  $s$ , correspondiente a  $l = 0$ . Por lo tanto, nos enfocamos únicamente en los casos donde el momento angular total es dado por el momento angular de espín. Así, omitimos el segundo término en la ecuación (6.7).

Las condiciones de frontera para este problema se prescriben de la siguiente manera [42]:

$$g_{ab}(r \rightarrow 0) = \delta_{ab}, \quad (6.8)$$

y

$$g_{ab}(r \rightarrow \infty) = d_{ab}(E)e^{i\sqrt{M_V E}r} \exp\left(i\frac{M_V \alpha}{2\sqrt{M_V E}} \log(2\sqrt{M_V E}r)\right), \quad (6.9)$$

donde  $\delta_{ab}$  es el delta de Kronecker,  $\alpha$  es la constante de estructura fina, y  $d_{ab}$  son los factores de Sommerfeld. La condición asintótica para grandes distancias es aplicable debido a la presencia de potenciales de Coulomb y Yukawa, respaldada por el hecho de que la longitud de onda de de Broglie de los bosones exóticos es menor que la de los bosones masivos en el SM.

Los factores de Sommerfeld se calculan al resolver la ecuación (6.7) utilizando el método de funciones de Green, empleando específicamente las ecuaciones de Schwinger-Dyson para el sistema. Una vez determinados, se utiliza el teorema óptico, que relaciona la parte imaginaria de las funciones de Green con la sección transversal total de aniquilación de DM promediada térmicamente:

$$\langle \sigma v \rangle_{XX'} = c \sum_{a,b} \sum_{J,J_z} (\Gamma_{XX'}^{J,J_z})_{ab} d_{2a}(E) d_{2b}^*(E), \quad (6.10)$$

donde  $c$  es una constante de normalización (2 para  $a = b$ , 1 para  $a \neq b$ ). El índice fijo en 2 se relaciona con la definición del vector  $\vec{s}$  (ver Apéndice A), utilizado para denotar procesos de aniquilación de DM ( $V_0 V_0 \rightarrow XX'$ ) que involucran partículas del Modelo Estándar  $X$  y  $X'$ .

Para calcular las secciones transversales de aniquilación total y parcial relevantes, utilizamos **Mathematica** para resolver la ecuación de Schrödinger y determinar los factores de Sommerfeld. Consideramos dos regímenes de velocidad no relativista distintos:  $v = 10^{-3}$  para evaluar señales indirectas de halos galácticos de DM, y  $v = 0.3$  para examinar el impacto subdominante del factor de incremento de Sommerfeld en el cálculo de la densidad reliquia.

Podemos expresar el vector (6.11) usando la siguiente transformación:  $V_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(V_{2\mu} \mp iV_{4\mu})$ , donde  $V_{3\mu} = V_\mu^0$  y  $V_\mu^{\pm\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(V_{1\mu} \mp iV_{5\mu})$ .

$$V_\mu = \begin{pmatrix} V_\mu^{++} \\ V_\mu^+ \\ V_\mu^0 \\ V_\mu^- \\ V_\mu^{--} \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

Nuestro objetivo es tener el vector de materia oscura en un estado no-relativista. Para lograr

esto, necesitamos aplicar el siguiente límite no-relativista, según se describe en [2].

$$V_i^0(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} [v_0(\vec{x})\epsilon_i(x)e^{imt} + v_0^\dagger(\vec{x})\epsilon_i^*(x)e^{-imt}] \quad (6.12)$$

$$V_i^+(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} [v_+(\vec{x})\epsilon_i(x)e^{imt} + v_-^\dagger(\vec{x})\epsilon_i^*(x)e^{-imt}] \quad (6.13)$$

$$V_i^-(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} [v_+^\dagger(\vec{x})\epsilon_i^*(x)e^{-imt} + v_-(\vec{x})\epsilon_i(x)e^{imt}] \quad (6.14)$$

$$V_i^{++}(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} [v_{++}(\vec{x})\epsilon_i(x)e^{imt} + v_{--}^\dagger(\vec{x})\epsilon_i^*(x)e^{-imt}] \quad (6.15)$$

$$V_i^{--}(x) = \frac{1}{\sqrt{2m}} [v_{++}^\dagger(\vec{x})\epsilon_i^*(x)e^{-imt} + v_{--}(\vec{x})\epsilon_i(x)e^{imt}] \quad (6.16)$$

### 6.1.2 Corriente no-relativista

Al aplicar los límites no relativistas a los campos según se indica en las ecuaciones (6.12), (6.13), (6.14), (6.15) y (6.16), y sustituyéndolos en la Lagrangiana (6.6), podemos derivar las corrientes asociadas a la interacción cúbica en estos campos.

$$\mathcal{L}_{cubic} = J_A^\mu A_\mu + J_Z^\mu Z_\mu + (J_{W^+}^\mu)^\dagger W^+ + (J_{W^-}^\mu)^\dagger W^- \quad (6.17)$$

Ahora vamos a calcular las corrientes no relativistas del modelo de Materia Oscura Vectorial Mínima, comenzando con la corriente  $J_V^\mu$ .

$$J_A(x) = \frac{g}{\xi} \frac{c_W}{\xi} \left[ 2(v_{--}(x)^\dagger v_{--}(x) - v_{++}(x)^\dagger v_{++}(x)) + (v_-(x)^\dagger v_-(x) - v_+(x)^\dagger v_+(x)) \right] \quad (6.18)$$

$$J_Z(x) = \frac{g}{\xi} \frac{s_W}{\xi} \left[ 2(v_{--}(x)^\dagger v_{--}(x) - v_{++}(x)^\dagger v_{++}(x)) + (v_-(x)^\dagger v_-(x) - v_+(x)^\dagger v_+(x)) \right] \quad (6.19)$$

$$J_{W^+}(x) = \frac{g}{\xi} \left[ \sqrt{2}(v_-(x)^\dagger v_{--}(x) - v_{++}(x)^\dagger v_+(x)) + \sqrt{3}(v_0(x)^\dagger v_-(x) - v_+(x)^\dagger v_0(x)) \right] \quad (6.20)$$

$$J_{W_-}(x) = \frac{g}{\xi} \left[ \sqrt{2}(v_{--}(x)^\dagger v_-(x) - v_+(x)^\dagger v_{++}(x)) + \sqrt{3}(v_-(x)^\dagger v_0(x) - v_0(x)^\dagger v_+(x)) \right] \quad (6.21)$$

### 6.1.3 Matriz Electrodébil

#### Bosones de gauge-Materia Oscura

Nuestro objetivo es considerar la aniquilación de partículas de materia oscura en partículas del modelo estándar. Para hacer esto, necesitamos centrarnos en pares como  $(v_0 v_0)$ . Sin embargo, cuando se trata del intercambio de bosones  $Z$  y  $W^\pm$  mediados por partículas de materia oscura, necesitamos considerar pares como  $v_0 v_0$ ,  $v_+ v_-$  (aniquilación de partículas cargadas de materia oscura) y  $v_{++} v_{--}$  (aniquilación de partículas doblemente cargadas de materia oscura). Por lo tanto, lo que estamos tratando de hacer es derivar una acción efectiva que describa estos pares, de la siguiente manera:

$$s(x, \vec{y}) = \begin{pmatrix} v_+(x)v_-(x^0, \vec{y}) \\ \frac{v_0(x)v_0(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \\ v_{++}(x)v_{--}(x^0, \vec{y}) \end{pmatrix} \quad (6.22)$$

La acción efectiva es:

$$S_{eff,1} = - \int \frac{d^4 x d^3 y}{8\pi |\vec{x} - \vec{y}|} (J_A^0(x) J_A^0(x^0, \vec{y}) + J_Z^0(x) J_Z^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_Z |\vec{x} - \vec{y}|} + 2J_{W_+}^0(x) J_{W_-}^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_W |\vec{x} - \vec{y}|}) \quad (6.23)$$

En el límite no relativista, el primer término describe la interacción coulombiana entre partículas no relativistas, mientras que los otros términos tienen en cuenta las interacciones de Yukawa resultantes del intercambio de bosones  $Z$  y  $W$ . Cuando expresamos esto en términos del vector (6.22), la acción efectiva se transforma en lo siguiente:

$$S_{eff,1NR} = - \int d^4 x d^3 y s(x, \vec{y})^\dagger V_{g-V}(|\vec{x} - \vec{y}|) s(x, \vec{y}) \quad (6.24)$$

donde  $V_{g-V}(|\vec{x} - \vec{y}|)$  es la matriz de potencial electrodébil (interacción de bosones de calibre con materia oscura vectorial), con  $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ ;

$$V_{g-V}(r) = - \frac{g^2}{32\pi \xi^2 r} \begin{pmatrix} 2(c_W^2 + s_W^2 e^{-M_Z r}) & 3\sqrt{2} e^{-M_W r} & 2e^{-M_W r} \\ 3\sqrt{2} e^{-M_W r} & 0 & 0 \\ 2e^{-M_W r} & 0 & 8(c_W^2 + s_W^2 e^{-M_Z r}) \end{pmatrix} \quad (6.25)$$

La interacción de la materia oscura vectorial con el bosón de Higgs es:

$$V_{h-V}(r) = \frac{v^2 \lambda_{HV}^2 (e^{-M_h r} + 2e^{-M_Z r})}{8\pi m^2 r} \begin{pmatrix} 1 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 4 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.26)$$

## 6.1.4 Matrices de Aniquilación

### Bosones de gauge-Materia Oscura

Las partículas de materia oscura decaen en partículas del modelo estándar, por lo tanto, necesitamos calcular la matriz de aniquilación, específicamente la interacción entre los bosones gauge y los vectores de materia oscura. Para lograr esto, debemos considerar los términos cuárticos de la Lagrangiana (6.6). La acción efectiva correspondiente a estos términos cuárticos es la siguiente:

$$\begin{aligned} S_{eff,2} &= -i \text{Tr} \ln (\Delta_0^{-1} \mathcal{Q} \Delta_0^{-1} \mathcal{Q}) \\ &= \frac{i}{2\pi} \int d^4x (Q_{AA}(x)^2 + Q_{ZZ}(x)^2 + 2Q_{WW}(x)^2 + 2Q_{AZ}(x)^2) \end{aligned} \quad (6.27)$$

Las matrices de aniquilación para los bosones de gauge son:

$$\Gamma_{WW}^{J=0} = \frac{g^4}{32\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 25 & 15 & 10 \\ 15 & 0 & 6 \\ 6 & 10 & 4 \end{pmatrix} \quad (6.28)$$

$$\Gamma_{WW}^{J=2} = \frac{g^4}{64\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 25 & 15 & 10 \\ 15 & 0 & 6 \\ 6 & 10 & 4 \end{pmatrix} \quad (6.29)$$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=0} = \frac{g^4 s_W^4}{32\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (6.30)$$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=2} = \frac{g^4 s_W^4}{64\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (6.31)$$

$$\Gamma_{AA}^{J=0} = \frac{g^4 c_W^4}{32\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (6.32)$$

$$\Gamma_{AA}^{J=2} = \frac{g^4 c_W^4}{64\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (6.33)$$

$$\Gamma_{AZ}^{J=0} = \frac{g^4 c_W^2 s_W^2}{8\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (6.34)$$

$$\Gamma_{AZ}^{J=2} = \frac{g^4 c_W^2 s_W^2}{16\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (6.35)$$

### Bosón de Higgs-Materia Oscura

Estamos principalmente interesados en la interacción cuártica entre el bosón de Higgs y el vector de materia oscura. Para describir esta interacción, necesitamos los términos cuárticos de la Lagrangiana (A.42) y los campos vectoriales en su representación de quintuplete de  $SU(2)_L$  según se describe en (6.11), así como el doblete del bosón de Higgs de (4.23). La matriz de aniquilación resultante para la interacción entre el bosón de Higgs y el vector de materia oscura es la siguiente:

$$\Gamma_{h-V} = \frac{25\lambda_{HV}^2}{16\pi m^2} \begin{pmatrix} 1 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 4 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.36)$$



## Chapter 7

# Flujo de Fotones de la Aniquilación Vectorial de Materia Oscura

---

## 7.1 Flujo de fotones provenientes de la aniquilación de partículas de materia oscura neutra

El flujo de rayos  $\gamma$  resultante de la aniquilación de partículas neutras de Materia Oscura, como se describe en [43], en una región del cielo con un ángulo sólido  $\Omega$  está dado por:

$$\frac{d\Phi}{dE_\gamma} = \sum_i \frac{1}{8\pi} J(\Omega) \frac{\langle\sigma v\rangle_i}{M_V^2} \left( \frac{dN_i}{dE_\gamma} \right) \quad (7.1)$$

Aquí,  $J(\Omega)$  representa el factor astrofísico  $J$ , que mide la relevancia e interés del objetivo astrofísico para la aniquilación de Materia Oscura.

$$J(\Omega) = \frac{1}{\Delta\Omega} \int d\Omega \int d\ell \rho[r(\ell, \psi)]^2 \quad (7.2)$$

donde  $\rho[r(\ell, \psi)]$  es la densidad de DM y depende del perfil astrofísico asumido. El factor  $J$  para galaxias enanas es aproximadamente  $J \approx 10^{19} \text{ GeV}^2/\text{cm}^5$ , mientras que para la galaxia de Andrómeda es  $J \approx 10^{20} \text{ GeV}^2/\text{cm}^5$ , y para el Centro Galáctico de la Vía Láctea,  $J \approx 10^{25} \text{ GeV}^2/\text{cm}^5$ . Si el ángulo sólido cambia en un grado, el factor  $J$  experimenta un cambio aproximado de  $J \approx 10^{24} \text{ GeV}^2/\text{cm}^5$  [44].

La distribución, denotada como  $\left( \frac{dN_i}{dE_\gamma} \right)$ , caracteriza el número de fotones con energía  $E_\gamma$ , mientras que  $\langle\sigma v\rangle_i$  representa la sección transversal de aniquilación promediada del  $i$ -ésimo canal de aniquilación. Esta cantidad depende del factor de ramificación y se define como  $\langle\sigma v\rangle_{\gamma\gamma} = BR_{\gamma\gamma} \times \langle\sigma v\rangle_{XX'}$ . Aquí,  $\langle\sigma v\rangle_{XX'}$  corresponde a la sección transversal total para la aniquilación de Materia Oscura, como se muestra en la ecuación (6.10).

Calculamos el flujo diferencial de fotones utilizando **Mathematica**, siguiendo la metodología descrita en [45]. En las Fig.(8.4) (8.5) mostramos el flujo de fotones para varios canales de aniquilación:  $\gamma\gamma$ ,  $W^+W^-$ ,  $ZZ$  y  $hh$ . Comparamos dos casos característicos de masa de Materia Oscura: uno que predice un pico en el factor de Sommerfeld y otro que se encuentra en un pozo en la sección transversal en función de la masa. Los gráficos revelan un aumento significativo

en el primer caso, con el flujo más prominente originado en la aniquilación hacia bosones débiles cargados y partículas de Higgs.

En las Fig.(8.4) (8.5) presentamos el flujo total de fotones para la detección indirecta de Materia Oscura, comparando con un escenario típico de WIMP y la sensibilidad de los experimentos Fermi-LAT y CTA. Estos resultados destacan que los efectos no perturbativos hacen que ciertas regiones del espacio de parámetros sean accesibles a los detectores de fotones actuales y planificados. Esto es especialmente relevante dado los menores índices de detección directa calculados en secciones anteriores.

## Resultados

## 8.1 Resultados Sommerfeld enhancement

Ahora, tenemos todos los ingredientes necesarios para calcular la sección eficaz promediada térmicamente  $\langle\sigma v\rangle$  utilizando la ecuación (6.10). Cuando expandimos sobre todos los canales de aniquilación,  $\langle\sigma v\rangle$  toma la forma:

$$\langle\sigma v\rangle = \langle\sigma v\rangle_{W+W^-} + \langle\sigma v\rangle_{ZZ} + \langle\sigma v\rangle_{\gamma\gamma} + \langle\sigma v\rangle_{Z\gamma} + \langle\sigma v\rangle_{hh}. \quad (8.1)$$

Nuestros resultados se muestran en las figuras 8.1 y 8.2. La primera muestra nuestras predicciones sin tener en cuenta las interacciones no minimales ( $\kappa = 0$ ), mientras que en la segunda figura usamos  $\kappa = 1$ . En ambos casos, hay varias características destacables de la mejora de Sommerfeld que merecen discusión. En primer lugar, como es habitual, la SE es un fenómeno dependiente de la velocidad. Por ejemplo, no se observa ninguna estructura para una velocidad relativa de  $v = 0.3$  (líneas discontinuas en las figuras 8.1 y 8.2), que es representativa del Universo temprano, cuando se formó la densidad de reliquia. En contraste, para velocidades más pequeñas, como la esperada en la galaxia ( $v = 10^{-3}$ ), aparecen oscilaciones y resonancias significativas. Hemos observado que las pequeñas oscilaciones dependen de las interacciones mediadas por el bosón de Higgs. De hecho, vemos que se atenúan para valores grandes del parámetro  $\lambda$ . Interesantemente, la presencia de las interacciones no minimales introduce una resonancia adicional a una masa más baja. Sin embargo, los términos  $\kappa$  no modifican significativamente el tamaño de las oscilaciones ni la amplitud de las resonancias. Para masas que muestran tales resonancias (aproximadamente alrededor de 1.9 y 6 TeV), el factor de Sommerfeld experimenta un impulso significativo de aproximadamente 5 órdenes de magnitud, para todos los valores de la constante de acoplamiento del portal  $\lambda$ .

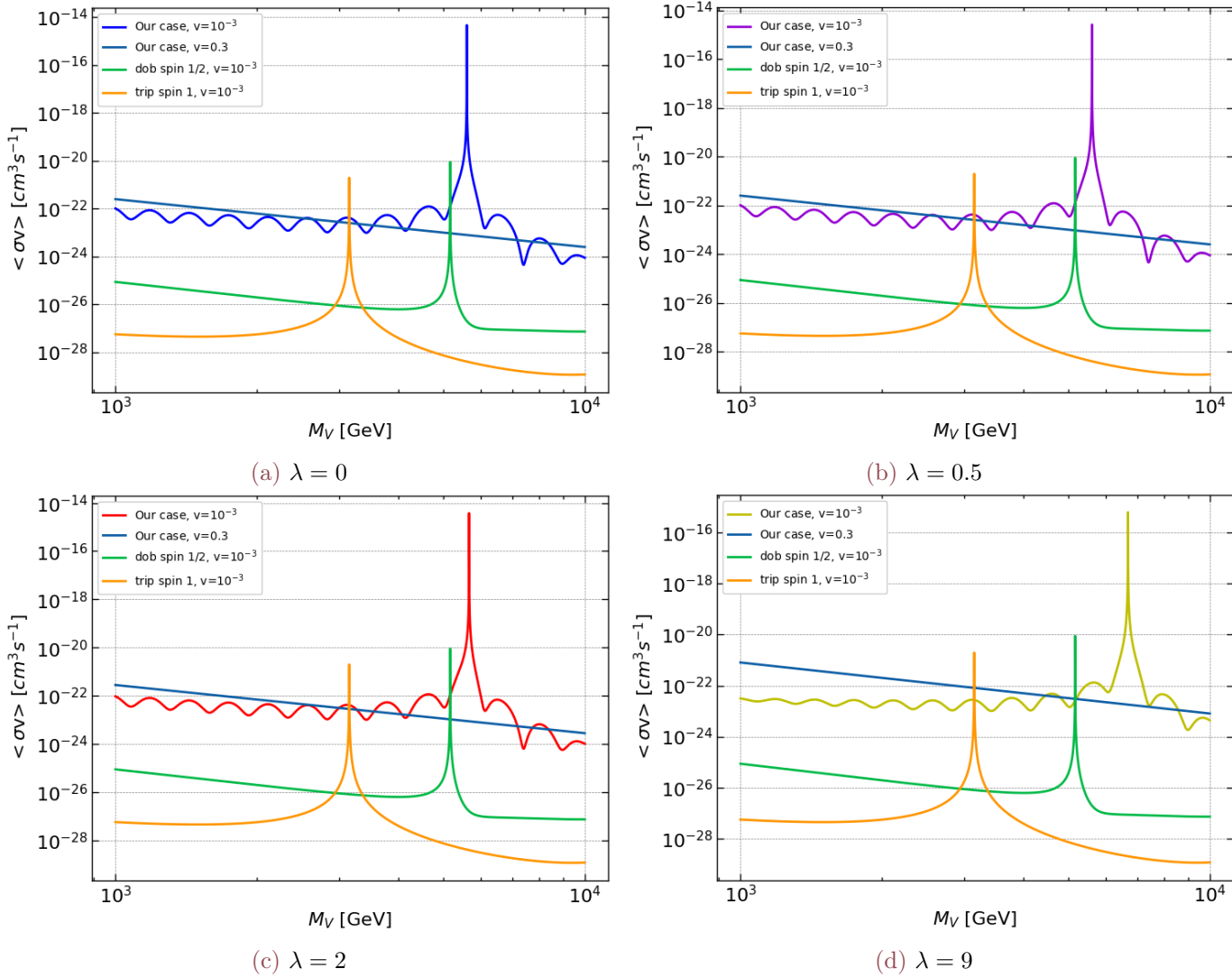


Figure 8.1: Sección eficaz de aniquilación (representación fundamental  $\text{spín-1}$  de  $SU(2)_L$ ) para el proceso  $\nu_0 a_0 \rightarrow S\bar{S}M$  con el factor de Mejora de Sommerfeld, considerando velocidades  $v = 10^{-3}$  (Halo galáctico, mostrado como líneas continuas, verde, azul, negra y gris) y  $v = 0.3$  (Densidad de reliquia, indicada por líneas discontinuas), y diferentes valores de la constante de acoplamiento del portal de Higgs  $\lambda$ , con  $\kappa_1 = \kappa_2 = 0$ . La línea verde indica que es la representación de triplete de  $\text{spín-1}$  de  $SU(2)_L$ , mientras que la línea roja indica que es la representación de doblete de  $\text{spín-1/2}$  de  $SU(2)_L$ .

En los gráficos 8.3 calculamos el factor de Sommerfeld Enhancement para  $l = 1$  (momentum angular orbital) (??), para  $\kappa = 0$  no tenemos un peak de resonancia ya que el término  $\frac{l(l+1)}{mr^2}$  tiene mayor predominancia sobre el potencial, para  $\kappa = 1$  aparece un peak de resonancia aproximadamente a los 5 TeV ya que el potencial es más grande por el término no minimal del lagrangiano (4.2).

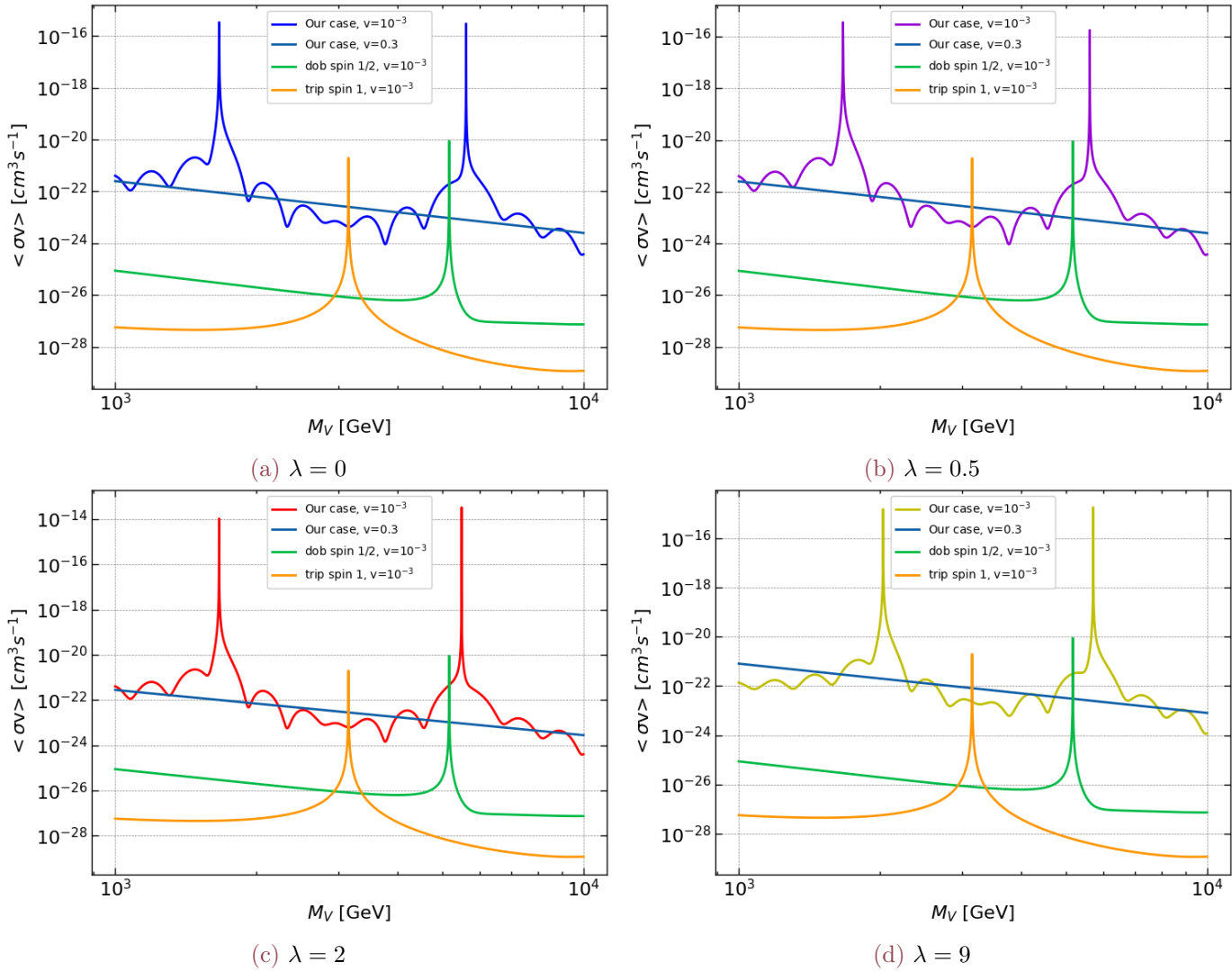


Figure 8.2: Sección eficaz de aniquilación (representación fundamental spin-1 de  $SU(2)_L$ ) para el proceso  $v_0 a_0 \rightarrow SSM$  con el factor de Mejora de Sommerfeld, considerando velocidades  $v = 10^{-3}$  (Halo galáctico, mostrado como líneas continuas, verde, azul, negra y gris) y  $v = 0.3$  (Densidad de reliquia, indicada por líneas discontinuas), y diferentes valores de la constante de acoplamiento del portal de Higgs  $\lambda$ , con  $\kappa_1 = \kappa_2 = 1$ . La línea verde indica que es la representación de triplete de spin-1 de  $SU(2)_L$ , mientras que la línea roja indica que es la representación de doblete de spin-1/2 de  $SU(2)_L$ .

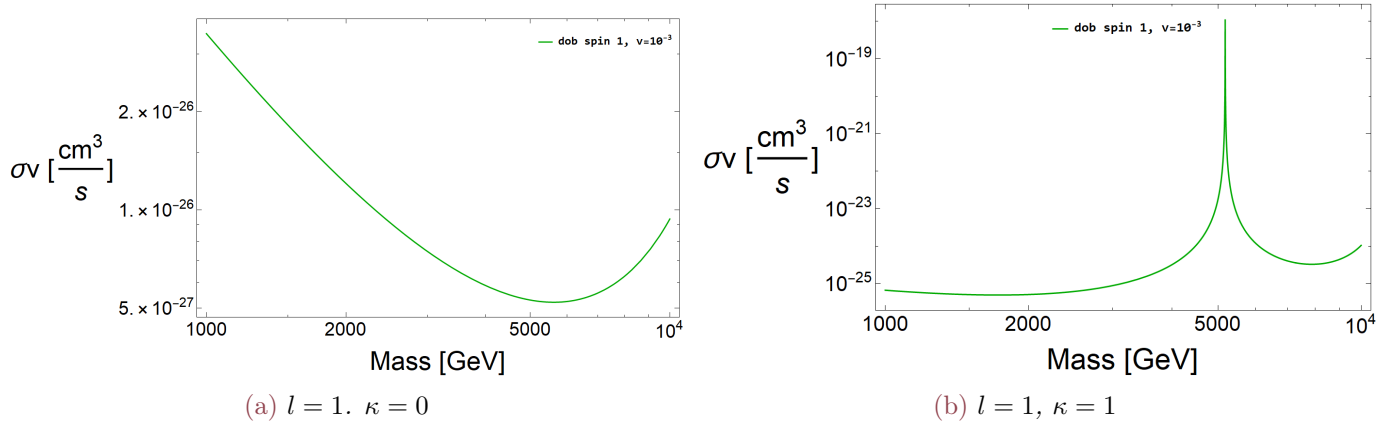


Figure 8.3: Sección eficaz de aniquilación (representación fundamental spin-1 de  $SU(2)_L$ ) para el proceso  $v_0 a_0 \rightarrow SSM$  con el factor de Sommerfeld enhancement, considerando velocidades  $v = 10^{-3}$  (Halo galáctico, con portal Higgs  $\lambda = 0.5$ ).

### 8.1.1 Flujo de Fotones de la Aniquilación de Materia Oscura

Utilizando las expresiones anteriores, calculamos el flujo de fotones resultante de la sección eficaz de aniquilación (6.10), que sirve como método para la detección indirecta de la Materia Oscura (DM, por sus siglas en inglés). Esto implica la integración de la ecuación (7.1). Las figuras 8.4 y 8.5 muestran el flujo de fotones proveniente de la aniquilación de VDM por segundo para  $\kappa = 0$  y  $\kappa = 1$ , respectivamente. En todos los casos hemos utilizado  $\lambda = 0.5$ . Nuestras construcciones no están limitadas por Fermi-LAT, ya que nuestra región de interés está por encima de 1 TeV, que no es probada por Fermi-LAT; por lo tanto, en los gráficos, comparamos con la sensibilidad proyectada de CTA [46]. Podemos ver que para valores bajos del acoplamiento Higgs-DM, CTA solo puede probar la región alrededor de la gran resonancia, mientras que para valores más grandes, CTA podrá observar o descartar toda nuestra región de interés. El perfil de DM utilizado es el perfil de distribución Navarro-Frenk-White (NFW), y utilizamos el flujo manual de detección indirecta de materia oscura [47].

Presentamos las señales de flujo de fotones resultantes de la aniquilación de partículas VDM desde el centro de la galaxia para diferentes estados finales ( $\gamma\gamma$ ,  $W^+W^-$ ,  $ZZ$ , y  $hh$ ), con un ángulo sólido de  $1^\circ$ , comparado con la sección eficaz canónica con una masa de 100 GeV y la sensibilidad de flujo diferencial de CTA. Mostramos diferentes resonancias para la sección eficaz con SE (pico) y una parte no resonante (pozo), donde la SE muestra un gran flujo de fotones que podría indicar un universo actual.

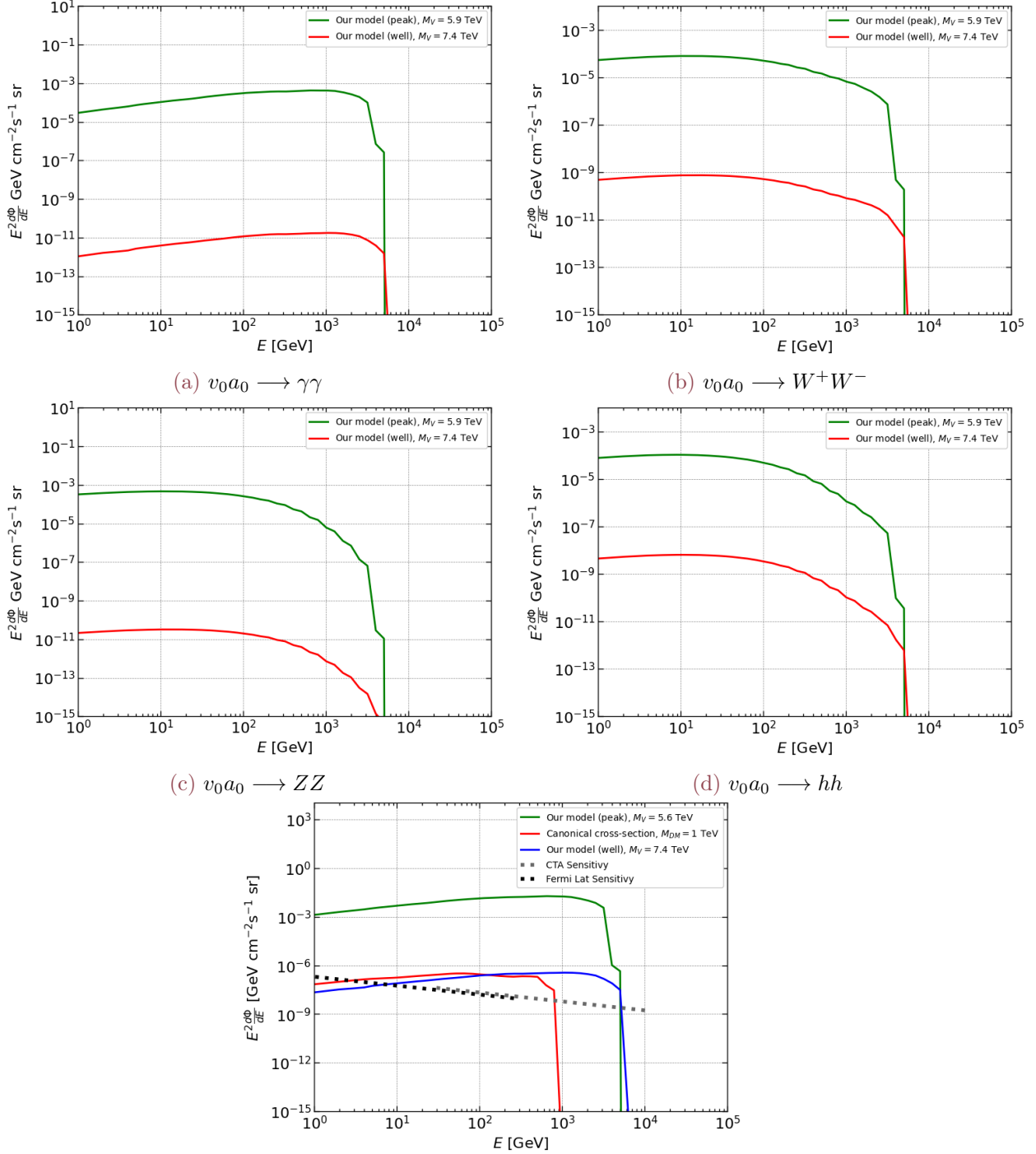


Figure 8.4: Flujo de Fotones provenientes de la Aniquilación de partículas neutras de Materia Oscura. Se realiza para el perfil Navarro-Frenk-White (NFW), con un ángulo sólido de  $\Delta\Omega = 0.96 \times 10^{-3}$  sr (ver Tabla 2 en [45]), medido en el centro galáctico.

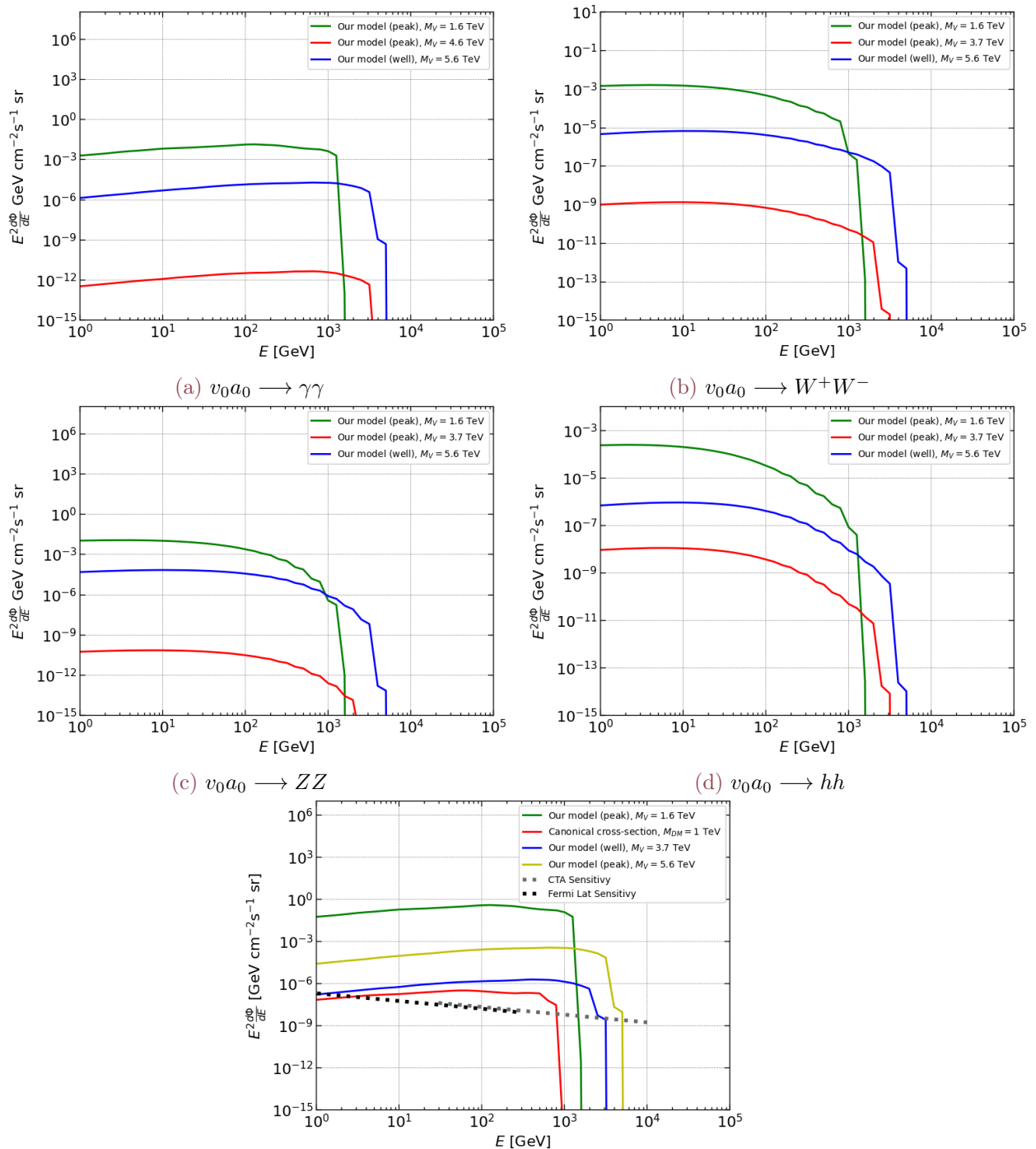


Figure 8.5: Flujo de fotones resultante de la aniquilación de partículas de DM, asumiendo el perfil NFW. Consideramos una región del centro de la Vía Láctea con un ángulo sólido de  $\Delta\Omega = 0.96 \times 10^{-3}$  sr (ver Tabla 2 en [45]). Fijamos  $\xi^{-1} = -1.5$ .

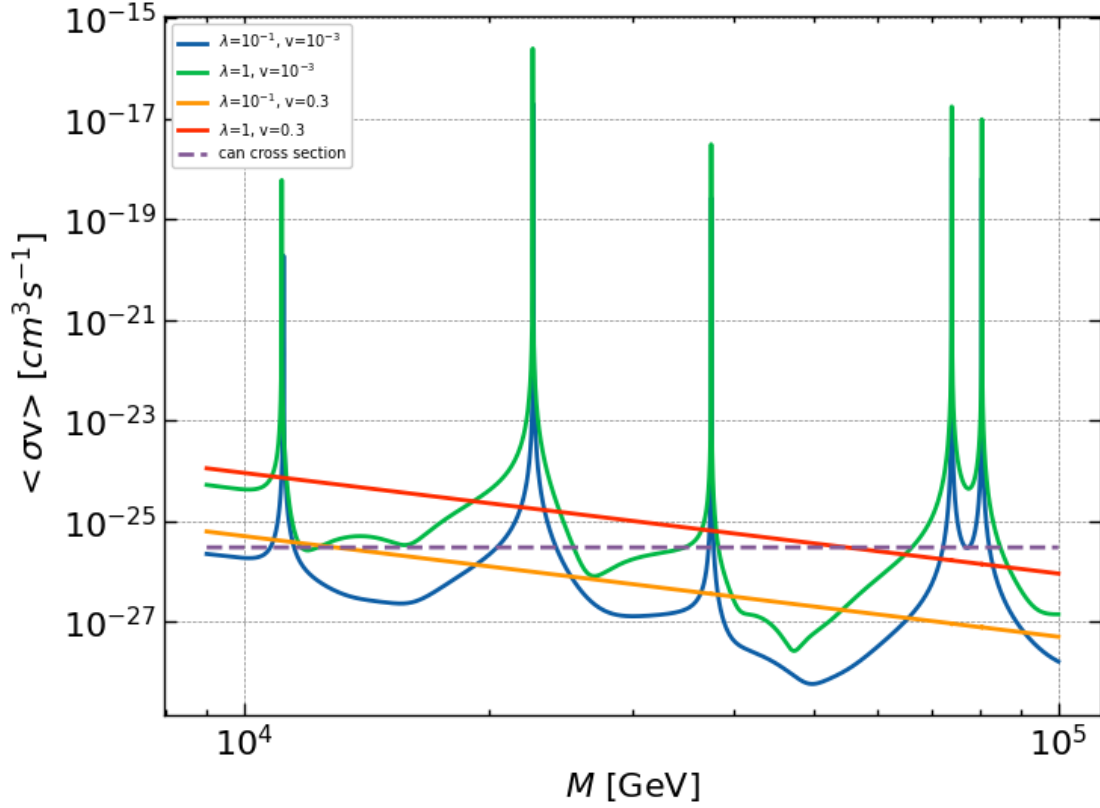
8.1.2 Representación quintuplete de  $SU(2)_L$ 

Figure 8.6: La línea negra representa la Sección Eficaz de Aniquilación canónica,  $\lambda_{HV} = 10^{-1}$  (líneas azul y roja),  $\lambda_{HV} = 1$  (líneas verde y naranja) con velocidad  $10^{-3}$  (línea continua) y 0.3 (línea discontinua) con  $(\xi^{-1} = -1.5)$  para la aniquilación  $v_0 v_0 \rightarrow SM SM$ .

La sección eficaz de aniquilación con mejora de Sommerfeld exhibe características distintivas (Figura: 8.6). La mejora de Sommerfeld es prominente a bajas velocidades ( $10^{-3}$ , línea continua), pero disminuye a velocidades más altas (relicto) (0.3, línea discontinua).

En la Figura (8.6), las características resonantes se hacen evidentes a velocidades más bajas cuando la Materia Oscura forma estados ligados. Estas estructuras de resonancia aparecen en valores de masa particulares, lo que conduce a un aumento significativo del factor de Sommerfeld. Los picos resonantes ocurren en masas de 11.2 TeV, 23.1 TeV, 37.5 TeV, 75.03 TeV y 81.3 TeV. La mejora de Sommerfeld podría proporcionar una explicación para el aumento observado en los positrones de rayos cósmicos de alta energía en el universo. Este efecto demuestra una dependencia de las propiedades de las partículas de Materia Oscura, ofreciendo información sobre la masa de la Materia Oscura.

### Flujo de Fotones para representación Quintuplete

En el gráfico 8.7a, el proceso que ocurre es la aniquilación de dos partículas DM neutras en dos fotones con una sección eficaz de  $1.08 \times 10^{-22} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 23.1 TeV en el pico resonante (línea roja). Tenemos una región en nuestro modelo donde no hay un pico en la sección eficaz  $\langle\sigma v\rangle = 6.79 \times 10^{-30} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 27.65 TeV (línea verde). En el gráfico 8.7b, tenemos la aniquilación de dos partículas DM neutras en un par de bosones  $W^\pm$  con una sección eficaz de  $8.89 \times 10^{-21} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 22.6 TeV en el pico resonante (línea roja). Tenemos una región en nuestro modelo donde no hay un pico en la sección eficaz  $\langle\sigma v\rangle = 8.4 \times 10^{-29} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 27.39 TeV (línea verde). En el gráfico 8.7c, tenemos dos partículas DM neutras aniquilando en dos bosones  $Z$  con una sección eficaz de  $1.09 \times 10^{-21} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 22.6 TeV en el pico resonante (línea roja). Tenemos una región en nuestro modelo donde no hay un pico en la sección eficaz  $\langle\sigma v\rangle = 6.08 \times 10^{-28} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 27.54 TeV (línea verde). En el gráfico 8.7d, tenemos un proceso de aniquilación de dos partículas DM neutras en dos bosones de Higgs con una sección eficaz de  $1.15 \times 10^{-21} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 22.7 TeV en el pico resonante (línea roja). Tenemos una región en nuestro modelo donde no hay un pico en la sección eficaz  $\langle\sigma v\rangle = 5.63 \times 10^{-29} \text{ cm}^3/s$  con una masa de 27.74 TeV (línea verde). Las líneas negras corresponden a la sección eficaz canónica ( $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/s$ ) con una masa de 100 GeV.

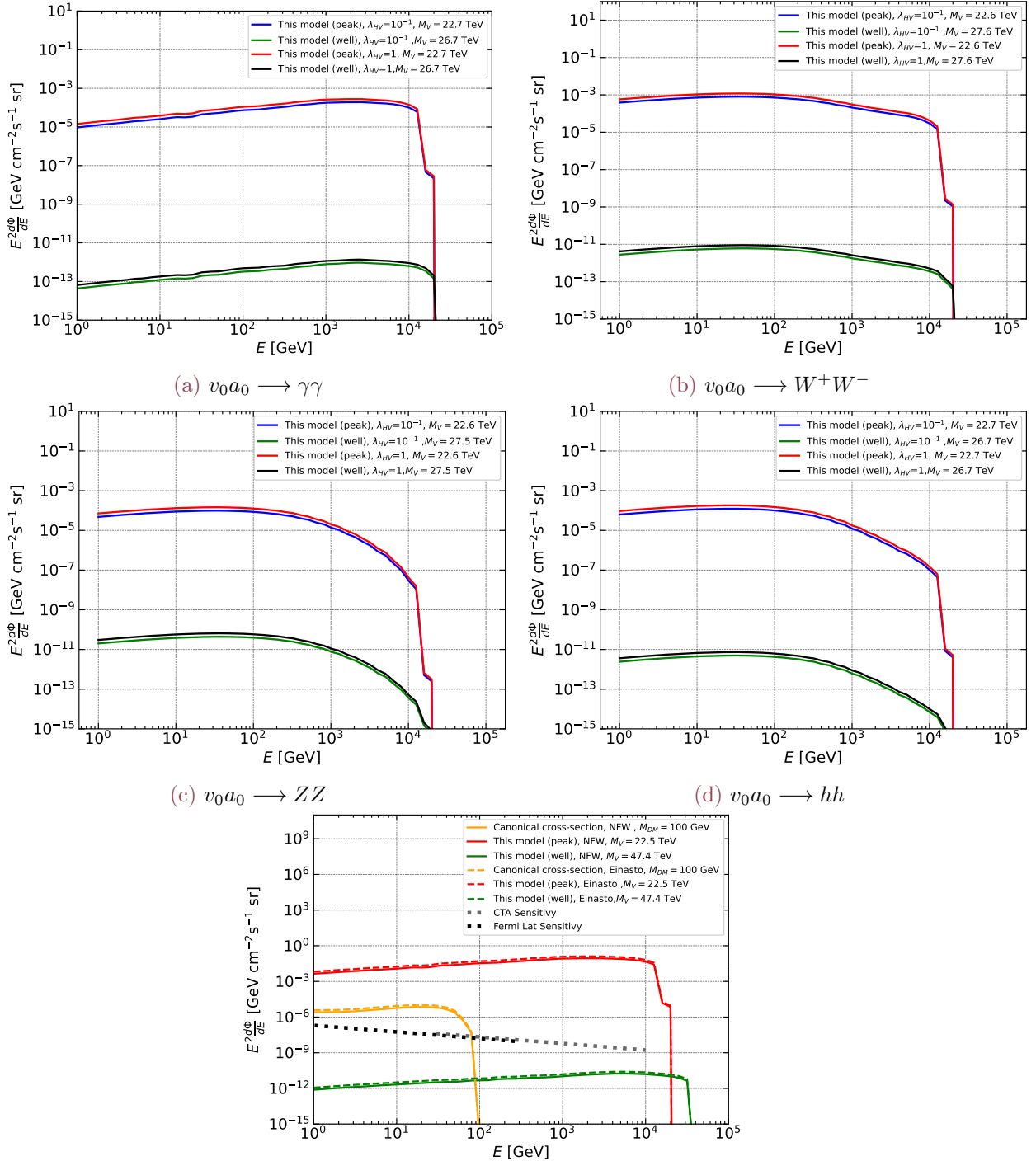


Figure 8.7: Flujo de Fotones de Aniquilación de partículas neutras de Materia Oscura en la representación quintupleta de  $SU(2)_L$ , con el perfil NFW con una latitud de línea de visión de  $0^\circ$  y una longitud de línea de visión de  $1^\circ$  en grados donde el flujo de fotones se mide en el centro de la galaxia. Mostramos la sensibilidad diferencial de CTA, asumiendo un tiempo de observación de 100 horas.



## Conclusiones

---

Podemos inferir que para este modelo hay un Sommerfeld enhancement, pero la sección eficaz de aniquilación aumenta con el portal de Higgs, ya que sumamos sobre todos los bosones gauge electrodébiles y el momentum angular total que en este caso depende solo de la suma de spin. Para la velocidad  $v = 10^{-3}$ , que es la velocidad del halo galáctico (velocidad actual del universo), la mejora de Sommerfeld para esta velocidad es enorme, con una parte resonante en el rango de 5–7 TeV en diferentes casos para la representación fundamental de  $SU(2)_L$  (para la representación quintuplete de  $SU(2)_L$  hay partes resonantes en masas de 11.2 TeV, 23.1 TeV, 37.5 TeV, 75.03 TeV y 81.3 TeV.). Esta parte resonante en la masa en la sección eficaz de aniquilación podría explicar de manera indirecta el aumento de positrones en los rayos cósmicos en el universo. Este efecto podría indicar que hay una dependencia de las partículas de materia oscura, y que hay una parte resonante que podría proporcionar información indirecta sobre la masa de la materia oscura.

Para el flujo de fotones a partir de la aniquilación de partículas de materia oscura neutras medido del centro galáctico, donde usamos el perfil de Navarro-Frenk-White (NFW) que está relacionado con la densidad de número de partículas de materia oscura, donde medimos el flujo en un peak de resonancia de la aniquilación de la sección eficaz, donde lo cual es mayor al flujo de la sección eficaz canónica térmica, pero también se midió este flujo en una zona donde no hay peak, donde es menor este flujo al de la sección eficaz canónica, para la zona del peak deberíamos tener suerte de encontrarlo, para un universo actual.



# Appendices

---



## Appendix **A**

### Electroweak Matrices

---

#### A.0.1 Gauge-Materia Oscura

De los Lagrangianos (4.2)(doblete) (quintuplete)(6.6) debemos relacionar las derivadas covariantes con las interacciones del vector de materia oscura (6.11). Esto debe ser derivado en dos: interacciones cúbicas y cuárticas en los campos.

$$(D_\mu V^\mu)^\dagger (D^\mu V_\mu) \approx \mathcal{L}_{cubic} + \mathcal{L}_{quartic} \quad (\text{A.1})$$

donde con el lagrangiano cúbico obtendremos las matrices electrodébiles y con el lagrangiano cuártico obtendremos las matrices de aniquilación.

#### Integrando las Partículas Relativísticas

La acción podemos separarlas como:

$$S_{tot} = S_{gauge,kin} + S_{gauge,V} \quad (\text{A.2})$$

La acción cinética es

$$S_{gauge,kin} = \frac{1}{2} \mathcal{A}^\dagger \Delta_0 \mathcal{A} = \int d^4x d^4y \mathcal{A}^\dagger(x) \Delta_0(x, y) \mathcal{A}(y) \quad (\text{A.3})$$

$$\text{con } \mathcal{A} = \begin{pmatrix} A \\ Z \\ W^- \\ W^+ \end{pmatrix}$$

$$\Delta_0(x, y) = \begin{pmatrix} \delta^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta^2 + M_Z^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta^2 + M_W^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta^2 + M_W^2 \end{pmatrix} \delta^4(x - y) \quad (\text{A.4})$$

Para las acciones cúbicas y cuárticas tenemos que:

$$S_{gauge,V} = S_{cubic} + S_{quartic} \quad (\text{A.5})$$

con

$$S_{cubic} = \mathcal{J}^\dagger \mathcal{A} = \int d^4x \left( J_A^\mu(x) A_\mu(x) + J_Z^\mu(x) Z_\mu(x) + J_{W^-}^{\mu\dagger}(x) W_\mu^-(x) + J_{W^+}^{\mu\dagger}(x) W_\mu^+(x) \right) \quad (\text{A.6})$$

$$S_{quartic} = \mathcal{A}^\dagger \mathcal{Q} \mathcal{A} = \int d^4x d^4y \mathcal{A}^\dagger \mathcal{Q}(x, y) \mathcal{A}(y) \quad (\text{A.7})$$

con

$$\mathcal{J} = \begin{pmatrix} J_A \\ J_Z \\ J_{W^-} \\ J_{W^+} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

y

$$\mathcal{Q}(x, y) = \begin{pmatrix} Q_{AA}(x) & Q_{AZ}(x) & Q_{AW}(x) & Q_{AW}^*(x) \\ Q_{AZ}(x) & Q_{ZZ}(x) & Q_{ZW}(x) & Q_{ZW}^*(x) \\ Q_{AW}^*(x) & Q_{ZW}^*(x) & Q_{WW}(x) & 0 \\ Q_{AW}(x) & Q_{ZW}(x) & 0 & Q_{WW}^*(x) \end{pmatrix} \delta^4(x - y) \quad (\text{A.9})$$

Con esto, la acción total es:

$$S_{tot} = \frac{1}{2} \mathcal{A}^\dagger \Delta \mathcal{A} \quad (\text{A.10})$$

con  $\Delta = \Delta_0 + 2\mathcal{Q}$ . Para integrar los campos de gauge, debemos integrar con respecto  $\mathcal{A}$ . Note que  $\mathcal{A}^\dagger$  no es una variable independiente, porqué esta relacionado con  $\mathcal{A}$  por permutación de su tercer y cuarta componente. Además notar que  $\mathcal{J}^\dagger \mathcal{A} = \mathcal{A}^\dagger \mathcal{J}$ , entonces la integral de camino es:

$$Z_{tot} = \int \mathcal{D}\mathcal{A} \exp \left( \frac{1}{2} \mathcal{A}^\dagger \Delta \mathcal{A} + \mathcal{J}^\dagger \mathcal{A} \right) \quad (\text{A.11})$$

Paraca hacer la integración, consideraremos campos oscilatorios alrededor del valor estacionario de la acción, que es la solución clásica, con

$$\mathcal{A}_{cl} = -\Delta^{-1} \mathcal{J} \quad (\text{A.12})$$

Entonces haciendo el cambio en la ecuación (A.11), la función partición queda como:

$$Z_{tot} = \exp\left(-\frac{i}{2}\mathcal{J}^\dagger\Delta^{-1}\mathcal{J}\right)\left(\int\mathcal{D}\mathcal{A}\exp\left(\frac{i}{2}\mathcal{A}^\dagger\Delta\mathcal{A}\right)\right) \quad (\text{A.13})$$

La integral puede ser resuelta y queda como:

$$\int\mathcal{D}\mathcal{A}\exp\left(\frac{i}{2}\mathcal{A}^\dagger\Delta\mathcal{A}\right) = \mathcal{N}(\text{Det}\Delta)^{-1} = \mathcal{N}\text{Tr}\log\Delta \quad (\text{A.14})$$

con  $\mathcal{N}$  una constante arbitraria, entonces la función partición queda como:

$$Z_{tot} = \mathcal{N}e^{iS_{eff}} \quad (\text{A.15})$$

con

$$S_{eff} = -\frac{1}{2}\mathcal{J}\Delta^{-1}\mathcal{J} + \frac{i}{2}\text{Tr}\log\Delta \quad (\text{A.16})$$

El objetivo es simplificar la acción efectiva lo más posible. Por otra parte, debemos expandir  $\Delta$  en términos de  $\mathcal{Q}$ , que es proporcional a los acoplamientos de gauge, cual es:

$$\Delta^{-1} = (\Delta_0^{-1} - 2\mathcal{Q})^{-1} = \Delta_0^{-1} - 2\Delta_0^{-1}\mathcal{Q}\Delta_0^{-1} \quad (\text{A.17})$$

El segundo término de (A.17) u cada corriente  $\mathcal{J}$  son cuadráticos en los campos de materia oscura. Como no consideramos interacciones con seis patas, podemos asumir que

$$\mathcal{J}^\dagger\Delta^{-1}\mathcal{J} = \mathcal{J}^\dagger\Delta_0^{-1}\mathcal{J} \quad (\text{A.18})$$

Para el segundo término de (A.16), podemos expandir en términos de  $\mathcal{Q}$ , entonces

$$\begin{aligned} \frac{i}{2}\text{Tr}\log\Delta &= \frac{i}{2}\text{Tr}\log[\Delta_0(1 + 2\Delta_0^{-1}\mathcal{Q})] \\ &= \frac{i}{2}\text{Tr}[\log\Delta_0 + \log(1 + 2\Delta_0^{-1}\mathcal{Q})] \\ &= \frac{i}{2}[\text{Tr}\log\Delta_0 + 2\text{Tr}\log(\Delta_0^{-1}\mathcal{Q}) - 2\text{Tr}\log(\Delta_0^{-1}\mathcal{Q}\Delta_0^{-1}\mathcal{Q})] \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

de la última línea de (A.19) el primer término contribuye a  $\mathcal{N}$  y es un término irrelevante a la acción efectiva. El segundo término es cuadrático en los campos de materia oscura y cuentan como correcciones radiativas a la masa. Entonces la acción efectiva es:

$$S_{eff} = S_{eff,1} + S_{eff,2} \quad (\text{A.20})$$

$$S_{eff,1} = -\frac{1}{2} \mathcal{J}^\dagger \Delta_0^{-1} \mathcal{J} \quad (\text{A.21})$$

$$S_{eff,2} = -i \text{Tr} \log(\Delta_0^{-1} \mathcal{Q} \Delta_0^{-1} \mathcal{Q}) \quad (\text{A.22})$$

Necesitamos calcular la matriz electrodébil con la acción efectiva (A.21) del lagrangiano (4.2), luego, tenemos lo siguiente:

$$S_{eff,1} = -\frac{1}{2} \int d^4x d^4y J^{\mu\dagger}(y) \Delta_0^{-1}{}_{\mu\nu}(x, y) J^\nu(x) \quad (\text{A.23})$$

Ahora calculamos la acción efectiva  $S_{eff,1}$  (A.23) en el límite no-relativista, con:

$$\Delta_0^{-1}{}_{\mu\nu}(x, y) = - \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} e^{iq(x-y)} \begin{pmatrix} \frac{1}{q^2+i\epsilon} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{q^2-M_Z^2+i\epsilon} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{q^2-M_W^2+i\epsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{q^2-M_W^2+i\epsilon} \end{pmatrix} g_{\mu\nu} \quad (\text{A.24})$$

Entonces reemplazamos las corrientes de gauge (A.24) dentro de la acción efectiva (A.23), obteniendo:

$$S_{eff,1} = \int \frac{d^4x d^4y d^4q}{2(2\pi)^4} e^{iq(x-y)} \left( \frac{J_A^\mu(x) J_{A\mu}(y)}{q^2+i\epsilon} + \frac{J_Z^\mu(x) J_{Z\mu}(y)}{q^2-M_Z^2+i\epsilon} + \frac{2J_{W^+}^\mu(x) J_{W^-}{}_\mu(y)}{q^2-M_W^2+i\epsilon} \right) \quad (\text{A.25})$$

Ahora debemos encontrar el límite no-relativista de (A.25), pero tenemos las corrientes relativistas de gauge escritas como  $J_V = (J_V^0, \vec{J}_V)$ , donde  $V$  es cualquier bosón de gauge, con esto, cada término de (A.25) puede ser escrita como:

$$\frac{J_V^\mu(x) J_{V\mu}(y)}{q^2-M_V^2+i\epsilon} = -\frac{J_V^0(x) J_V^0(y)}{q^2+i\epsilon} + \frac{J_V^0(x) J_V^0(y) q^{02}}{(q^2+i\epsilon)(q^2-M_V^2+i\epsilon)} + \frac{\vec{J}_V^\mu(x) \vec{J}_{V\mu}(y)}{q^2-M_V^2+i\epsilon} \quad (\text{A.26})$$

El tercer término de la ecuación (A.26) tiene interacciones magnéticas entre las corrientes, para corrientes no-relativísticas, necesitamos que  $|\vec{J}_V| \ll J_V^0$ , por lo tanto, este término se cancela. El segundo término se compara con efectos retardados como en electromagnetismo en interacciones entre las corrientes. Por lo tanto, debemos integrar por partes este término como:

$$\int d^4x d^4y d^4q e^{iq(x-y)} \frac{J_V^0(x) J_V^0(y) q^{02}}{(\bar{q}^2 + M_V^2)(q^2 - M_V^2 + i\epsilon)} = \int d^4x d^4y d^4q e^{iq(x-y)} \frac{J_V^0(x) J_V^0(y)}{(\bar{q}^2 + M_V^2)(q^2 - M_V^2 + i\epsilon)} \quad (\text{A.27})$$

Por  $|\frac{1}{v_i} \frac{dv_i}{dt}| \ll M_{V_0}$ , podemos inferir que  $|J_V^0| \ll J_V^0$  y el efecto retardado pueden ser cancelados en el término límite no-relativista. Entonces, debemos integrar el primer término.

$$\int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{e^{iq(x-y)}}{\bar{q}^2 + M_V^2} = \delta(x^0 - y^0) \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{e^{iq(x-y)}}{\bar{q}^2 + M_V^2} = \delta(x^0 - y^0) \frac{e^{-M_V|\vec{x}-\vec{y}|}}{4\pi|\vec{x}-\vec{y}|} \quad (\text{A.28})$$

Reemplazamos en la ecuación (A.28) en la ecuación (A.25), obtenemos la siguiente acción efectiva en el límite no-relativista:

$$S_{eff,1} = - \int \frac{d^4x d^3y}{8\pi|\vec{x}-\vec{y}|} \left( J_A^0(x) J_A^0(x^0, \vec{y}) + J_Z^0(x) J_Z^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_Z|\vec{x}-\vec{y}|} + 2J_{W^+}^0(x) J_{W^-}^0(x^0, \vec{y}) e^{-M_W|\vec{x}-\vec{y}|} \right) \quad (\text{A.29})$$

El primer término en la ecuación (A.29) describe el potencial de Coulomb entre las partículas no-relativistas, mientras que el resto de los otros términos, describe el potencial de Yukawa relacionado al intercambio de bosones  $W$  y  $Z$  bosones.

## A.0.2 Representación Fundamental de $SU(2)_L$

Debemos considerar únicamente pares como un vector (6.22), el otro conjunto de partículas está prohibido. Por lo tanto, las corrientes en el límite no relativista son:

$$J_A^0(x) J_A^0(x^0, \vec{y}) = -2g^2(c_W(1 - (\kappa_1 + \kappa_2) - s_W t_W^2)^2 (-[v_+^\dagger(x) v_-^\dagger(x^0, \vec{y}) v_+(x) v_-(x^0, \vec{y})]) \quad (\text{A.30})$$

$$\begin{aligned} J_Z^0(x) J_Z^0(x^0, \vec{y}) &= -g^2(c_W(\kappa_1 + \kappa_2) + s_W)^2 [v_+^\dagger(x) v_-^\dagger(x^0, \vec{y}) v_+(x) v_-(x^0, \vec{y}) \\ &\quad + \left( \frac{v_0^\dagger(x) v_0^\dagger(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \frac{v_0(x) v_0(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \right) \\ &\quad + \left( \frac{a_0^\dagger(x) a_0^\dagger(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \frac{a_0(x) a_0(x^0, \vec{y})}{\sqrt{2}} \right) \\ &\quad - (v_0^\dagger(x) a_0^\dagger(x^0, \vec{y}) v_0(x) a_0(x^0, \vec{y}))] \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

$$J_{W_+}^0(x)J_{W_-}^0(x^0, \vec{y}) = - \left[ \left( \frac{3}{8} - 2\sqrt{2} \right) (\kappa_1 + \kappa_2) + 2\sqrt{2} \right]^2 g^2 \left[ v_0^\dagger(x) a_0^\dagger(x^0, \vec{y}) v_+(x) v_-(x^0, \vec{y}) - v_-^\dagger(x) v_+^\dagger(x^0, \vec{y}) a_0(x) v_0(x^0, \vec{y}) \right] \quad (\text{A.32})$$

Donde  $s_W = \sin \theta_W$ ,  $c_W = \cos \theta_W$  y  $t_W = \tan \theta_W$ . Aquí, los términos omitidos son aquellos que no conducen a pares  $v_0 v_0$ ,  $a_0 a_0$ ,  $v_0 a_0$  y  $v_+ v_-$ . Al sustituir estas corrientes en la ecuación (A.29), obtenemos:

$$S_{eff,1NR} = - \int d^4x d^3y s(x, \vec{y})^\dagger V_{g-V}(|\vec{x} - \vec{y}|) s(x, \vec{y}) \quad (\text{A.33})$$

donde  $V_{g-V}(|\vec{x} - \vec{y}|)$  es la matriz electrodébil, con  $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ , por lo tanto:

$$V_{g-V}(r) = - \frac{g^2}{8\pi r} \begin{pmatrix} 4a^2 e^{-M_Z r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 4a^2 e^{-M_Z r} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 16a^2 e^{-M_Z r} & b^2 e^{-M_W r} \\ 0 & 0 & b^2 e^{-M_W r} & a^2 e^{-M_Z r} - 2(c_W(1 - (\kappa_1 + \kappa_2) - s_W t_W^2))^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.34})$$

con  $a = (c_W(\kappa_1 + \kappa_2) + s_W)$ ,  $b = (\frac{3}{8} - 2\sqrt{2})(\kappa_1 + \kappa_2) + 2\sqrt{2}$

### A.0.3 Bosón de Higgs y Vector de Materia Oscura

Ahora estamos utilizando el gauge de Feynman, la masa de los bosones de Goldstone  $\phi^0, \phi^{0*}$  y  $\phi^\pm$  del doblete (4.23) son  $M_Z$  y  $M_W$ . Las partículas del Higgs son mucho más ligeras que las partículas de materia oscura. El lagrangiano de interacción (A.35) entre el bosón de Higgs y el vector de materia oscura es:

$$\mathcal{L}_{h-V} = -\lambda_2(\phi^\dagger \phi)(V_\mu^\dagger V^\mu) - \lambda_3(\phi^\dagger V_\mu)(V^{\mu\dagger} \phi) - \frac{\lambda_4}{2} \left[ (\phi^\dagger V_\mu)(\phi^\dagger V^\mu) + (V^{\mu\dagger} \phi)(V_\mu^\dagger \phi) \right] \quad (\text{A.35})$$

Necesitamos construir pares como  $v_0 v_0, v_0 a_0, a_0 a_0$  y  $v_+ v_-$  reemplazando en la ecuación (6.11), (4.23) dentro de (A.35), por lo tanto, obtenemos:

$$V_{h-V}(r) = \frac{v^2}{32\pi m^2 r} \begin{pmatrix} 8\lambda_4^2 a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 8\lambda_4^2 a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)^2 a & (\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 e^{-M_W r} \\ 0 & 0 & (\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 e^{-M_W r} & \lambda_2^2 a \end{pmatrix} \quad (\text{A.36})$$

esta es la matriz electrodébil (Interacción del bosón de Higgs Materia Oscura)

#### A.0.4 Representación Quintuplete de $SU(2)_L$

$$J_A^0(x)J_A^0(x^0, \vec{y}) = -g^2 c_W^2 \left[ 8v_{++}^\dagger v_{--}^\dagger v_{++} v_{--} + 2v_+^\dagger v_-^\dagger v_+ v_- \right] \quad (\text{A.37})$$

$$J_Z^0(x)J_Z^0(x^0, \vec{y}) = -g^2 s_W^2 \left[ 8v_{++}^\dagger v_{--}^\dagger v_{++} v_{--} + 2v_+^\dagger v_-^\dagger v_+ v_- \right] \quad (\text{A.38})$$

$$J_{W_+}^0(x)J_{W_-}^0(x^0, \vec{y}) = -g^2 [2v_{++}^\dagger v_{--}^\dagger v_+ v_- + 2v_+^\dagger v_-^\dagger v_{++} v_{--} + 3v_0^\dagger v_0^\dagger v_+ v_- + 3v_+^\dagger v_-^\dagger v_0 v_0] \quad (\text{A.39})$$

$$S_{eff,1}^{NR} = - \int d^4x d^3y s(x, y)^\dagger V_{gauge}(r) s(x, y) \quad (\text{A.40})$$

con  $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ , la matriz electrodébil para la interacción gauge-DM quintuplet es:

$$V_{g-V}(r) = -\frac{g^2}{32\pi r} \begin{pmatrix} 2(c_W^2 + s_W^2 e^{-M_Z r}) & 3\sqrt{2}e^{-M_W r} & 2e^{-M_W r} \\ 3\sqrt{2}e^{-M_W r} & 0 & 0 \\ 2e^{-M_W r} & 0 & 8(c_W^2 + s_W^2 e^{-M_Z r}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.41})$$

Taking the cubic terms of (A.42), the lagrangian remains as:

$$\mathcal{L}_{h-V} = \frac{\lambda}{2} \left[ \frac{v(h + h^*)}{2} + \frac{iv}{\sqrt{2}}(\phi_0 - \phi_0^*) \right] [2V_\mu^- V^{+\mu} + V_\mu^0 V^{0\mu} + 2V_\mu^{--} V^{++\mu}] \quad (\text{A.42})$$

Al utilizar el límite no-relativista (6.13), (6.14), (6.12), (6.15), (6.16) y utilizando la notación vectorial (4.23), obtenemos la matriz electrodébil de la interacción del Higgs con el quintuplete como:

$$V_{h-V}(r) = \frac{v^2 \lambda_{HV}^2 (e^{-M_h r} + 2e^{-M_Z r})}{8\pi M_V^2 r} \begin{pmatrix} 1 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 4 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.43})$$



## Appendix **B**

### Matrices de Aniquilación

---

#### B.0.1 Interacción Gauge-Materia Oscura

Las partículas de materia oscura vectorial no relativista pueden aniquilarse en partículas relativistas (bosones de gauge  $SU(2)_L$ ). En la teoría cuántica de campos efectiva, las aniquilaciones se describen mediante un potencial imaginario o un término absorbente en la acción que permite la desaparición de pares de partículas no relativistas. Podemos decir que los términos absorbentes provienen de  $S_{eff,2}$  (A.22). Podemos interpretar  $S_{eff,2}$  en términos de diagramas de Feynman, donde la matriz  $\Delta_0^{-1}$  describe los propagadores de los campos de gauge, mientras que cada  $\mathcal{Q}$  es un vértice con dos campos de gauge y dos campos de materia oscura vectorial [6].

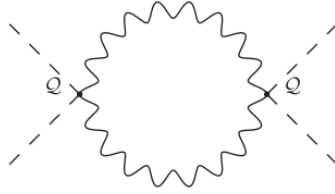


Figure B.1: Términos cuárticos en un diagrama de Feynman

Entonces, la acción efectiva del término absorbente es:

$$\begin{aligned} S_{eff,2} &= -iTr \log (\Delta_0^{-1} \mathcal{Q} \Delta_0^{-1} \mathcal{Q}) \\ &= -4i \int d^4x d^4y d^4z d^4w \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{e^{iq(x-y)}}{q^2 + i\epsilon} \frac{e^{ik(w-z)}}{k^2 + i\epsilon} Tr (\mathcal{Q}(y, z) \mathcal{Q}(w, x)) \end{aligned} \quad (B.1)$$

El factor 4 es la traza de los campos de gauge, estamos interesados en la parte imaginaria, el set de bosones de gauge en el loop on-shell como:

$$\frac{1}{q^2 + i\epsilon} \rightarrow -2\pi i \delta(q^2) \quad (B.2)$$

Por lo tanto, llevamos a cabo la integración sobre la componente temporal del cuadrimomento haciendo que  $d^4q \delta(q^2) \rightarrow \frac{d^3q}{2|\vec{q}|}$  cuando las partículas de gauge están on-shell, la integración del cuadrimomento es:

$$\int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{e^{iq(x-y)}}{q^2 + i\epsilon} \frac{e^{ik(w-z)}}{k^2 + i\epsilon} = -\frac{i}{8\pi} \delta^4(x-y) \quad (\text{B.3})$$

Entonces, reemplazando en la ecuación (B.1), podemos obtener:

$$S_{eff,2} = \frac{i}{2\pi} \int d^4 x \text{Tr} \left( \begin{array}{cccc} Q_{AA}(x) & Q_{AZ}(x) & Q_{AW}(x) & Q_{AW}^*(x) \\ Q_{AZ}(x) & Q_{ZZ}(x) & Q_{ZW}(x) & Q_{ZW}^*(x) \\ Q_{AW}^*(x) & Q_{ZW}^*(x) & Q_{WW}(x) & 0 \\ Q_{AW}^*(x) & Q_{ZW}^*(x) & 0 & Q_{WW}^*(x) \end{array} \right)^2 \quad (\text{B.4})$$

## B.0.2 Representación Fundamental de $SU(2)_L$

Necesitamos pares como  $V_0 V_0, V_0^* V_0^*, V_0 V_0^*$  and  $V_+ V_-$ , entonces

$$\begin{aligned} S_{eff,2} &= \frac{i}{2\pi} \int d^4 x (Q_{AA}(x)^2 + Q_{ZZ}(x)^2 + 2Q_{WW}(x)^2 + 2Q_{AZ}(x)^2) \\ &= - \int d^4 x \frac{g^2}{8} [2W_\mu^+ V_\nu^- V^+{}^\nu W^-{}^\mu + 2W_\mu^- (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu W^+{}^\mu \\ &\quad + A_\mu \{ \sin^2 \theta_W (1 - \tan \theta_W) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu + 2 \sin^2 \theta_W V_\nu^- V^+{}^\nu \} A^\mu \\ &\quad + Z_\mu \{ (\tan^2 \theta_W \sin^2 \theta_W - \sin \theta_W \cos \theta_W) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu + 2 \sin^2 \theta_W V_\nu^- V^+{}^\nu \} Z^\mu \\ &\quad + A_\mu ((\sin \theta_W (2 \cos \theta_W - \sin \theta_W (1 + \tan \theta_W))) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu \\ &\quad + \cos(2\theta_W) \tan \theta_W V_\nu^- V^+{}^\nu) Z^\mu \\ &\quad + Z_\mu (\sin \theta_W (\cos \theta_W - \sin \theta_W) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu \\ &\quad + \tan \theta_W (\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) V_\nu^- V^+{}^\nu) A^\mu] (1 + 1 + 1 + 1) \\ &= - \frac{g^2}{2} [2W_\mu^+ V_\nu^- V^+{}^\nu W^+{}^\mu + 2W_\mu^- (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu W^+{}^\mu \\ &\quad + A_\mu \{ \sin^2 \theta_W (1 - \tan \theta_W) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu + 2 \sin^2 \theta_W V_\nu^- V^+{}^\nu \} A^\mu \\ &\quad + Z_\mu \{ (\tan^2 \theta_W \sin^2 \theta_W - \sin \theta_W \cos \theta_W) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu + 2 \sin^2 \theta_W V_\nu^- V^+{}^\nu \} Z^\mu \\ &\quad + A_\mu ((\sin \theta_W (2 \cos \theta_W - \sin \theta_W (1 + \tan \theta_W))) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu \\ &\quad + \cos(2\theta_W) \tan \theta_W V_\nu^- V^+{}^\nu) Z^\mu \\ &\quad + Z_\mu (\sin \theta_W (\cos \theta_W - \sin \theta_W) (V_\nu^0)^* V^0{}^\nu \\ &\quad + \tan \theta_W (\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W) V_\nu^- V^+{}^\nu) A^\mu] \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

En términos de o s'vectores, la acción efectiva es:

$$S_{eff,2} = 2i \int d^4 x d^3 y s(x, \vec{y})^\dagger \Gamma_{gauge} \delta^3(|x-y|) s(x, \vec{y}) \quad (\text{B.6})$$

Los términos  $Q$  son :

$$\begin{aligned}
 Q_{WW}^2(x) &= \frac{g^4}{16} (V_\nu^- V^+ \nu + (V_\nu^0)^* V^0 \nu)^2 \\
 &= \frac{g^4}{16} (V_i^- V^+ j V_i^- V^+ j + (V_i^0)^* V^0 j (V_i^0)^* V^0 j \\
 &\quad + 2(V_i^0)^* V^0 j (V_i^-)^* V^+ j)
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

$$Q_{AA}^2(x) = \frac{e^4}{64} [(1 - \tan \theta_W)^2 ((V_\nu^0)^* V^0 \nu)^2 + 4(V_\nu^- V^+ \nu)^2 + 4(1 - \tan \theta_W)(V_\nu^0)^* V^0 \nu V_\nu^- V^+ \nu] \tag{B.8}$$

$$\begin{aligned}
 Q_{ZZ}^2(x) &= \frac{g^4}{64} [(\tan^2 \theta_W \sin^2 \theta_W - \sin \theta_W \cos \theta_W)^2 ((V_\nu^0)^* V^0 \nu)^2 + 4 \sin^4 \theta_W (V_\nu^- V^+ \nu)^2 \\
 &\quad - 4 \sin^2 \theta_W (\tan^2 \theta_W \sin^2 \theta_W - \sin \theta_W \cos \theta_W)^2 (V_\nu^0)^* V^0 \nu V_\nu^- V^+ \nu]
 \end{aligned} \tag{B.9}$$

$$\begin{aligned}
 Q_{AZ}^2(x) &= \frac{e^2 g^2}{64} [(\cos \theta_W - \sin \theta_W)^2 ((V_\nu^0)^* V^0 \nu)^2 + \frac{\cos^2(2\theta_W)}{\cos^2 \theta_W} \cos \theta_W (V_\nu^- V^+ \nu)^2 \\
 &\quad + (\cos \theta_W - \sin \theta_W)^4 (1 + \tan \theta_W)^2 (V_\nu^0)^* V^0 \nu V_\nu^- V^+ \nu]
 \end{aligned} \tag{B.10}$$

Pero debemos relacionar los vectores de polarización con la suma de momento angular [2], donde

$$\epsilon_i(p_-) \epsilon_j(p_+) \longrightarrow S_{ij}^{J, J_z} \tag{B.11}$$

con las matrices de suma de momentun angular

$$S^{0,0} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{B.12}$$

$$S^{1,1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -i \\ 1 & i & 0 \end{pmatrix} \quad S^{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & i & 0 \\ -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad S^{1,-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & i \\ 1 & -i & 0 \end{pmatrix} \tag{B.13}$$

$$S^{2,2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i & 0 \\ i & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad S^{2,1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -i \\ -1 & -i & 0 \end{pmatrix} \quad S^{2,0} = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}$$

$$S^{2,-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -i \\ 1 & -i & 0 \end{pmatrix} \quad S^{2,-2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i & 0 \\ -i & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.14})$$

Usamos los vectores de polarización para fotones como:

$$\epsilon_i^\pm(k_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mp \cos \theta \\ -i \\ \pm \sin \theta \end{pmatrix} \quad \epsilon_i^\pm(k_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm \cos \theta \\ -i \\ \mp \sin \theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.15})$$

Las matrices de aniquilación (Gauge-Materia Oscura) son:

$$\Gamma_{WW}^{J=0} = \frac{2g^4}{64\sqrt{3}\pi m^2} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad \Gamma_{WW}^{J=2} = \frac{g^4}{64\pi m^2} \left( \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2 \theta \right) \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.16})$$

$$\Gamma_{AA}^{J=0} = \frac{e^4}{128\sqrt{3}\pi m^2} \begin{pmatrix} 2a^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2a^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2 & 4a^2 \\ 0 & 0 & 4a^2 & 4 \end{pmatrix} \quad (\text{B.17})$$

$$\Gamma_{AA}^{J=2} = \frac{e^4}{256\pi m^2} \left( \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2 \theta \right) \begin{pmatrix} 2a^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2a^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2 & 4a^2 \\ 0 & 0 & 4a^2 & 4 \end{pmatrix} \quad (\text{B.18})$$

con  $a = (1 - \tan \theta_W)$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=0} = \frac{g^4}{128\sqrt{3}\pi m^2} \begin{pmatrix} 2b^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2b^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2b^2 & -4c \\ 0 & 0 & -4c & 4 \sin^4 \theta_W \end{pmatrix} \quad (\text{B.19})$$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=2} = \frac{g^4}{256\pi m^2} \left( \frac{1 + 3 \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2 \theta \right) \begin{pmatrix} 2b^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2b^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2b^2 & -4c \\ 0 & 0 & -4c & 4 \sin^4 \theta_W \end{pmatrix}$$

con  $b = (\tan^2 \theta_W \sin^2 \theta_W - \sin \theta_W \cos \theta_W)$  y  $c = \sin^2 \theta_W \tan \theta_W (\sin^2 \theta_W - \cos^2 \theta_W)$

$$\Gamma_{AZ}^{J=0} = \frac{e^2 g^2}{128\sqrt{3}\pi m^2} \begin{pmatrix} d^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d^2 & f \\ 0 & 0 & f & \frac{\sin^2(2\theta_W)}{\cos^2\theta_W} \end{pmatrix} \quad (\text{B.20})$$

$$\Gamma_{AZ}^{J=2} = \frac{e^2 g^2}{256\pi m^2} \left( \frac{1 + 3\cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} d^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d^2 & f \\ 0 & 0 & f & \frac{\sin^2(2\theta_W)}{\cos^2\theta_W} \end{pmatrix}$$

con  $d = (\cos\theta_W - \sin\theta_W)$  y  $f = (\cos\theta_W - \sin\theta_W)^4(1 + \tan\theta_W)^2$

### B.0.3 Interacción Higgs-Materia Oscura

El lagrangiano (A.35), nos permite obtener términos cuárticos de la acción efectiva, estos términos nos dan la matriz de aniquilación de la interacción entre el bosón de Higgs y el vector de materia oscura, debemos operar con el vector en  $SU(2)_L$  (6.11) y el doblete del bosón de Higgs (4.23), luego

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Quartic\ h-V} = & -\lambda_2 \left[ \left( \phi^- \phi^+ + \frac{h^2}{2} - i \frac{(\phi^{0*} h + h^* \phi^0)}{\sqrt{2}} - (\phi^0)^2 \right) V_\mu^- V^{+\mu} \right. \\ & + \left. \left( \phi^- \phi^+ + \frac{h^2}{2} - i \frac{(\phi^{0*} h + h^* \phi^0)}{\sqrt{2}} - (\phi^0)^2 \right) V_\mu^{0*} V^{0\mu} \right] \\ & - \lambda_3 \left[ \phi^- \phi^+ V_\mu^+ V^{-\mu} + \frac{1}{\sqrt{2}} (i\phi^0 + h) \phi^- V_\mu^+ V^{0\mu*} + \frac{1}{\sqrt{2}} (-i\phi^{0*} + h^*) \phi^+ V_\mu^0 V^{-\mu} \right. \\ & + \left. \left( \frac{h^2}{\sqrt{2}} - (\phi^0)^2 \right) V_\mu^0 V^{0\mu*} \right] \\ & + \left( \frac{h^2}{\sqrt{2}} - (\phi^0)^2 \right) V_\mu^0 V^{0\mu*} \\ & - \lambda_4 \left[ \left( -i\phi^{0*} + \frac{h^*}{\sqrt{2}} \right) \phi^- V^{\mu+} V^{0\mu} + \left( -i\phi^{0*} + \frac{h^*}{\sqrt{2}} \right) \phi^- V^{\mu 0} V^{+\mu} \right. \\ & + \left. \left( \frac{h^*}{2} - i\sqrt{2} h^* \phi^{0*} + (\phi^{0*})^2 \right) V_\mu^0 V^{0\mu} + \left( i\phi^0 + \frac{h}{\sqrt{2}} \right) \phi^+ V^{-\mu} V_\mu^{0*} \right. \\ & + \left. \left( i\phi^0 + \frac{h}{\sqrt{2}} \right) \phi^+ V^{0\mu*} V_\mu^- + \left. \left( -(\phi^0)^2 + \frac{h^2}{2} \right) V^{0\mu*} V_\mu^{0*} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Los términos permitidos son  $V_0 V_0$ ,  $V_0 V_0^*$ ,  $V_0^* V_0^*$  and  $V_+ V_-$ , porqué necesitamos términos neutros, la matriz de aniquilación es:

$$\Gamma_{h-V} = \frac{1}{32\pi m^2} \begin{pmatrix} \left(\frac{3}{2} + \sqrt{2}\right)^2 \lambda_4^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{9}{4}\lambda_4^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{4}(7\lambda_2^2 + 6\lambda_2\lambda_3 + 5\lambda_3^2) & \frac{1}{2}(\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(\lambda_3 + 2\lambda_4)^2 & \frac{3}{4}\lambda_2^2 + (\lambda_2 + \lambda_3)^2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.22})$$

#### B.0.4 Representación Quintuplete de $SU(2)_L$

$$S_{eff,2} = \frac{i}{2\pi} \int d^4x (Q_{AA}(x)^2 + Q_{ZZ}(x)^2 + 2Q_{WW}(x)^2 + 2Q_{AZ}(x)^2) \quad (\text{B.23})$$

con los términos  $Q$  como:

$$Q_{WW}(x) = \frac{g^2}{8\xi} (5V^{+\mu}V^{-\nu} + 3V^{0\mu}V^{0\nu} + 2V^{++\mu}V^{--\nu}) \quad (\text{B.24})$$

$$Q_{ZZ}(x) = \frac{g^2}{4\xi} s_W^2 (V^{+\mu}V^{-\nu} + 4V^{++\mu}V^{--\nu}) \quad (\text{B.25})$$

$$Q_{AA}(x) = \frac{g^2}{4\xi} c_W^2 (V^{+\mu}V^{-\nu} + 4V^{++\mu}V^{--\nu}) \quad (\text{B.26})$$

$$Q_{AZ}(x) = \frac{g^2}{4\xi} c_W s_W (V^{+\mu}V^{-\nu} + 4V^{++\mu}V^{--\nu}) \quad (\text{B.27})$$

Las matrices de aniquilación para los bosones de gauge son:

$$\Gamma_{WW}^{J=0} = \frac{g^4}{32\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 25 & 15 & 10 \\ 15 & 0 & 6 \\ 6 & 10 & 4 \end{pmatrix} \quad (\text{B.28})$$

$$\Gamma_{WW}^{J=2} = \frac{g^4}{64\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 25 & 15 & 10 \\ 15 & 0 & 6 \\ 6 & 10 & 4 \end{pmatrix} \quad (\text{B.29})$$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=0} = \frac{g^4 s_W^4}{32\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (\text{B.30})$$

$$\Gamma_{ZZ}^{J=2} = \frac{g^4 s_W^4}{64\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (\text{B.31})$$

$$\Gamma_{AA}^{J=0} = \frac{g^4 c_W^4}{32\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (\text{B.32})$$

$$\Gamma_{AA}^{J=2} = \frac{g^4 c_W^4}{64\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (\text{B.33})$$

$$\Gamma_{AZ}^{J=0} = \frac{g^4 c_W^2 s_W^2}{8\sqrt{3}\pi\xi^2 m^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (\text{B.34})$$

$$\Gamma_{AZ}^{J=2} = \frac{g^4 c_W^2 s_W^2}{16\pi\xi^2 m^2} \left( \frac{1 + \cos(2\theta)}{2\sqrt{6}} + \sin^2\theta \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4 \\ 0 & 0 & 0 \\ 4 & 0 & 16 \end{pmatrix} \quad (\text{B.35})$$

Ahora estamos tomando los términos cuárticos del lagrangiano no minimal del bosón de Higgs y la materia oscura mediante la interacción (A.42).

$$\mathcal{L}_{quarth-V} = \frac{\lambda}{2} \left[ \phi^- \phi^+ + \frac{h^2}{2} + \phi_0^2 \right] [2V_\mu^- V^{+\mu} + V_\mu^0 V^{0\mu} + 2V_\mu^{--} V^{++\mu}] \quad (\text{B.36})$$

Usando lo anterior de la matriz electrodébil, la matriz de aniquilación es:

$$\Gamma_{h-V} = \frac{25\lambda_{HV}^2}{16\pi M_V^2} \begin{pmatrix} 1 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 4 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.37})$$



## Acknowledgements

---

Esta tesis esta dedicada a mi familia, a mi perrito Vittorio que esta en el cielo y me acompañó desde la Licenciatura en física hasta mi penúltimo año de doctorado.

También va dedicada a mis compañeros de grupo de Materia Oscura, Patricio Escalona, Paulo Areyuna, Gonzalo Benitez y Pablo Solar y a mi tutor Alfonso Zerwekh que me han ayudado a resolver dudas de mis calculos.

Valparaiso, 2025

*Sebastián Enrique Acevedo Espinoza*



## Bibliography

---

- [1] B. D. Sáez, F. Rojas-Abatte, and A. R. Zerwekh, “Dark Matter from a Vector Field in the Fundamental Representation of  $SU(2)_L$ ,” *Phys. Rev. D*, vol. 99, no. 7, p. 075026, 2019.
- [2] T. Abe, M. Fujiwara, J. Hisano, and K. Matsushita, “Gamma-ray line from electroweakly interacting non-abelian spin-1 dark matter,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2021, no. 10, oct 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep10%282021%29163>
- [3] Ó. Jiménez Arranz, “The role of the sommerfeld enhancement in dark matter physics,” 2018.
- [4] S. C. Nierop, “The sommerfeld enhancement,” *Bachelor thesis, Groningen U*, 2009.
- [5] A. Sommerfeld, “Über die beugung und bremsung der elektronen,” *Annalen der Physik*, vol. 403, no. 3, pp. 257–330, 1931.
- [6] T. A. Chowdhury and S. Nasri, “The sommerfeld enhancement in the scotogenic model with large electroweak scalar multiplets,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2017, no. 01, pp. 041–041, jan 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088%2F1475-7516%2F2017%2F01%2F041>
- [7] C. A. Garcia Cely, “Dark matter phenomenology in scalar extensions of the standard model,” Ph.D. dissertation, Technische Universität München, 2014.
- [8] J. Hisano, S. Matsumoto, M. M. Nojiri, and O. Saito, “Nonperturbative effect on dark matter annihilation and gamma ray signature from the galactic center,” *Physical Review D*, vol. 71, no. 6, mar 2005. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.71.063528>
- [9] M. Cirelli, N. Fornengo, and A. Strumia, “Minimal dark matter,” *Nucl. Phys. B*, vol. 753, pp. 178–194, 2006.
- [10] A. Belyaev, G. Cacciapaglia, J. Mckay, D. Marin, and A. R. Zerwekh, “Minimal Spin-one Isotriplet Dark Matter,” *Phys. Rev. D*, vol. 99, no. 11, p. 115003, 2019.
- [11] P. Van Dong, D. Van Loi, L. D. Thien, and P. N. Thu, “Novel imprint of a vector doublet,” *Phys. Rev. D*, vol. 104, no. 3, p. 035001, 2021.
- [12] J. L. Feng and J. Kumar, “Dark-matter particles without weak-scale masses or weak interactions,” *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 23, dec 2008. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.101.231301>
- [13] L. Roszkowski, E. M. Sessolo, and S. Trojanowski, “WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 81, no. 6, p. 066201, may 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088%2F1361-6633%2Faab913>

- 
- [14] P. D. L. T. Luque, J. Smirnov, and T. Linden, “Gamma-ray lines in 15 years of fermi-lat data: New constraints on higgs portal dark matter,” 2023.
- [15] W. Hu, R. Barkana, and A. Gruzinov, “Fuzzy cold dark matter: the wave properties of ultralight particles,” *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 6, p. 1158, 2000.
- [16] S. Tremaine and J. E. Gunn, “Dynamical role of light neutral leptons in cosmology,” *Physical Review Letters*, vol. 42, no. 6, p. 407, 1979.
- [17] J. Madsen, “Generalized tremaine-gunn limits for bosons and fermions,” *Physical Review D*, vol. 44, no. 4, p. 999, 1991.
- [18] A. Zee, *Unity of Forces in the Universe*. World Scientific, 1982, vol. 2.
- [19] S. Horiuchi, P. J. Humphrey, J. Onorbe, K. N. Abazajian, M. Kaplinghat, and S. Garrison-Kimmel, “Sterile neutrino dark matter bounds from galaxies of the local group,” *Physical Review D*, vol. 89, no. 2, p. 025017, 2014.
- [20] T. Bringmann and S. Hofmann, “Thermal decoupling of wimps from first principles,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2007, no. 04, p. 016, 2007.
- [21] M. Viel, G. D. Becker, J. S. Bolton, and M. G. Haehnelt, “Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: New constraints from high redshift lyman- $\alpha$  forest data,” *Physical Review D*, vol. 88, no. 4, p. 043502, 2013.
- [22] P. Gondolo and G. Gelmini, “Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis,” *Nucl. Phys. B*, vol. 360, pp. 145–179, 1991.
- [23] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The early universe*. CRC press, 2018.
- [24] P. A. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Banday, R. Barreiro, J. Bartlett, N. Bartolo *et al.*, “Planck 2015 results-xiii. cosmological parameters,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 594, p. A13, 2016.
- [25] K. Griest and D. Seckel, “Three exceptions in the calculation of relic abundances,” *Physical Review D*, vol. 43, no. 10, p. 3191, 1991.
- [26] R. T. D’Agnolo and J. T. Ruderman, “Light dark matter from forbidden channels,” *Physical Review Letters*, vol. 115, no. 6, aug 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.061301>
- [27] E. D. Carlson, M. E. Machacek, and L. J. Hall, “Self-interacting dark matter,” 1992.
- [28] Y. Hochberg, E. Kuflik, T. Volansky, and J. G. Wacker, “Mechanism for thermal relic dark matter of strongly interacting massive particles,” *Physical review letters*, vol. 113, no. 17, p. 171301, 2014.
- [29] M. W. Goodman and E. Witten, “Detectability of Certain Dark Matter Candidates,” *Phys. Rev. D*, vol. 31, p. 3059, 1985.

- [30] A. K. Drukier, K. Freese, and D. N. Spergel, “Detecting cold dark-matter candidates,” *Physical Review D*, vol. 33, no. 12, p. 3495, 1986.
- [31] D. Akerib, H. Araújo, X. Bai, A. Bailey, J. Balajthy, P. Beltrame, E. Bernard, A. Bernstein, T. Biesiadzinski, E. Boulton, A. Bradley, R. Bramante, S. Cahn, M. Carmona-Benitez, C. Chan, J. Chapman, A. Chiller, C. Chiller, A. Currie, J. Cutter, T. Davison, L. de Viveiros, A. Dobi, J. Dobson, E. Druskiewicz, B. Edwards, C. Faham, S. Fiorucci, R. Gaitskell, V. Gehman, C. Ghag, K. Gibson, M. Gilchriese, C. Hall, M. Hanhardt, S. Haselschwardt, S. Hertel, D. Hogan, M. Horn, D. Huang, C. Ignarra, M. Ihm, R. Jacobsen, W. Ji, K. Kazkaz, D. Khaitan, R. Knoche, N. Larsen, C. Lee, B. Lenardo, K. Lesko, A. Lindote, M. Lopes, D. Malling, A. Manalaysay, R. Mannino, M. Marzioni, D. McKinsey, D.-M. Mei, J. Mock, M. Moongweluwan, J. Morad, A. Murphy, C. Nehr Korn, H. Nelson, F. Neves, K. O’Sullivan, K. Oliver-Mallory, R. Ott, K. Palladino, M. Pangilinan, E. Pease, P. Phelps, L. Reichhart, C. Rhyne, S. Shaw, T. Shutt, C. Silva, V. Solovov, P. Sorensen, S. Stephenson, T. Sumner, M. Szydagis, D. Taylor, W. Taylor, B. Tennyson, P. Terman, D. Tiedt, W. To, M. Tripathi, L. Tvrznikova, S. Uvarov, J. Verbus, R. Webb, J. White, T. Whitis, M. Witherell, F. Wolfs, K. Yazdani, S. Young, and C. Z. and, “Improved limits on scattering of weakly interacting massive particles from reanalysis of 2013 LUX data,” *Physical Review Letters*, vol. 116, no. 16, apr 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.116.161301>
- [32] E. Aprile, M. Alfonsi, K. Arisaka, F. Arneodo, C. Balan, L. Baudis, B. Bauermeister, A. Behrens, P. Beltrame, K. Bokeloh, E. Brown, G. Bruno, R. Budnik, J. M. R. Cardoso, W.-T. Chen, B. Choi, D. Cline, A. P. Colijn, H. Contreras, J. P. Cussonneau, M. P. Decowski, E. Duchovni, S. Fattori, A. D. Ferella, W. Fulgione, F. Gao, M. Garbini, C. Ghag, K.-L. Giboni, L. W. Goetzke, C. Grignon, E. Gross, W. Hampel, F. Kaether, A. Kish, J. Lamblin, H. Landsman, R. F. Lang, M. L. Calloch, C. Levy, K. E. Lim, Q. Lin, S. Lindemann, M. Lindner, J. A. M. Lopes, K. Lung, T. M. Undagoitia, F. V. Massoli, A. J. M. Fernandez, Y. Meng, A. Molinaro, E. Nativ, K. Ni, U. Oberlack, S. E. A. Orrigo, E. Pantic, R. Persiani, G. Plante, N. Priel, A. Rizzo, S. Rosendahl, J. M. F. dos Santos, G. Sartorelli, J. Schreiner, M. Schumann, L. S. Lavina, P. R. Scovell, M. Selvi, P. Shagin, H. Simgen, A. Teymourian, D. Thers, O. Vitells, H. Wang, M. Weber, and C. W. and, “Dark matter results from 225 live days of XENON100 data,” *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 18, nov 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.109.181301>
- [33] M. C. Smith, G. R. Ruchti, A. Helmi, R. F. Wyse, J. P. Fulbright, K. C. Freeman, J. F. Navarro, G. M. Seabroke, M. Steinmetz, M. Williams *et al.*, “The rave survey: constraining the local galactic escape speed,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 379, no. 2, pp. 755–772, 2007.
- [34] R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen, “Local kinematics and the local standard of rest,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 403, no. 4, pp. 1829–1833, 2010.
- [35] F. Mignard, “Local galactic kinematics from hipparcos proper motions,” *Astronomy and Astrophysics*, vol. 354, pp. 522–536, 2000.

- [36] O. Adriani *et al.*, “An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV,” *Nature*, vol. 458, pp. 607–609, 2009.
- [37] J. Chang *et al.*, “An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800 GeV,” *Nature*, vol. 456, pp. 362–365, 2008.
- [38] M. Aguilar, G. Alberti, B. Alpat, A. Alvino, G. Ambrosi, K. Andeen, H. Anderhub, L. Arruda, P. Azzarello, A. Bachlechner, F. Barao, B. Baret, A. Barrau, L. Barrin, A. Bartoloni, L. Basara, A. Basili, L. Batalha, J. Bates, R. Battiston, J. Bazo, R. Becker, U. Becker, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, P. Berges, B. Bertucci, G. Bigongiari, A. Biland, V. Bindi, S. Bizzaglia, G. Boella, W. de Boer, K. Bollweg, J. Bolmont, B. Borgia, S. Borsini, M. J. Boschini, G. Boudoul, M. Bourquin, P. Brun, M. Buénerd, J. Burger, W. Burger, F. Cadoux, X. D. Cai, M. Capell, D. Casadei, J. Casaus, V. Cascioli, G. Castellini, I. Cernuda, F. Cervelli, M. J. Chae, Y. H. Chang, A. I. Chen, C. R. Chen, H. Chen, G. M. Cheng, H. S. Chen, L. Cheng, N. Chernoplyokov, A. Chikanian, E. Choumilov, V. Choutko, C. H. Chung, C. Clark, R. Clavero, G. Coignet, V. Commichau, C. Consolandi, A. Contin, C. Corti, M. T. Costado Dios, B. Coste, D. Crespo, Z. Cui, M. Dai, C. Delgado, S. Della Torre, B. Demirkoz, P. Dennett, L. Derome, S. Di Falco, X. H. Diao, A. Diago, L. Djambazov, C. Díaz, P. von Doetinchem, W. J. Du, J. M. Dubois, R. Duperay, M. Duranti, D. D’Urso, A. Egorov, A. Eline, F. J. Eppling, T. Eronen, J. van Es, H. Esser, A. Falvard, E. Fiandrini, A. Fiasson, E. Finch, P. Fisher, K. Flood, R. Foglio, M. Fohey, S. Fopp, N. Fouque, Y. Galaktionov, M. Gallilee, L. Gallin-Martel, G. Gallucci, B. García, J. García, R. García-López, L. García-Tabares, C. Gargiulo, H. Gast, I. Gebauer, S. Gentile, M. Gervasi, W. Gillard, F. Giovacchini, L. Girard, P. Goglov, J. Gong, C. Goy-Henningsen, D. Grandi, M. Graziani, A. Grechko, A. Gross, I. Guerri, C. de la Guía, K. H. Guo, M. Habiby, S. Haino, F. Hauler, Z. H. He, M. Heil, J. Heilig, R. Hermel, H. Hofer, Z. C. Huang, W. Hungerford, M. Incagli, M. Ionica, A. Jacholkowska, W. Y. Jang, H. Jinchu, M. Jongmanns, L. Journet, L. Jungermann, W. Karpinski, G. N. Kim, K. S. Kim, T. Kirn, R. Kossakowski, A. Koulemzine, O. Kounina, A. Kounine, V. Koutsenko, M. S. Krafczyk, E. Laudi, G. Laurenti, C. Lauritzen, A. Lebedev, M. W. Lee, S. C. Lee, C. Leluc, H. León Vargas, V. Lepareur, J. Q. Li, Q. Li, T. X. Li, W. Li, Z. H. Li, P. Lipari, C. H. Lin, D. Liu, H. Liu, T. Lomtadze, Y. S. Lu, S. Lucidi, K. Lübelmeyer, J. Z. Luo, W. Lustermann, S. Lv, J. Madsen, R. Majka, A. Malinin, C. Mañá, J. Marín, T. Martin, G. Martínez, F. Masciocchi, N. Masi, D. Maurin, A. McInturff, P. McIntyre, A. Menchaca-Rocha, Q. Meng, M. Menichelli, I. Mereu, M. Millinger, D. C. Mo, M. Molina, P. Mott, A. Mujunen, S. Natale, P. Nemeth, J. Q. Ni, N. Nikonov, F. Nozzoli, P. Nunes, A. Obermeier, S. Oh, A. Oliva, F. Palmonari, C. Palomares, M. Paniccia, A. Papi, W. H. Park, M. Pauluzzi, F. Pauss, A. Pauw, E. Pedreschi, S. Pensotti, R. Pereira, E. Perrin, G. Pessina, G. Pierschel, F. Pilo, A. Piluso, C. Pizzolotto, V. Plyaskin, J. Pochon, M. Pohl, V. Poireau, S. Porter, J. Poux, A. Putze, L. Quadrani, X. N. Qi, P. G. Rancoita, D. Rapin, Z. L. Ren, J. S. Ricol, E. Riihonen, I. Rodríguez, U. Roeser, S. Rosier-Lees, L. Rossi, A. Rozhkov, D. Rozza, A. Sabellek, R. Sagdeev, J. Sandweiss, B. Santos, P. Saouter, M. Sarchioni, S. Schael, D. Schinzel, M. Schmanau, G. Schwering, A. Schulz von Dratzig, G. Scolieri, E. S. Seo, B. S. Shan, J. Y. Shi, Y. M. Shi, T. Siedenburger, R. Siedling, D. Son,

- F. Spada, F. Spinella, M. Steuer, K. Stiff, W. Sun, W. H. Sun, X. H. Sun, M. Tacconi, C. P. Tang, X. W. Tang, Z. C. Tang, L. Tao, J. Tassan-Viol, S. C. C. Ting, S. M. Ting, C. Titus, N. Tomassetti, F. Toral, J. Torsti, J. R. Tsai, J. C. Tutt, J. Ulbricht, T. Urban, V. Vagelli, E. Valente, C. Vannini, E. Valtonen, M. Vargas Trevino, S. Vaurynovich, M. Vecchi, M. Vergain, B. Verlaat, C. Vescovi, J. P. Vialle, G. Viertel, G. Volpini, D. Wang, N. H. Wang, Q. L. Wang, R. S. Wang, X. Wang, Z. X. Wang, W. Wallraff, Z. L. Weng, M. Willenbrock, M. Wlochal, H. Wu, K. Y. Wu, Z. S. Wu, W. J. Xiao, S. Xie, R. Q. Xiong, G. M. Xin, N. S. Xu, W. Xu, Q. Yan, J. Yang, M. Yang, Q. H. Ye, H. Yi, Y. J. Yu, Z. Q. Yu, S. Zeissler, J. G. Zhang, Z. Zhang, M. M. Zhang, Z. M. Zheng, H. L. Zhuang, V. Zhukov, A. Zichichi, P. Zuccon, and C. Zurbach, “First result from the alpha magnetic spectrometer on the international space station: Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 gev,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 141102, Apr 2013. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.141102>
- [39] D. J. Thompson, D. Bertsch, and R. O’Neal Jr, “The highest-energy photons seen by the energetic gamma ray experiment telescope (egret) on the compton gamma ray observatory,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 157, no. 2, p. 324, 2005.
- [40] D. Hooper, D. P. Finkbeiner, and G. Dobler, “Possible evidence for dark matter annihilations from the excess microwave emission around the center of the galaxy seen by the wilkinson microwave anisotropy probe,” *Physical Review D*, vol. 76, no. 8, Oct. 2007. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.76.083012>
- [41] D. P. Finkbeiner and N. Weiner, “Exciting dark matter and the integral/spi 511 kev signal,” *Physical Review D*, vol. 76, no. 8, Oct. 2007. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.76.083519>
- [42] S. Acevedo and A. R. Zerwekh, “Sommerfeld Enhancement for Vector Dark Matter in the Fundamental Representation of  $SU(2)_L$ ,” 1 2024.
- [43] P. De La Torre Luque, J. Smirnov, and T. Linden, “Gamma-ray lines in 15 years of fermi-lat data: New constraints on higgs portal dark matter,” *Phys. Rev. D*, vol. 109, p. L041301, Feb 2024. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.109.L041301>
- [44] S. Profumo, “Tasi 2012 lectures on astrophysical probes of dark matter,” 2013.
- [45] M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hütsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal, F. Sala, and A. Strumia, “PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection,” *JCAP*, vol. 03, p. 051, 2011, [Erratum: *JCAP* 10, E01 (2012)].
- [46] H. Silverwood, C. Weniger, P. Scott, and G. Bertone, “A realistic assessment of the cta sensitivity to dark matter annihilation,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2015, no. 03, p. 055–055, Mar. 2015. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2015/03/055>
- [47] M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hütsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal, F. Sala, and A. Strumia, “Pppc 4 dm id: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect

detection,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2011, no. 03, p. 051–051, Mar. 2011. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2011/03/051>