



Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo
Instituto de Ciencias Básicas e Ingeniería.

Área Académica de Matemáticas y Física

Fenomenología de materia oscura en la representación
tensorial antisimétrica

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE :

LICENCIADO EN FÍSICA Y TECNOLOGÍA AVANZADA

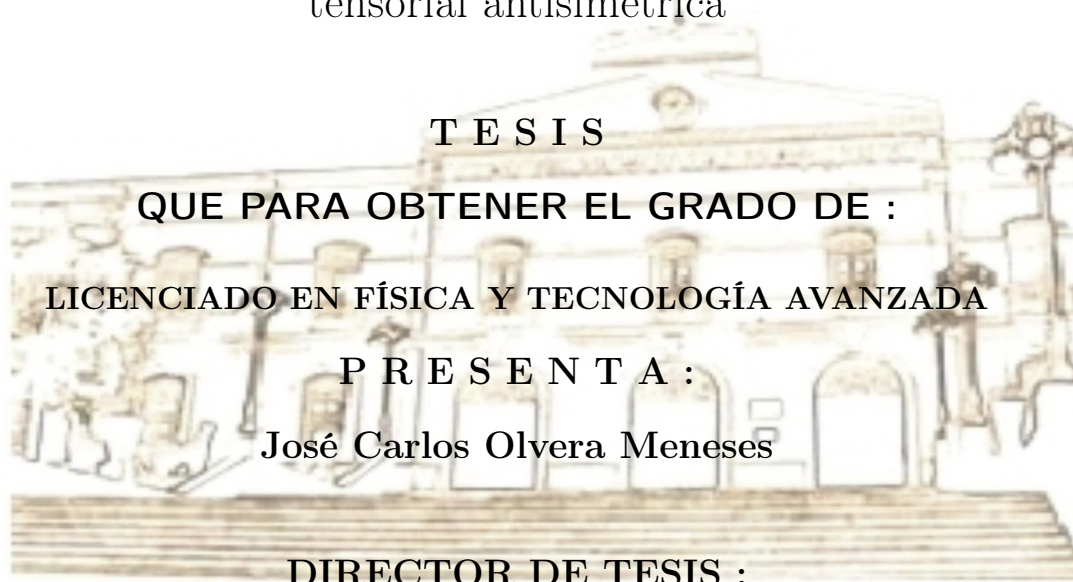
P R E S E N T A :

José Carlos Olvera Meneses

DIRECTOR DE TESIS :

Dr. Selim Gómez Ávila
Dr. Lao Tsé López Lozano

Pachuca Hgo.
Marzo 2020



Índice general

Resumen	v
Introducción	vii
1. Materia oscura	1
1.1. Evidencia y observaciones astrofísicas de materia oscura	1
1.1.1. Coma Cluster (1933-1937)	1
1.1.2. La rotación de M31 (1939-1969)	2
1.1.3. Velocidades rotacionales en galaxias de baja luminosidad (1979)	3
1.1.4. Lentes gravitacionales (2006)	4
1.2. Propiedades de la materia oscura	5
1.2.1. Perfiles de densidad	7
1.2.2. Materia oscura en el universo temprano	8
2. Materia oscura, fotones y el modelo estándar	11
2.1. Modelo estándar	11
2.1.1. Electrodinámica cuántica	13
2.1.2. El bosón de Higgs	14
2.1.3. Sector electrodébil	14
2.2. Teorías efectivas	15
2.3. Candidatos a materia oscura	16
3. Representación tensorial antisimétrica de espín-1.	19
3.1. Simetría Z_2	20
3.2. Reglas de Feynman para el tensor antisimétrico	20
3.3. Observables a nivel árbol	21
4. Fenomenología de materia oscura tensorial	23
4.1. Detección indirecta.	23
4.1.1. Aniquilación con fotones resultantes	23
4.1.2. $BB \rightarrow \gamma\gamma$	25
4.1.3. $BB \rightarrow Z\gamma$	27
4.1.4. Comparación con procesos a primer orden	29
4.1.5. Flujo de fotones	29
4.2. Detección directa.	32
5. Conclusiones	35
A. Apéndice: FeynCalc	37

-

Resumen

A lo largo de este trabajo se analizan dos observables asociados con procesos que involucran materia oscura modelada como un campo real de espín 1 en la representación tensorial antisimétrica. En cuanto a detección indirecta se estudia el caso de aniquilación en fotones, se calcula la expresión de la sección eficaz así como el flujo de rayos gamma y la energía de estos. Para el caso de detección directa se estudian procesos de dispersión con quarks y se comparan los resultados con los obtenidos a partir de considerar materia oscura escalar obteniendo la razón entre ambos.

Introducción

La materia oscura es uno de los grandes problemas a estudiar en este siglo, tanto su origen como su composición. A pesar de que la primera vez que se postuló su existencia fue aproximadamente hace 85 años, la naturaleza y existencia de esta sigue siendo desconocida a pesar de que se han estudiado diversos modelos, ésto debido a que las mediciones recientes muestran que aproximadamente el 27% de la densidad del universo se conforma de materia no bariónica [1]. También se han propuesto diversas explicaciones para evitar la necesidad de introducir la materia oscura como por ejemplo modificaciones a las leyes de Newton[2], sin embargo, la hipótesis acerca de la materia oscura es más aceptada debido a que se ajusta de mejor forma a las observaciones.

La única interacción observada de esta materia es la gravitacional, por lo tanto lo único que se puede observar son los efectos ocasionados por la masa, los cuales se ven reflejados, por ejemplo, en las velocidades de rotación de algunas galaxias o en el comportamiento de ciertos cúmulos galácticos, sin embargo, aún no es posible descartar otro tipo de interacciones.

Se ha discutido mucho acerca de las propiedades de la materia oscura, por ejemplo, que debe ser estable a escalas cosmológicas de tiempo, que sus velocidades en el universo temprano eran bajas (no relativistas) y que debe ser neutro (o con carga muy pequeña), pero por el momento no se ha encontrado ninguna partícula del modelo estándar que cumpla con los requisitos necesarios para postularse como materia oscura. Dentro de la física de partículas se ha buscado proponer un modelo que explique ésta materia. Dentro de éstos modelos se encuentran los axiones, WIMPs, partículas súper simétricas y muchas otras. En realidad es necesario estar abierto a la posibilidad de cualquier respuesta.

Hay dos formas de analizar y obtener información acerca de la materia oscura, la detección directa y la detección indirecta.

La primera consiste en estudiar y observar la interacción de la materia oscura con otras partículas, por ejemplo, al analizar la dispersión de partículas de materia oscura con nucleones, se mide el cambio en el momento de estos últimos y así se obtiene información acerca de la naturaleza de ésta materia. Otra manera de obtener información es por medio de los procesos de producción de materia oscura por pares en aceleradores.

La detección indirecta consiste en estudiar procesos donde la materia oscura sólo aparezca como estado inicial, por ejemplo, la aniquilación de partículas de materia oscura en partículas del modelo estándar.

A lo largo de éste trabajo se busca analizar un modelo en concreto, en el cual se propone una partícula de materia oscura de espín-1 modelada por un campo tensorial antisimétrico con el fin de establecer una metodología para analizar distintas propuestas con base en las posibles observables que se pueden obtener al considerar ambos tipos de detección. En éste caso, éstos observables son la sección eficaz de dispersión en quarks y el flujo de fotones provenientes de algunas galaxias con

alta densidad de materia oscura.

En el capítulo *I* se discuten algunas observaciones que apuntan a la existencia de la materia oscura, así como algunas propiedades que se pueden intuir de éstas mismas evidencias. También se analiza la evolución de la materia oscura en las etapas iniciales del universo, específicamente se estudia su distribución y densidad. El capítulo *II* contiene una breve introducción al modelo estándar con énfasis en el sector electrodébil, específicamente en los fotones y el bosón de Higgs. Posteriormente se introduce el concepto de teorías efectivas así como su aplicación al problema específico tratado en éste trabajo. Finalmente se discuten algunos modelos de partículas de materia oscura, presentando sus ventajas y desventajas. En el capítulo *III* se introduce la representación tensorial antisimétrica de espín 1 para la materia oscura así como algunos resultados calculados anteriormente con éste modelo. En el capítulo *IV* se analizan y se discuten los observables obtenidos para el modelo considerando detección indirecta, mientras que en el capítulo *V* se tratan los resultados obtenidos de considerar detección directa y se comparan con los resultados de considerar una partícula de materia oscura escalar.

Capítulo 1

Materia oscura

En éste capítulo se analizan algunas observaciones astrofísicas que apuntan a la existencia de materia oscura y después se analizan las propiedades de ésta, así como su distribución y su comportamiento en el universo temprano. Ésta sección se basa principalmente en [3].

1.1. Evidencia y observaciones astrofísicas de materia oscura

1.1.1. Coma Cluster (1933-1937)

Una de las primeras observaciones fue obtenida por Fritz Zwicky al encontrar una relación entre la velocidad y la distancia del cúmulo de galaxias Coma [4], el cual contiene más de 1,000 galaxias.

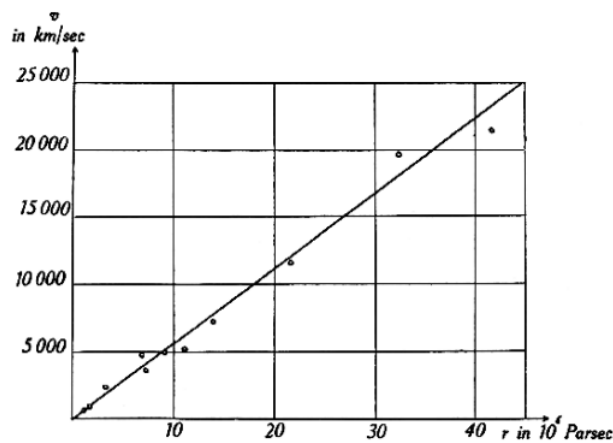


Figura 1.1: Velocidad en función de la distancia para el cluster Coma[4].

Después de considerar el corrimiento al rojo ocasionado por el efecto Doppler, se obtiene la velocidad real, encontrando que los diferentes cúmulos que forman a Coma tienen una diferencia de velocidades de aproximadamente 2000 a 1500 km/s , para obtener estos resultados, se estima que sería necesario incrementar en aproximadamente 400 veces la densidad del cúmulo.

Seis años después se utilizaron éstos resultados para calcular la masa que debería tener el cúmulo para poder ser consistente con las observaciones [5].

Al aplicar el teorema del virial:

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA

1.1. EVIDENCIA Y OBSERVACIONES ASTROFÍSICAS DE MATERIA OSCURA

$$\langle K \rangle = -\frac{1}{2}\langle U \rangle, \quad (1.1)$$

donde K es la energía cinética dada por

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2}M\langle v^2 \rangle \quad y \quad U = \frac{-\alpha GM^2}{R}, \quad (1.2)$$

con R representando el tamaño del cúmulo, α un factor relacionado con la morfología del sistema ($5/3$ para una esfera), G la constante de Newton, M la masa del cúmulo y v la velocidad.

A partir de ésto se obtiene que la masa total del cúmulo debe cumplir que $\mathcal{M} > 9 \times 10^{46}g$. Considerando que hay alrededor de 1000 cúmulos dentro, se tiene que para cada galaxia

$$\bar{M} > 9 \times 10^{43}g = 4.5 \times 10^{10}M_{\odot}. \quad (1.3)$$

Éste resultado no era esperado debido a que las masas de éstas galaxias eran 500 veces mayores que el promedio.

1.1.2. La rotación de M31 (1939-1969)

Si se considera una galaxia esférica cuyo disco galáctico tiene masa M y una partícula de masa m rotando a una distancia r del centro, se sabe que ésta se moverá sobre un radio constante, por lo tanto, en ese punto la fuerza centrípeta y la fuerza gravitacional ejercida sobre la partícula deben ser iguales, es decir:

$$\begin{aligned} F_{cent} &= F_{grav} \\ \frac{mv(r)^2}{r} &= \frac{GMm}{r^2} \\ \rightarrow v(r) &= \sqrt{\frac{GM}{r}}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Un análisis en una escala más pequeña se dió en el año de 1939. Horace Babcock obtuvo la primera observación de las velocidades de las estrellas que conformaban a la galaxia Andrómeda (M31) en términos de la distancia [6].

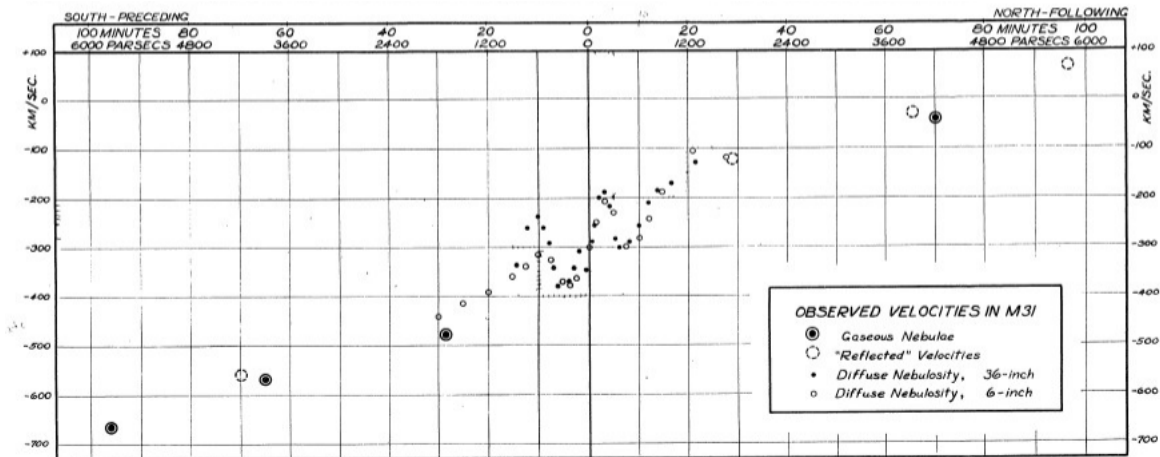


Figura 1.2: Velocidad de cada parcela de gas en M31[6].

Como se puede observar en la figura 1.2 los puntos externos se mueven a velocidades muy altas en comparación a las predichas por la ecuación (1.4).

Ésta información apunta a que hay más materia de la que se observa dentro de la galaxia, lo cual es notable al calcular la relación masa-luminosidad, M/L , que para éste caso tiene un valor de 62.

Aproximadamente treinta años después, éste problema se retomó. Por medio del uso de un espectrómetro diseñado por Kent Ford, Vera Rubin realizó un análisis de regiones ionizadas en la galaxia de Andrómeda. A diferencia del análisis mencionado en la sección anterior, donde se analizaba la región más cercana al núcleo de la galaxia, en éste trabajo se estudiaron parcelas más alejadas del núcleo galáctico, llegando hasta 24 kpc [7], ésto con el objetivo de encontrar la velocidad de rotación de la galaxia.

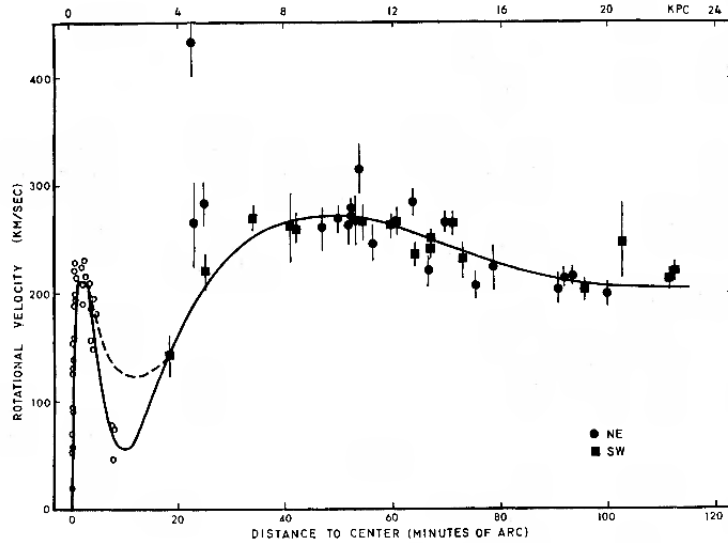


Figura 1.3: Velocidad de rotación de M31 en función de la distancia al centro [7].

Inesperadamente se encontró un comportamiento como el mostrado en la figura 1.3, donde la velocidad de rotación es prácticamente constante a partir de cierta distancia.

Ésto implica que $M(r) \propto r$, es decir, la densidad es de la forma $\rho(r) \propto \frac{1}{r^2}$, indicando que hay algo más que materia visible dentro de M31, la materia oscura.

1.1.3. Velocidades rotacionales en galaxias de baja luminosidad (1979)

Diez años después, Vera Rubin aplicó la misma metodología para medir las velocidades de rotación usada en la galaxia de Andrómeda en otras 21 galaxias con un gran rango de luminosidades y radios [8].

Al superponer las curvas de velocidad de cada una de las galaxias medidas, Rubin obtuvo los resultados mostrados en la figura 1.4. Esto es una prueba contundente de que el hecho de que hay más materia de la que se observa no es inherente a la galaxia de Andrómeda, si no que es algo común en las galaxias espirales.

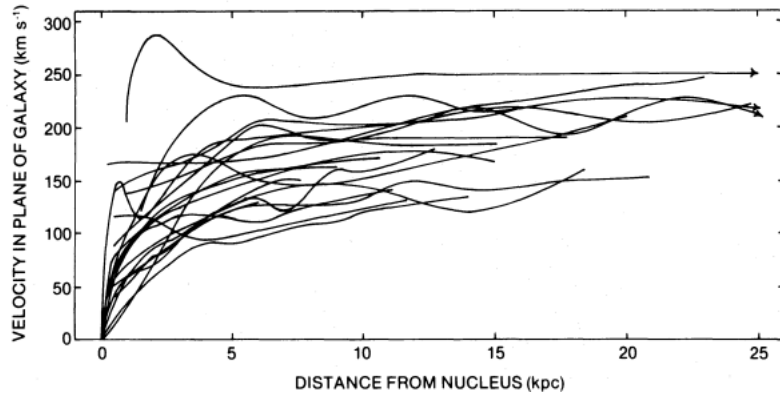


Figura 1.4: Velocidades de rotación de 21 galaxias distintas[8].

1.1.4. Lentes gravitacionales (2006)

En la época actual se utilizan los llamados lentes gravitacionales, los cuales consisten en observar la curvatura de la luz debido a la fuerza de gravedad ejercida por algún cúmulo de masa. En el año 2006, por medio de ésta técnica se analizó el cúmulo de la bala (Bullet cluster) [9].

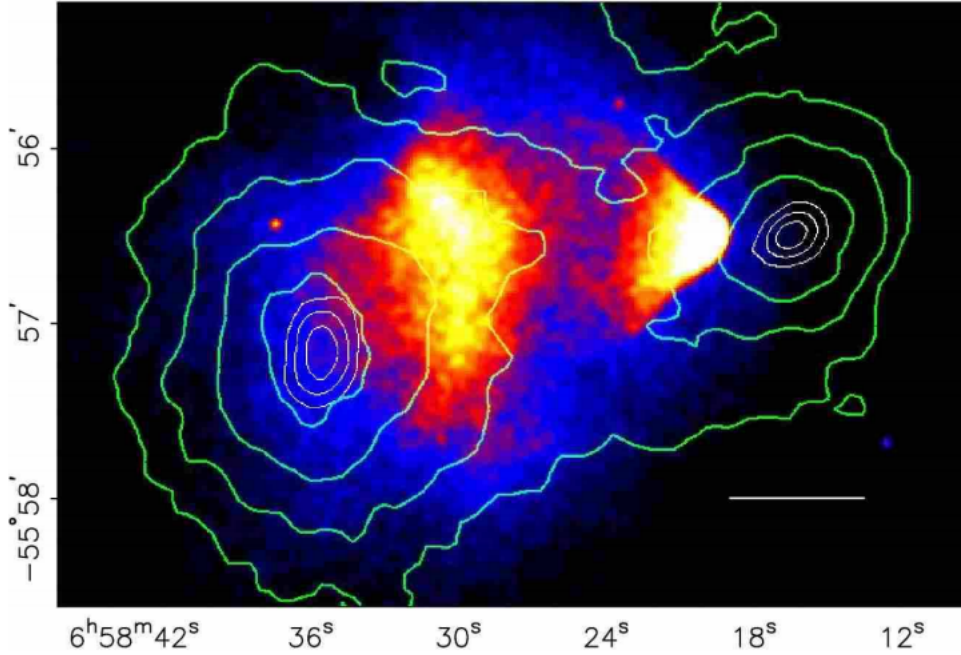


Figura 1.5: Mapa de lentes gravitacionales y materia bariónica en rayos X[9].

Los autores tomaron imágenes del cúmulo en rayos X para mostrar el gas que lo conforma, después por medio de otras longitudes de onda, fue posible realizar un mapeo y localizar las mayores fuentes de masa. En la mayoría de las galaxias, la masa de ésta se conforma en gran parte por el gas que la compone, por lo tanto se esperaría que éstas dos regiones coincidieran, sin embargo, como se puede apreciar en la figura 1.5, la masa observada en rayos X no corresponde con el mapeo realizado por medio de lentes gravitacionales, mostrando de ésta forma una nueva evidencia sobre la existencia de materia no visible.

A partir de éste estudio se analizaron otros cúmulos, como MACS J0025.4-1222 [10] y Abell 520[11].

Con base en el análisis de éstas observaciones, se encuentra evidencia acerca de la existencia de materia oscura en diferentes escalas del universo, en sistemas con tamaños que varían desde algunos pocos *pc* hasta algunos *Gpc* dejando poca duda acerca de que, además de la materia visible, debe haber algo más.

1.2. Propiedades de la materia oscura

En ésta sección se analiza lo que se puede inferir de las observaciones y experimentos acerca de la naturaleza de la materia oscura así como también se estudiarán algunos modelos y candidatos para representar ésta materia.

- No interactúa, mas que gravitacionalmente, con la materia visible, o si lo hace, la interacción es muy débil.

Se puede llevar a cabo un análisis acerca de la afirmación anterior considerando el caso en que la materia oscura tuviese carga.

Sí la carga fuera positiva, se tendrían estados ligados formando átomos químicamente indistinguibles del hidrógeno, pero con una diferencia en la masa, mientras que si fuera negativa, podría unirse con los núcleos formando isótopos súper pesados.

Al analizar el primer caso, se asumió que la materia oscura junto con los electrones formaban átomos de hidrógeno, los cuales al llegar a los mares de la Tierra formarían moléculas de agua distintas a las que se conocen actualmente, sin embargo, por medio de un espectrómetro de masas, se obtuvo el valor reportado en la figura 1.6[12], con lo que al calcular la abundancia de estas moléculas, se obtuvo que habría aproximadamente 10^{-12} menos moléculas de estas en comparación con las de agua normal, la cual es mucho mayor a la reportada, descartando de esta forma la posibilidad de que la materia oscura tenga una carga eléctrica positiva.

Éste mismo procedimiento se aplica con resultados similares para el caso en que la carga es negativa, eliminando así la posibilidad de que la materia oscura cuente con carga eléctrica entera.

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA
1.2. PROPIEDADES DE LA MATERIA OSCURA

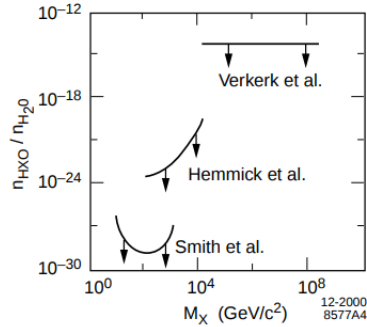


Figura 1.6: Número de moléculas de agua compuestas por materia oscura por molécula de agua normal.[12]

Sin embargo, para evitar que las interacciones mencionadas anteriormente aparezcan, basta con considerar que la materia oscura tenga una carga eléctrica mucho menor a la carga fundamental, es decir, el acoplamiento entre la materia oscura y la materia visible debería ser casi nulo. La materia oscura podría estar cargada eléctricamente, en la figura 1.7 se muestran las cotas y restricciones establecidas para esta carga, se consideran las dispersiones en algunos cúmulos galácticos, así como la reproducción de la densidad reliquia y el desacoplamiento en la época de recombinación [13].

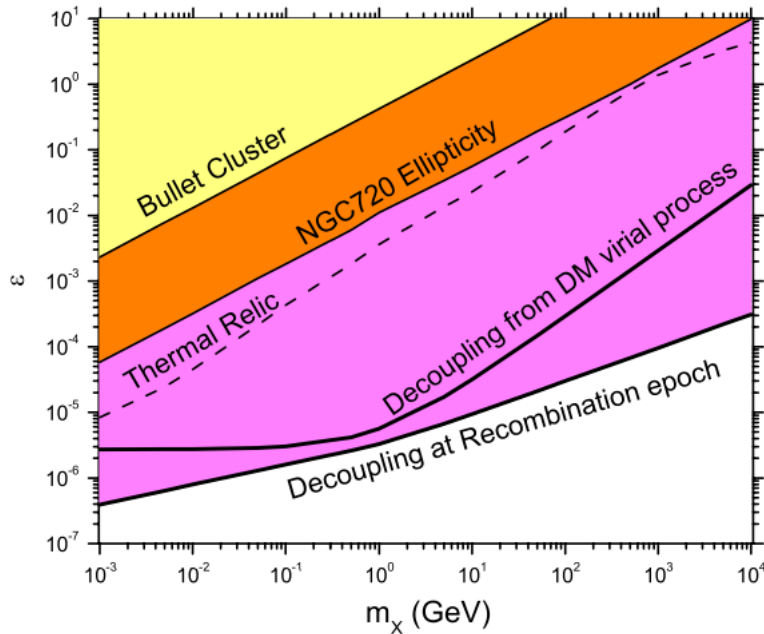


Figura 1.7: Cotas de carga eléctrica para la materia oscura[13]

- Otra cosa que se sabe acerca de la materia oscura es que en la época de formación de las primeras estructuras en el universo, esta era fría, es decir, las partículas de materia oscura no se movían a velocidades relativistas.

- La materia oscura se sigue observando hoy en día, por lo tanto es fácil suponer que ésta es estable, es decir, la partícula de materia oscura tiene un tiempo de vida del orden de la edad del universo.

Resumiendo, se sabe que la materia oscura:

1. Tiene un tiempo de vida igual o mayor a la edad del universo.
2. Tiene carga eléctrica nula o muy pequeña en comparación con la carga fundamental.
3. No era relativista en la época de formación de estructuras.

1.2.1. Perfiles de densidad

Para modelar la distribución de la densidad de las partículas de materia oscura dentro de un halo, se asume una simetría esférica con distribución radial.

Los cuatro perfiles de densidad más utilizados actualmente son:

1. Navarro-Frenk-White.[14]
2. Moore.[15]
3. Isotérmico.[16]
4. Einasto.[17]

Los primeros tres perfiles tienen la forma general

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_c}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^\alpha\right]^{\frac{\beta - \gamma}{\alpha}}}, \quad (1.5)$$

donde el parámetro ρ_0 se ajusta con base en la densidad local. Los otros parámetros están dados para cada caso por los valores mostrados en la tabla 1.1.

Modelo	α	β	γ	r_c (kpc)
Navarro-Frenk-White	1	3	1	20
Isotérmico	2	2	0	3.5
Moore	1.5	3	1.5	28

Tabla 1.1: Perfiles de densidad de materia oscura

El perfil de densidad de Einasto, tiene una forma distinta

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{2}{a} \left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha - 1\right]\right), \quad (1.6)$$

donde $\alpha = 0.17$ y $r_s = 20 \text{ kpc}$.

CAPÍTULO 1. MATERIA OSCURA
1.2. PROPIEDADES DE LA MATERIA OSCURA

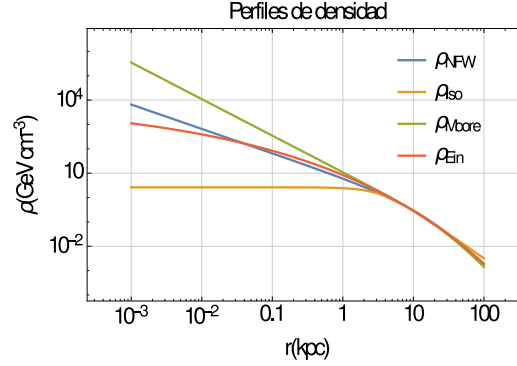


Figura 1.8: Perfiles de densidad

Para obtener el valor de ρ_0 es necesario normalizar cada perfil de densidad mediante los valores que se muestran en la figura 1.8, tomando en cuenta la densidad local de materia oscura [18] tal que

$$\rho(r = 8.5 \text{ kpc}) = 0.38 \text{ GeV cm}^{-3} \quad (1.7)$$

los valores para cada perfil de densidad se muestran en la tabla 1.2.

Modelo	$\rho_0(\text{GeV cm}^{-3})$
Navarro-Frenk-White	0.328
Isotérmico	2.62
Moore	0.74
Einasto	0.077

Tabla 1.2: Densidad inicial

1.2.2. Materia oscura en el universo temprano

La evolución del universo implica que la población de materia oscura también evolucionó. Ésta evolución puede dividirse en cuatro etapas, pero antes de analizarlas, es necesario establecer algunas restricciones sobre la materia oscura.

- Como se mencionó anteriormente, la materia oscura debe ser estable, es decir, el tiempo de vida de una de éstas partículas debe ser igual o mayor a la edad del universo. Una consecuencia de esto es que la materia oscura interactúa mediante procesos de creación y aniquilación únicamente por pares con las partículas del modelo estándar.
- La interacción de las partículas de materia oscura es suficientemente pequeña para permitir que se desacople del plasma de materia bariónica y suficientemente grande para permitir un equilibrio entre éstas.

Para analizar la evolución de la materia oscura a lo largo del tiempo, es útil definir una cantidad relacionada con la producción de ésta, la cual se denota como

$$Y = \frac{n}{s} = \frac{\text{densidad de partículas}}{\text{densidad de entropía}}. \quad (1.8)$$

Producción

Existen dos posibles formas para que la producción de partículas de materia oscura se lleve a cabo, la producción no térmica [19] y la producción térmica, en ésta última se supone que las

partículas son generadas a partir de decaimientos o aniquilaciones de entes más fundamentales. Se supone que la materia existente es generada por medio del decaimiento de una partícula conocida como inflatón[20]. Ésta partícula es la encargada de generar la población inicial de materia oscura y materia bariónica del universo.

Durante ésta etapa Y comienza a aumentar con el paso del tiempo y con la disminución de la temperatura, hasta el momento en el que haya suficientes partículas como para iniciar la siguiente etapa.[21]

Asumiendo que la temperatura del universo era mucho mayor que la masa de la materia oscura, $T \gg m_B$ se garantiza que sólo exista producción térmica.

Equilibración

La densidad de partículas de materia oscura alcanza un valor constante, ésto es equivalente a decir que se encuentra en equilibrio, por lo tanto el valor de Y se mantiene constante también. Ésta fase comienza en el momento en el que hay suficientes partículas de materia oscura de modo que la tasa de aniquilación y de creación se mantenga constante. [22] Durante ésta fase, la temperatura es mayor que la masa de la materia oscura $T > m_B$.

Aniquilación

Mientras el universo se enfría, las partículas comienzan a moverse más lentamente y por lo tanto, a tener menor energía, cuando la temperatura del universo es del orden de la masa de la materia oscura, $T \sim m_B$, los procesos de creación de ésta materia por medio de las partículas del modelo estándar comienzan a decrecer en número debido a que ya no son cinemáticamente permitidos, de modo que dominan los procesos de aniquilación dando paso a una extinción de materia oscura, provocando que la cantidad Y decaiga rápidamente.

Enfriamiento

Debido a que la densidad de materia oscura disminuye en la etapa anterior y a que el universo se encuentra en constante expansión, la distancia media que separa a las partículas de materia oscura aumenta considerablemente, de modo que las aniquilaciones entre ellas ya no son posibles.

Al no existir procesos de aniquilación ni de creación, el número de partículas se mantiene constante, provocando que Y también lo sea.

Capítulo 2

Materia oscura, fotones y el modelo estándar

Debido a que el Modelo Estándar describe las interacciones fundamentales entre partículas, es necesario emplearlo para explicar el problema de materia oscura. En éste trabajo se analizan procesos de aniquilación de materia oscura en partículas del modelo estándar, principalmente fotones y bosones Z. Las interacciones con fotones están regidas por la electrodinámica cuántica, mientras que las del bosón Z por la electrodébil.

2.1. Modelo estándar

El modelo estándar es una teoría basada en campos cuánticos, que sirve para describir las interacciones de las partículas fundamentales que existen en el universo.

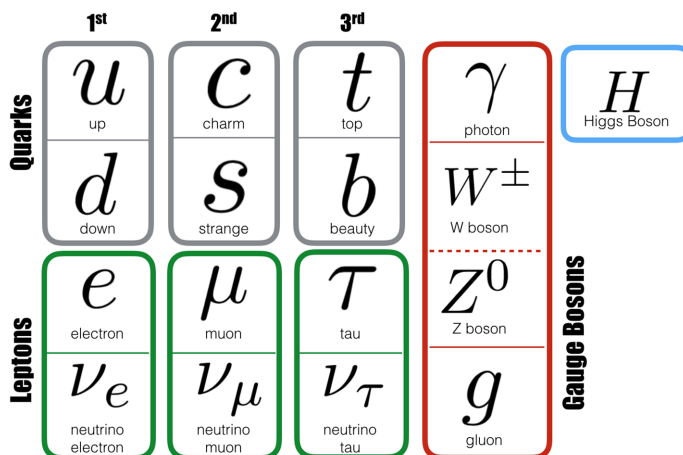


Figura 2.1: Modelo estándar

Las partículas conocidas se dividen en dos clases: bosones y fermiones. Esta división está dada en base al espín, si el espín es entero, se trata de un bosón, mientras que si se trata de un espín semi-entero, la partícula es un fermión. Otra de las diferencias principales es la distribución de probabilidad de cada clase de partícula.

CAPÍTULO 2. MATERIA OSCURA, FOTONES Y EL MODELO ESTÁNDAR

2.1. MODELO ESTÁNDAR

El modelo estándar tiene una simetría local $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, generando así varios sectores donde cada uno de ellos tiene asociado una interacción fundamental de la cual surgen campos de norma para cada uno. Éstos campos tienen un tensor de fuerza de campo asociado, dado por [23]

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.1)$$

donde A_μ representa a uno de éstos campos con constante de acoplamiento g y constantes de estructura f^{abc} , las cuales están dadas por el conmutador de los generadores de grupo

$$[t_a, t_b] = if^{abc} t_c, \quad (2.2)$$

donde t_i representa a los generadores de grupo.

- La simetría $U(1)$ engloba a todos los números complejos cuya magnitud es igual a la unidad, ésto es, todos los números que generan un círculo de radio unitario.

Puede expresarse también como todas las matrices de dimensión-1 compuestas por números complejos que forman un círculo unitario. Con ésta definición se encuentra un sólo grado de libertad, por lo tanto solo existirá un bosón de norma asociado a éste grupo.

Ésta simetría da origen a la interacción electromagnética, por lo tanto el bosón de norma asociado es el fotón. Debido a que solo hay un generador de grupo, la constante de estructura se anula y el tensor de fuerza de campo está dado por:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.3)$$

donde el campo A_μ corresponde al fotón.

- La simetría $SU(2)$ se refiere al grupo unitario especial, el cual se compone, en éste caso específico, por todas las matrices unitarias de 2×2 que tienen determinante unidad.

$SU(2)$ está asociada a la interacción débil y cuenta con tres generadores de grupo, los cuales, producen el tensor de fuerza de campo siguiente:

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu Z_\nu^a - \partial_\nu Z_\mu^a + gf^{abc} Z_\mu^b Z_\nu^c. \quad (2.4)$$

La simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, a la cual se le conoce como simetría electrodébil, tiene asociados los campos Z^\pm , W y el campo del fotón.

- La simetría $SU(3)$ se refiere al grupo unitario especial, el cual se compone, en éste caso específico, por todas las matrices unitarias de 3×3 que tienen determinante unidad.

La interacción asociada a éste grupo de simetría es la nuclear fuerte, cuya partícula portadora es conocida como gluón, del cual existen ocho tipos distintos. De éste modo, el tensor de fuerza de campo para dicho grupo está dado por

$$\mathcal{G}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^a - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^a + gf^{abc} \mathcal{A}_\mu^b \mathcal{A}_\nu^c, \quad (2.5)$$

donde los índices a , b y c corren sobre los ocho gluones.

Al imponer los tres grupos de simetría mencionados anteriormente, se obtiene la parte marcada en rojo mostrada en la figura 2.1. Esta imposición de simetría implica, según el teorema de Noether, algunas leyes de conservación, como por ejemplo, de número bariónico, número leptónico y los distintos tipos de carga.

El sector fermiónico del modelo estándar se compone por tres familias o generaciones, donde cada una de ellas se divide en quarks y leptones. La principal diferencia entre éstos dos es que los leptones no tienen interacción débil, además de contar con una carga eléctrica entera, mientras que los quarks cuentan con interacción fuerte y tienen carga eléctrica fraccionaria.

La principal diferencia entre las familias fermiónicas es la diferencia de masas entre cada una.

2.1.1. Electrodinámica cuántica

La electrodinámica cuántica describe las interacciones entre materia y luz, como en la sección anterior se mencionó, ésta interacción es generada a partir del grupo de simetría $U(1)$.

El lagrangiano que modela éste tipo de interacciones está dado por

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

donde ψ representa el espinor para las partículas de espín 1/2, $F^{\mu\nu}$ es el tensor de fuerza de campo y D_μ la derivada covariante de norma, que puede ser expresada como

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad (2.7)$$

con A_μ representando al cuadripotencial vectorial.

Al sustituir la definición de la derivada covariante y suponiendo que no hay fuentes externas, el lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - e\bar{\psi}\gamma_\mu A^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \quad (2.8)$$

Como se puede observar, los fotones solo interactúan con fermiones.

Para éste trabajo nos interesa saber las reglas de Feynman para estos fotones. Para esto, se emplea la ecuación de Klein-Gordon

$$(\square + m^2)\phi = 0, \quad (2.9)$$

donde $\square = \partial_\mu\partial^\mu$, m representa la masa de la partícula y ϕ el campo con el que se trabaja. Para éste caso, se trabaja con el cuadripotencial A_μ que representa al fotón, el cual no tiene masa, por lo tanto, la ecuación de Klein-Gordon toma la forma

$$\square A_\mu = 0. \quad (2.10)$$

La solución de ésta ecuación (en el espacio de momentos)[23] es

$$A_\mu = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_p}} (a_p\epsilon_\mu(p)e^{-ip\cdot x} + a_p^\dagger\epsilon_\mu^*(p)e^{ip\cdot x}), \quad (2.11)$$

donde el cuadvectores ϵ_μ se interpreta como la polarización del fotón inicial, mientras que ϵ_μ^* representa la polarización de un fotón como estado final. a_p y a_p^\dagger representan los operadores de aniquilación y creación respectivamente.

interacciones está compuesto por cuatro partes[23],

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_h + \mathcal{L}_y, \quad (2.14)$$

donde cada uno de los términos indica lo siguiente:

- \mathcal{L}_g : Describe las interacciones entre los bosones de norma que componen el sector débil, W^\pm y Z^0 con los fotones, representados por $F_{\mu\nu}$.
- \mathcal{L}_f : Éste término contiene las interacciones fermiónicas, modeladas por medio de las derivadas covariantes de norma.
- \mathcal{L}_h : Las interacciones del término escalar del Higgs así como sus interacciones con los bosones de norma.
- \mathcal{L}_y : Éste término representa las interacciones de Yukawa con los fermiones

Después del rompimiento espontáneo de la simetría, el lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_C + \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HV} + \mathcal{L}_Y \dots \quad (2.15)$$

donde

- \mathcal{L}_N : Es el término que representa las corrientes neutras expresada en términos del bosón neutral Z^0 y el fotón.
- \mathcal{L}_C : Éste término está compuesto por las corrientes cargadas mediadoras de las interacciones entre los fermiones y los bosones de norma.
- \mathcal{L}_H : Contiene los términos de autointeracción del bosón de Higgs, de grado tres y de grado cuatro.
- \mathcal{L}_{HV} : Éste término es el de interés para éste trabajo pues representa la interacción entre el bosón de Higgs y los bosones de norma, específicamente el Z^0 . Dicho término tiene la forma:

$$\mathcal{L}_{HV} = \left(gm_W H + \frac{g^2}{4} H^2 \right) \left(W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right). \quad (2.16)$$

Donde θ_W el ángulo de mezcla débil y g la constante de acoplamiento.

- \mathcal{L}_Y : Éste término representa las interacciones de Yukawa y tiene la forma

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_f \frac{gm_f}{2m_w} \bar{f} f H \quad (2.17)$$

donde f representa a los fermiones.

- Otros términos del lagrangiano incluyen las autointeracciones de grado tres y cuatro entre los bosones de norma, así como los términos cinéticos.

2.2. Teorías efectivas

Como se mencionó anteriormente, el bosón de Higgs no interactúa directamente con los fotones, por lo tanto es necesario ir más allá y para esto se utilizan las teorías efectivas.

Dentro de cada proceso, las partículas relacionadas se conocen como grados de libertad, estos pueden ser activos o pasivos. En caso de que el proceso sea a bajas energías, algunos

grados de libertad se vuelven pasivos, mientras que los grados activos se reducen al número de estados iniciales y finales a analizar. Esto es posible al analizar una expansión sobre los términos p^2/m^2 [24][25]. De éste modo, todo proceso puede ser reducido a una interacción a primer orden.

La principal ventaja de implementar una teoría efectiva, es que esto permite relacionar distintos sectores y energías mediante una interacción efectiva tal como se muestra en la figura 2.4.

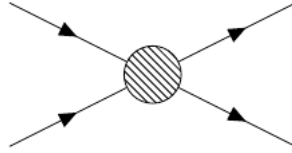


Figura 2.4: Vértice efectivo

Al construir una teoría efectiva para el modelo estándar, se reducen interacciones de altos órdenes a procesos de primer orden, concentrando las contribuciones de las interacciones internas en un vértice efectivo. Por medio de éste proceso, aparecen operadores de mayor dimensión, donde la información acerca del vértice efectivo está contenido en el factor de acoplamiento.

La forma general de construir una teoría efectiva está dada por [26]:

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{i,n} c_i^{(n)} \mathcal{O}_i^{(n)}, \quad (2.18)$$

donde $c_i^{(n)}$ es el coeficiente de Wilson englobando los posibles procesos que llevan a cierta interacción y $\mathcal{O}_i^{(n)}$ es el operador efectivo que describe la interacción entre los estados iniciales y los finales.

Sustituyendo los posibles operadores se tiene (para el caso de que un bosón de Higgs pase a fotones):

$$\mathcal{L}_{eff}^{(1)} = \kappa_\gamma \frac{\alpha}{2\pi v} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} H + \kappa_{Z\gamma} \frac{\alpha}{\pi v} F_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} H. \quad (2.19)$$

Estos términos no existen en el modelo estándar a nivel árbol, la única forma de obtener las interacciones $H \rightarrow \gamma\gamma$ o $H \rightarrow Z\gamma$ es por medio de un proceso posterior. Debido a que como se menciona antes, el Higgs se acopla por medio de la masa, se puede suponer que la mayor contribución de el proceso posterior estaría conformado por partículas pesadas.

2.3. Candidatos a materia oscura

Con el conocimiento acerca del modelo estándar y las propiedades conocidas de la materia oscura, se pueden intuir algunos candidatos posibles a partículas de materia oscura.[21] [27]

- **WIMP.** Los WIMPs son la abreviatura de partículas masivas debilmente interactuantes (Weakly Interacting Massive Particles). Las interacciones se dan por medio de la fuerza nuclear débil o la gravedad. Otra característica importante es que su rango de masas es por lo general mayor a 1 GeV , debido a esto, se mueven a velocidades relativamente bajas, entrando en la clasificación de materia oscura fría. Éste tipo de partículas tienden a formar cúmulos o halos de materia oscura debido a sus bajas velocidades. [28]
- **Neutrinos.** Los neutrinos se consideraban una especie WIMP ligero debido a su interacción tan débil con las otras partículas del modelo estándar, sin embargo, debido a su baja masa,

ésta partícula puede alcanzar velocidades relativistas y al ser considerados como materia caliente, se descartó como posible candidato.

- **Neutralino.** El neutralino es una partícula hipotética que existe en algunas teorías súper simétricas. Hay cuatro de éstos, denotados como \tilde{N}_1^0 , \tilde{N}_2^0 , \tilde{N}_3^0 y \tilde{N}_4^0 . Los cuales están ordenados de menor a mayor masa. El menor tiene una masa mayor a $300 GeV$ además de ser el único estable.[29] Es precisamente por ésto que el primero se ha considerado como un candidato a materia oscura.[30]
- **Gravitino.** El compañero supersimétrico del gravitón. Si se consideran masas dentro del rango $50 GeV < m < 2 TeV$ el gravitino puede ser considerado como un candidato a materia oscura, aunque en masas del orden de keV se puede seguir considerando un buen candidato, hay una gran cantidad de problemas al considerar el gravitino ligero.[31] Sin embargo, no es posible obtener mucha información al analizar la detección directa o indirecta[32], por lo tanto, éste es un candidato para el cual no hay muchos observables disponibles.
- **Axiones y axinos.** Los axiones son partículas propuestas para resolver el problema de CP en cromodinámica cuántica. Se predice que no tienen carga eléctrica y si su masa está dentro del rango $10^{-6} eV < m < 1 eV$ y tiene una interacción pequeña con el sector fuerte y el débil, pueden funcionar como un candidato a materia oscura[33]. De la misma forma que sus partes fermiónicas súper simétricas conocidas como axinos, los cuales son las partículas más ligeras en éste tipo de teorías. [34][35]
- **SIMPS.** A diferencia de los WIMPS, los SIMPS representan partículas que interactúan fuertemente con masas dentro del rango de $MeVs$ [36], sin embargo muestran problemas en cuanto a las predicciones en detección directa. [37]

En éste trabajo se analiza una partícula de tipo WIMP, la cual será descrita en el siguiente capítulo.

Capítulo 3

Representación tensorial antisimétrica de espín-1.

En éste capítulo se presenta un resumen acerca de la representación tensorial antisimétrica de espín-1.

El modelo estándar cuenta con representaciones de Lorentz asociadas a cada una de las partículas que contiene. Dentro de éste, existen representaciones de espín entero y de espín semi-entero, los escalares y los vectores para el primer caso, y los espinores para el segundo, sin embargo, existen representaciones de Lorentz de orden superior[38][39] que pueden ser utilizadas, con ciertas restricciones, para representar algunos tipos de partículas. Un ejemplo de éstas, son los tensores de segundo rango, los cuales, debido a sus grados de libertad, pueden representar partículas de espín-1 o espín-2 [40] permitiendo propiedades y simetrías que no aparecen dentro de la clásica representación como partículas vectoriales [41].

Una característica importante de la materia oscura es su largo de tiempo de vida de escalas cosmológicas, en la mayoría de las extensiones del modelo estándar donde se incluye un representante de la materia oscura, es necesario introducir simetrías adicionales para cumplir con la condición de longevidad.

Dentro de la representación tensorial antisimétrica [42][43] de materia oscura propuesta por Cata & Ibarra [44] las simetrías del modelo estándar son suficientes para el cumplimiento de esta característica, de aquí lo atractivo de estudiar este modelo.

En esta representación, los números cuánticos están dados por $J^{PC} = 1^{+-}$, mientras que el lagrangiano más general que se puede construir con operadores de dimensión cuatro, tiene la forma siguiente:

$$\mathcal{L}_B = \frac{1}{4} \partial_\lambda B^{\mu\nu} \partial^\lambda B_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \partial^\mu B_{\mu\nu} \partial_\rho B^{\rho\nu} - \frac{m_B^2}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \lambda_B B_{\mu\nu} B^{\nu\lambda} B_{\lambda\rho} B^{\rho\mu} \quad (3.1)$$

Esta partícula puede interactuar con las partículas del modelo estándar, sin embargo:

- Para fermiones, el operador con la forma $B_{\mu\nu} \bar{\psi}_L \sigma^{\mu\nu} \psi_R$ está prohibido debido a las simetrías del modelo. (Revisar sección 3.1)
- Con los bosones de norma, si $F^{\mu\nu}$ representa el tensor de campo (por ejemplo, para $U(1)$, $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ donde A^μ es el cuadripotencial), se tienen dos posibles operadores:
 - $B_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ es permitido por las simetrías sin embargo, si se considera que $B_{\mu\nu}$ está en su capa de masas este término se anula, de otro modo, aparecen inconsistencias.

**CAPÍTULO 3. REPRESENTACIÓN TENSORIAL ANTISIMÉTRICA DE
ESPÍN-1.**

3.1. SIMETRÍA Z_2

- $B_{\mu\nu}B_{\lambda}^{\nu}F^{\lambda\mu}$ se anula automáticamente debido a que el tensor de materia oscura es antisimétrico.

Por lo tanto, el lagrangiano de interacción de este modelo se reduce a

$$\mathcal{L}_{int} = c_B B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} (H^\dagger H) \quad (3.2)$$

3.1. Simetría Z_2

Suponiendo que se tienen dos partículas A y B , donde cada una tiene dos posibles estados, $(+1, -1)$, el producto de ambas tiene dos posibilidades, puede ser $A * B = +1$ o $A * B = -1$, en caso de que se creen otras dos partículas a partir de las primeras, el producto de estas debe ser igual a $A * B$ debido a la conservación de la carga asociada.

En el caso de este modelo, la simetría Z_2 implica que la materia oscura sea estable. Suponiendo que las partículas oscuras (A) tienen carga -1 y las pertenecientes al modelo estándar (B, C) tienen carga $+1$, el que exista simetría Z_2 implica que para que la partícula A decaiga, $A = B * C$, pero debido a que B y C tienen carga $+1$, no es posible que este proceso ocurra.

El lagrangiano descrito por las ecuaciones (3.1) y (3.2) cumple una simetría Z_2 , pues todos los términos impares del tensor se anulan automáticamente si consideramos interacciones limitadas a partículas del modelo estándar.

Una observación importante es que la simetría aparece debido a que la partícula de materia oscura se considera como un singlete dentro del grupo de norma del modelo estándar. Si se tratara de un doblete existirían algunos términos violadores de Z_2 que causarían el decaimiento de la partícula, en particular el término fermiónico descrito anteriormente aparecería causando un decaimiento en dos fermiones. Para el caso del triplete, existe estabilidad, pero esta no está relacionada con la simetría Z_2 .

3.2. Reglas de Feynman para el tensor antisimétrico

Con base en lo que se ha establecido en [45] se tiene que las reglas de Feynman para un operador de creación están dadas por:

$$\langle 0 | B_{\mu\nu} | b(q, \lambda) \rangle = \frac{i}{m_B} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_{(\lambda)}^\alpha q^\beta. \quad (3.3)$$

Esto crea una partícula tensorial de momento q y polarización λ , con q^β representando el cuadri-momento y $\varepsilon_{(\lambda)}^\alpha$ el vector de polarización λ .

Por medio de (3.3), la interacción con el campo de Higgs definida en (3.2), toma la forma:

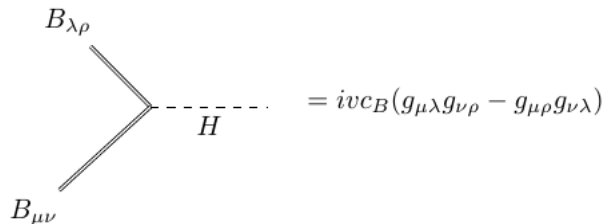


Figura 3.1: Interacción con el campo de Higgs

3.3. Observables a nivel arbol

Este modelo cuenta con dos parámetros libres, la masa de la partícula de materia oscura, representada por m_B y el parámetro adimensional c_B que representa la intensidad de la interacción entre la materia oscura y el portal de Higgs.

Los parámetros mencionados anteriormente se acotan al tomar en cuenta los observables a reproducir.

Cata & Ibarra [44] calcularon los posibles procesos que podían darse a nivel árbol, los cuales se muestran en la figura 3.2.

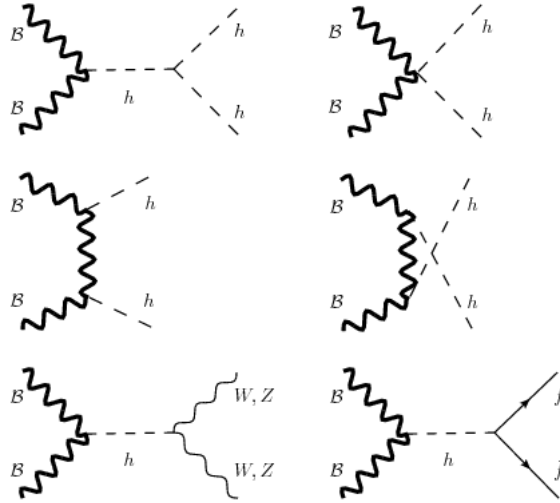


Figura 3.2: Diagramas a nivel arbol calculados por Cata & Ibarra [44] .

Sumando la contribución de todos estos procesos, se obtiene la sección eficaz total, la cual cuenta con una dependencia en la variable de Mandelstam s o la energía del centro de masas.

$$\sigma_T(s) \simeq \frac{c_B^2 s}{36\pi m_B^4} \left(\frac{12m_b^2}{s} \theta_b + \frac{12m_t^2}{s} \theta_t + 2\theta_W + \theta_Z + \left[2 + 16 \frac{c_B v^2}{m_B^2} + 40 \left(\frac{c_B v^2}{m_B^2} \right)^2 \right] \theta_h \right) \quad (3.4)$$

En esta ecuación $\theta_X = \theta(\sqrt{s} - 2m_X)$ es la función de Heaviside e indica si dichos procesos son cinemáticamente posibles.

Debido a que la sección eficaz crece proporcionalmente con s si $m_B > m_W$, ésta puede aumentar sin límite. Si se permite que ésta crezca indefinidamente, las probabilidades pueden presentar divergencias, para ésto es necesario introducir una cota de unitariedad. En éste caso se encontró [44] que la cota de unitariedad no es violada mientras que $\sqrt{s} \leq 5m_B$ y $c_B = 0.1$.

También se calcula en [46], la densidad reliquia, $\Omega_B h^2 = 0.1199 \pm 0.0027$ generada por el enfriamiento térmico. Para ajustar a este valor, se expresa c_B en términos de m_B para $m_B \gg m_H$, con un rango de $200 \text{ GeV} \leq m_B \leq 5 \text{ TeV}$ y se obtiene

$$c_B \simeq 0.061 \left(\frac{m_B}{500 \text{ GeV}} \right) \quad (3.5)$$

Basándose en experimentos de detección directa, se obtiene que la masa debe estar acotada por $m_B \geq 230 \text{ GeV}$.

CAPÍTULO 3. REPRESENTACIÓN TENSORIAL ANTISIMÉTRICA DE ESPÍN-1.

3.3. OBSERVABLES A NIVEL ARBOL

El modelo presentado aquí, a primer orden, es un buen candidato para representar a la materia oscura, sin embargo, con el fin de obtener más información acerca de la viabilidad del modelo es necesario calcular más observables que puedan ser directamente comparados con datos.

Debido a que éste modelo utiliza un portal de Higgs, el hecho de que sea una partícula escalar restringe la información que se puede obtener acerca de las propiedades de la materia oscura, pues éste acoplamiento únicamente nos permite acotar la constante de acoplamiento y el valor de la masa de la partícula.

Capítulo 4

Fenomenología de materia oscura tensorial

4.1. Detección indirecta.

4.1.1. Aniquilación con fotones resultantes

En éste capítulo se analizan los resultados obtenidos de considerar procesos de aniquilación con fotones resultantes.

El primer paso para este análisis es analizar los posibles observables que se pueden obtener a partir de ciertos modelos. Uno de los principales observables es el flujo de fotones debido a que es ahí en donde actualmente existen mayor número de experimentos y observaciones, éste observable a su vez depende de la sección eficaz, la cual es calculada a partir de la amplitud de transición.

La aniquilación entre dos de éstas partículas podría generar fotones si se presentara violación de CP, pero esto no puede ocurrir si no hay interacción débil de por medio. Debido a que estamos tratando con materia oscura y no conocemos sus propiedades ni su composición, no podríamos llegar a la conclusión de que ésta no interaccione débilmente.

Los procesos de $B \rightarrow \gamma\gamma$ no son permitidos a nivel árbol, debido a la estabilidad de la materia oscura discutida en la sección anterior, además, se toma en cuenta el teorema de Landau-Yang, el cual establece que partículas de spin-1 no pueden generar dos fotones a excepción de que estén fuera de su capa de masas [47][48].

En la sección anterior se demostró que los términos que se aniquilan directamente en un fotón se anulan debido a las simetrías o debido a la antisimetría del campo tensorial.

Debido a esto, nos damos cuenta de que la única manera de obtener señales luminosas a partir del campo tensorial es por medio de un decaimiento posterior, descartando así la posibilidad de que pudiera existir interacción débil dentro del proceso.

Tomando en cuenta el modelo descrito en el capítulo anterior y aplicando el rompimiento espontáneo de la simetría en la ecuación (3.2), se obtiene

$$\mathcal{L}_{int} = c_B B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} H^\dagger H + c_B v B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} H \quad (4.1)$$

donde v es el mínimo de potencial o el estado de vacío del campo escalar.

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA TENSORIAL
4.1. DETECCIÓN INDIRECTA.

El bosón de Higgs no se acopla con bosones de norma sin masa a nivel de árbol o primer orden, por lo tanto para observar el acoplamiento con los fotones, es necesario considerar términos de orden superior.

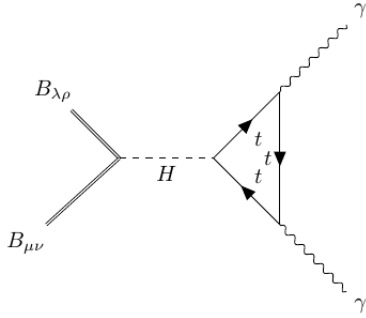


Figura 4.1: Diagrama del proceso $BB \rightarrow \gamma\gamma$

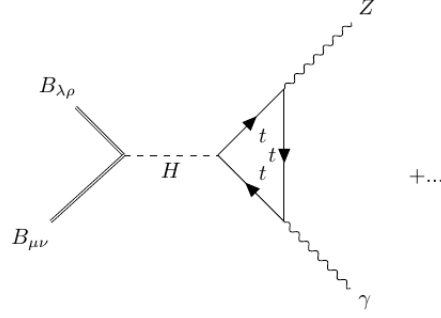


Figura 4.2: Diagrama del proceso $BB \rightarrow Z\gamma$

Considerando el segundo término del lagrangiano (4.1) y analizando los procesos posibles a órdenes superiores, se concluye que los correspondientes a los diagramas de Feynman mostrados en las figuras 4.1 y 4.2 son buenos candidatos para estudiar. El lazo de tops se toma en cuenta debido a que el Higgs se acopla por medio de la masa y los tops son de las partículas más masivas, siendo éstos procesos los que más contribuyen.

Reducción mediante teorías efectivas

Estos diagramas pueden simplificarse a nivel árbol mediante el uso de teorías efectivas[26] suprimiendo el lazo de tops en un vértice efectivo, de este modo, los diagramas anteriores toman la siguiente forma

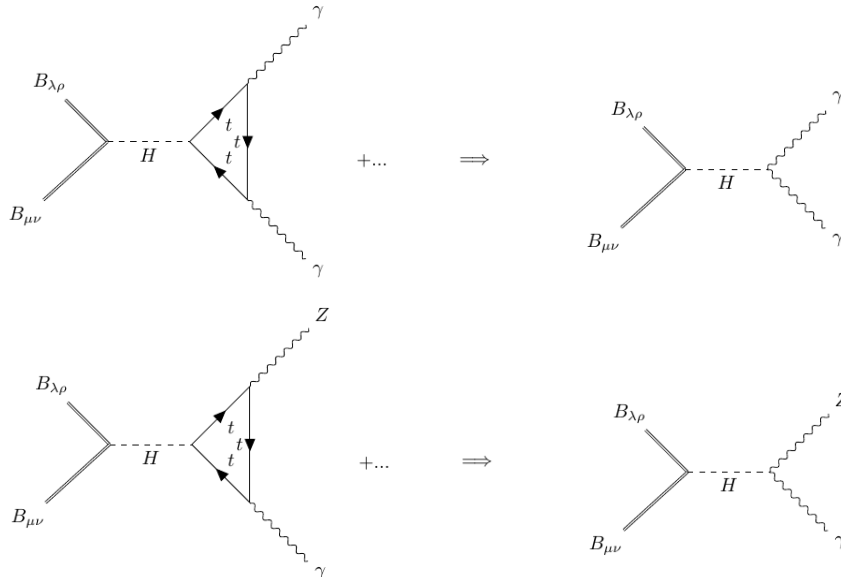


Figura 4.3: Diagramas bajo teorías efectivas

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA TENSORIAL
4.1. DETECCIÓN INDIRECTA.

El lagrangiano efectivo de interacción tiene la forma

$$\mathcal{L}_{SM}^{eff} = \kappa_\gamma \frac{\alpha}{2\pi v} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} H + \kappa_{Z\gamma} \frac{\alpha}{\pi v} A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} H \quad (4.2)$$

Donde κ_γ y $\kappa_{Z\gamma}$ son los coeficientes efectivos y se pueden expresar por medio de los modificadores de acoplamiento del modelo estándar:

$$\begin{aligned} \kappa_\gamma^2(\kappa_F, \kappa_V) &= 1.59\kappa_V^2 - 0.66\kappa_V\kappa_F + 0.07\kappa_F^2 \\ \kappa_{Z\gamma}^2(\kappa_F, \kappa_V) &= 1.12\kappa_V^2 - 0.15\kappa_V\kappa_F + 0.03\kappa_F^2 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Dentro del modelo estándar, $\kappa_F = \kappa_V = 1$, por lo tanto, $\kappa_\gamma = \kappa_{Z\gamma} = 1$. Con esto, el lagrangiano de interacción final toma la forma:

$$\mathcal{L}_{int} = \kappa_\gamma \frac{\alpha}{2\pi v} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} H + \kappa_{Z\gamma} \frac{\alpha}{\pi v} A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} H + c_B v B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} H \quad (4.4)$$

Recordando que los parámetros libres de este modelo son la masa de la partícula de materia oscura m_B y c_B , para que estos procesos sean cinemáticamente posibles es necesario que $m_B > m_H/2$ estableciendo así una cota mínima sobre la masa m_B .

4.1.2. $BB \rightarrow \gamma\gamma$

El primer paso es calcular la amplitud de transición para los diagramas mostrados en la figura 4.3. Para esto, se emplean las reglas de Feynman mostradas en la ecuación (3.3) para los tensores. Se calcula el elemento \mathcal{M} en términos de la variable de Mandelstam $s = (p_1 + p_2)^2 = (k_1 + k_2)^2$ donde p_i representa el momento de la i -ésima partícula entrante y k_i el de la i -ésima partícula saliente.

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_{\gamma\gamma} &= \frac{8\kappa_\gamma \alpha c_B}{\pi(s - m_H^2)m_B^2} \left(k_{1\mu} \epsilon_{\nu(\lambda_1)}^*(k_1) - k_{1\nu} \epsilon_{\mu(\lambda_1)}^*(k_1) \right) k_2^\mu \epsilon_{\nu(\lambda_2)}^*(k_2) \\ &\quad \times P_1^\beta \xi_{(\sigma_1)}^\alpha(P_1) \left(P_{2\beta} \xi_{\alpha(\sigma_2)}(P_2) - P_{2\alpha} \xi_{\beta(\sigma_2)}(P_2) \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Donde $\epsilon_{\nu(\lambda)}(k)$ son los vectores de polarización de los fotones, con polarización λ y $\xi_{\beta(\sigma)}(P)$ pertenece a los campos tensoriales de polarización σ . Ahora es necesario calcular el elemento $|\mathcal{M}|^2$, el cual se obtiene al multiplicar (4.5) por su complejo conjugado \mathcal{M}^\dagger y sumar sobre los estados de polarización. Esto se logra al utilizar las relaciones de suma para bosones sin masa, así como para partículas masivas:

$$\sum_\lambda \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu \rightarrow -g_{\mu\nu} \quad ; \quad \sum_\sigma \xi_\mu^* \xi_\nu \rightarrow -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m^2} \quad (4.6)$$

Lo cual da lugar a:

$$|\mathcal{M}_{\gamma\gamma}|^2 = \frac{16\alpha^2 c_B^2 \kappa_\gamma^2 s^2 (s^2 + 3m_B^4 - 2sm_B^2)}{\pi^2 m_B^4 (s - m_H^2)^2} \quad (4.7)$$

El siguiente paso es calcular la sección eficaz para estos procesos, la cual se obtiene por medio de:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\bar{\mathcal{M}}|^2}{64\pi^2 s} \quad (4.8)$$

Debido a que para este caso tenemos tres grados de libertad $|\bar{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{9}|\mathcal{M}|^2$, por lo tanto:

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 c_B^2 \kappa_\gamma^2 s (s^2 + 3m_B^4 - 2sm_B^2)}{36\pi^4 m_B^4 (s - m_H^2)^2} \quad (4.9)$$

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA TENSORIAL
4.1. DETECCIÓN INDIRECTA.

Sabemos que $d\Omega = d\phi d(\cos\theta)$. Es claro que no hay ninguna dependencia en el ángulo ϕ por lo tanto, al integrar sobre ésta variable se obtiene un 2π para cada caso. La dependencia del $\cos\theta$ está incluida en la variable de Mandelstam t , pero como se puede observar de las ecuaciones anteriores, solo existe dependencia de la variable s , por lo tanto, de esta integral se obtiene un 1 debido a que ambos fotones resultantes son partículas indistinguibles. De este modo, encontramos que:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = \frac{\alpha^2 c_B^2 \kappa_\gamma^2}{18\pi^3 m_B^4} \frac{s(s^2 + 3m_B^4 - 2sm_B^2)}{(s - m_H^2)^2} \quad (4.10)$$

El siguiente paso dentro de éste análisis es encontrar la energía con la que son emitidos los fotones, los cuales se espera tengan energías altas debido a la región de la que provienen. Para ésto, analizaremos la energía del centro de masa $\sqrt{s} = E_3 + E_4$, donde E_3 y E_4 son las energías de las partículas salientes, dadas por:

$$E_{CM}^3 = \frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \quad ; \quad E_{CM}^4 = \frac{s + m_4^2 - m_3^2}{2\sqrt{s}} \quad (4.11)$$

En este caso las partículas finales no son masivos de modo que cada uno de los fotones resultantes tendrá energía $E = \frac{\sqrt{s}}{2}$.

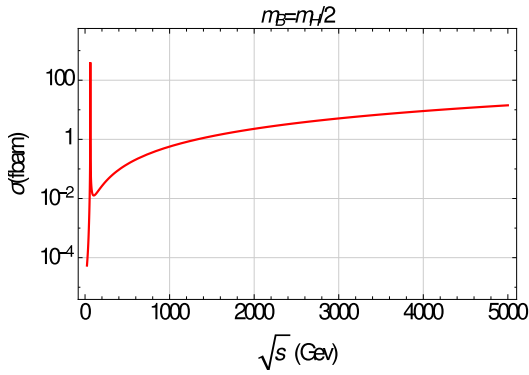


Figura 4.4: $\sigma_{\gamma\gamma}(s)$ con $m_B = m_H/2$

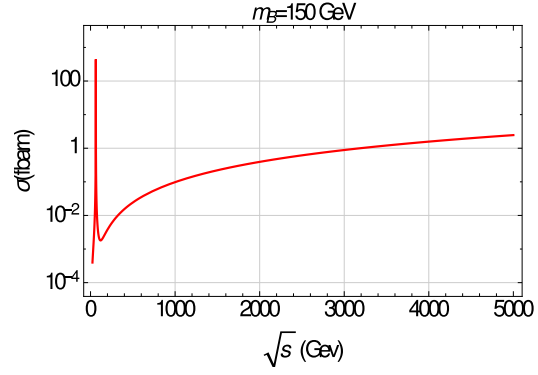


Figura 4.6: $\sigma_{\gamma\gamma}(s)$ con $m_B = 150 \text{ GeV}$

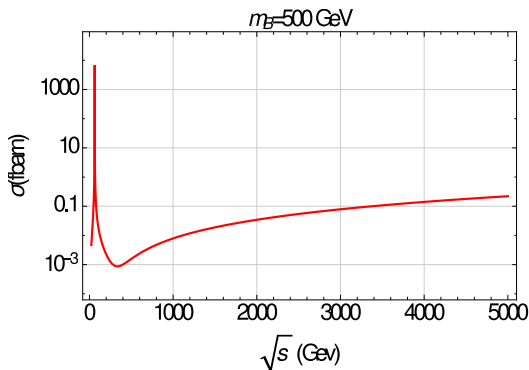


Figura 4.5: $\sigma_{\gamma\gamma}(s)$ con $m_B = 500 \text{ GeV}$

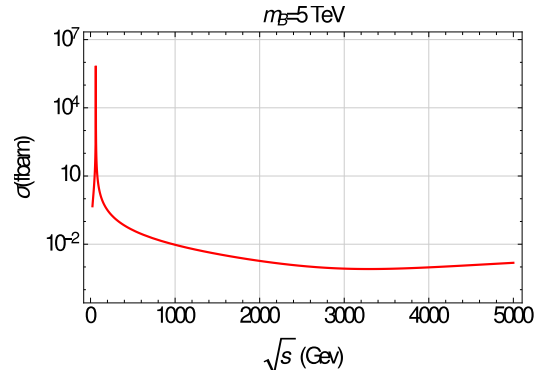


Figura 4.7: $\sigma_{\gamma\gamma}(s)$ con $m_B = 5 \text{ TeV}$

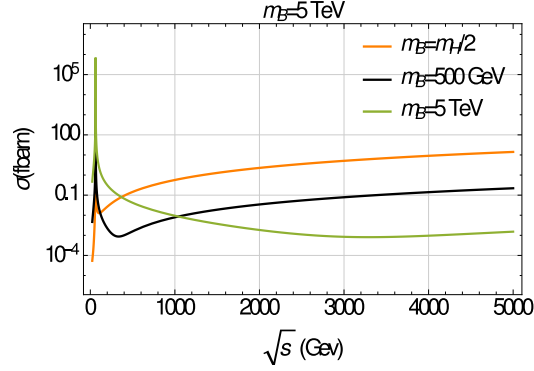


Figura 4.8: $\sigma_{\gamma\gamma}(s)$

4.1.3. $BB \rightarrow Z\gamma$

El otro proceso permitido por el lagrangiano es $BB \rightarrow Z\gamma$, cuya amplitud de transición está dada por:

$$i\mathcal{M}_{Z\gamma} = \frac{8\kappa_{Z\gamma}\alpha c_B}{\pi(s - m_H^2)m_B^2} \left(k_{1\mu}\epsilon_{\nu(\lambda)}^*(k_1) - k_{1\nu}\epsilon_{\mu(\lambda)}^*(k_1) \right) k_2^\mu \eta^{\nu\star}(\phi)(k_2) \times P_1^\beta \xi_{(\sigma_1)}^\alpha(P_1) \left(P_{2\beta}\xi_{\alpha(\sigma_2)}(P_2) - P_{2\alpha}\xi_{\beta(\sigma_2)}(P_2) \right) \quad (4.12)$$

Donde $\eta^{\nu\star}(\phi)(k_2)$ es el vector de polarización del Z, con polarización ϕ , las reglas de suma para este bosón son las mismas que para un bosón masivo tal y como se muestra en la ecuación (4.6), por lo tanto, después de multiplicar por \mathcal{M}^\dagger y sumar sobre polarizaciones, se obtiene:

$$|\mathcal{M}_{Z\gamma}|^2 = \frac{16\alpha^2 c_B^2 \kappa_{Z\gamma}^2 (s - m_Z^2)^2 (s^2 + 3m_B^4 - 2sm_B^2)}{\pi^2 m_B^4 (s - m_H^2)^2} \quad (4.13)$$

La sección eficaz por unidad de ángulo sólido se obtiene de forma análoga al caso anterior

$$\frac{d\sigma_{Z\gamma}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 c_B^2 \kappa_{Z\gamma}^2 (s - m_Z^2)^2 (s^2 + 3m_B^4 - 2sm_B^2)}{36\pi^4 m_B^4 s (s - m_H^2)^2} \quad (4.14)$$

Debido a que no hay dependencia angular, la integral arroja un factor de 4π , esto es

$$\sigma_{Z\gamma}(s) = \frac{\alpha^2 c_B^2 \kappa_{Z\gamma}^2 (s - m_Z^2)^2 (s^2 + 3m_B^4 - 2sm_B^2)}{9\pi^3 m_B^4 s (s - m_H^2)^2} \quad (4.15)$$

Utilizando la ecuación (4.11) se obtiene que la energía del fotón resultante está dada por:

$$E_\gamma = \frac{s - m_Z^2}{2\sqrt{s}} \quad (4.16)$$

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA TENSORIAL
4.1. DETECCIÓN INDIRECTA.

Este valor está desfasado del caso anterior por la masa del bosón Z .

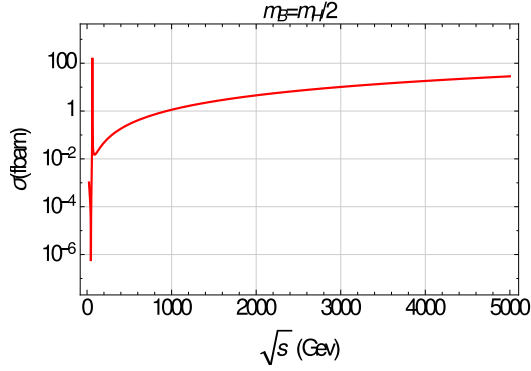


Figura 4.9: $\sigma_{Z\gamma}(s)$ con $m_B = m_H/2$

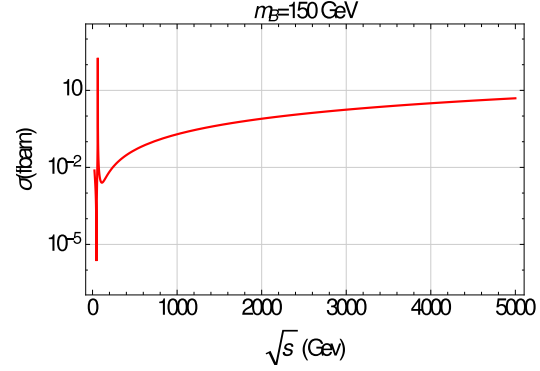


Figura 4.11: $\sigma_{Z\gamma}(s)$ con $m_B = 150 \text{ GeV}$

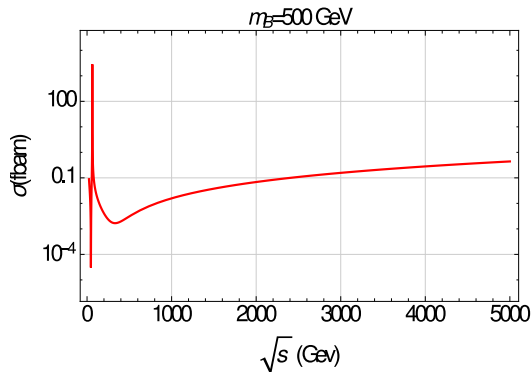


Figura 4.10: $\sigma_{Z\gamma}(s)$ con $m_B = 500 \text{ GeV}$

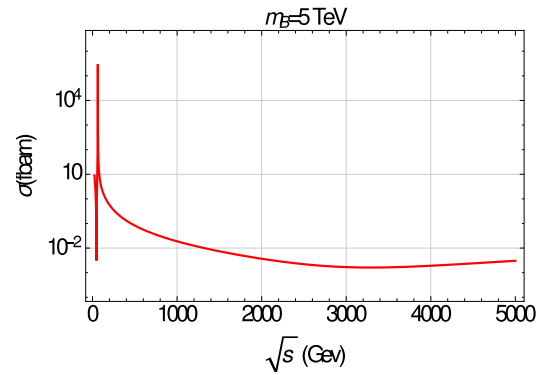


Figura 4.12: $\sigma_{Z\gamma}(s)$ con $m_B = 5 \text{ TeV}$

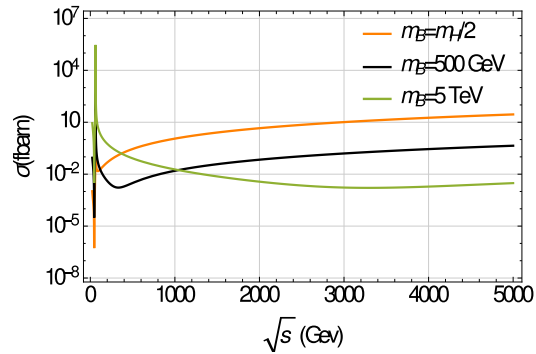


Figura 4.13: $\sigma_{Z\gamma}(s)$

4.1.4. Comparación con procesos a primer orden

Considerando $s \gg m_B$, se tiene

$$\sigma(s) \simeq \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{c_B^2 s}{36\pi m_B^4} (2\kappa_{\gamma\gamma} + 4\kappa_{Z\gamma}) \theta_H \simeq \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \sigma_T(s) \quad (4.17)$$

Comparando con (3.4), se observa que para el caso analizado hay una supresión por $\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2$, es decir, la sección eficaz para procesos a un lazo es aproximadamente 5×10^{-6} veces la calculada para los procesos a nivel árbol.

4.1.5. Flujo de fotones

Las energías resultantes corresponden a rayos gamma (TeV) y para cada proceso se pueden observar en la figura 4.14.

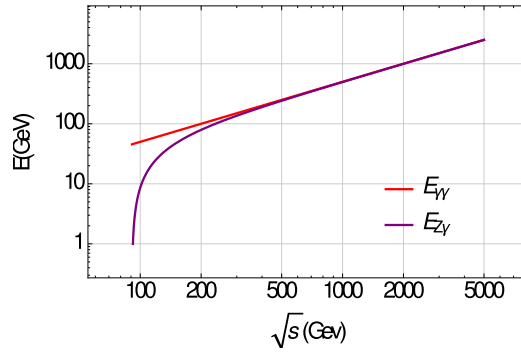


Figura 4.14: Energía de los fotones resultantes para cada proceso

El siguiente paso es obtener el flujo de fotones que llegan a la Tierra provenientes de los procesos analizados en las secciones anteriores. Para esto, se sigue un proceso como el mostrado en [49], por lo que el flujo de partículas para nuestro caso está dado por

$$\phi = \frac{\langle \sigma_{Av} \rangle}{8\pi m_B^2} \int dE_\gamma \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} J \quad (4.18)$$

el valor de J está dado por

$$J = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int dx \rho^2(r_g(\theta, x)) \quad (4.19)$$

donde $\langle \sigma_{Av} \rangle$ es la sección eficaz de aniquilación, $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ es el espectro de energías de los fotones resultantes, $\Delta\Omega$ el ángulo sólido y $\rho^2(r_g(\theta, x))$ representa el perfil de densidad de la materia oscura integrado sobre una línea de visión, con

$$r_g(\theta, x) = \sqrt{R^2 - 2xR \cos \theta + x^2} \quad (4.20)$$

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA TENSORIAL
4.1. DETECCIÓN INDIRECTA.

R representa la distancia a la galaxia que se observa y x es la línea de visión sobre la cual se integra.

La sección eficaz de aniquilación se obtiene a partir de [50], de la siguiente forma:

$$\langle \sigma_{Av} \rangle = \frac{1}{8m_B^4 T K_2^2(m_B/T)} \int_{4m_B^2}^{\infty} \sigma(s - 4m_B^2) \sqrt{s} K_1(\sqrt{s}/T) ds \quad (4.21)$$

donde $K_i(x)$ representa a las funciones de Bessel modificadas de orden i .

Para obtener el espectro de energías de los fotones resultantes se utiliza la definición mostrada en [51]

$$\frac{dN}{dx} = \sum_i \frac{d(\sigma_i v)/dx}{\sigma_i v} \quad (4.22)$$

donde la variable x puede ser expresada como $x = E_\gamma/m_B$.

Para la siguiente parte es necesario introducir un perfil de densidad para la materia oscura, se usan los cuatro perfiles mostrados en la sección 2.2 y se analizan las galaxias mostradas en la tabla 4.1.

Galaxia	Distancia (kpc)
Bootes I	66
Carina	105
Coma Berenices	44
Draco	76
Fornax	147
Leo II	233
Segue I	23

Tabla 4.1: Distancia a galaxias enanas esferoidales

Al calcular el flujo de fotones provenientes de las interacciones $BB \rightarrow \gamma\gamma$ y $BB \rightarrow Z\gamma$ se obtienen las siguientes figuras.

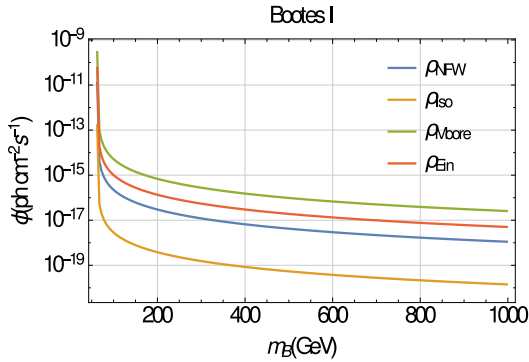


Figura 4.15: Flujo de fotones para Bootes I

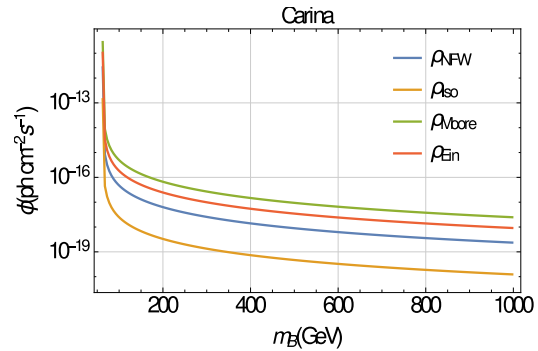


Figura 4.16: Flujo de fotones para Carina

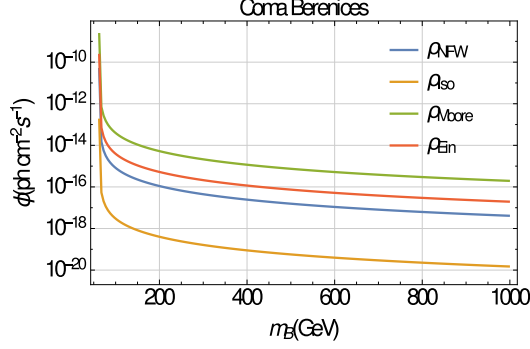


Figura 4.17: Flujo de fotones para C. Berenices

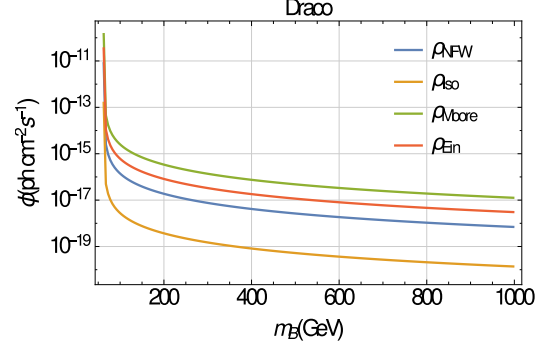


Figura 4.18: Flujo de fotones para Draco

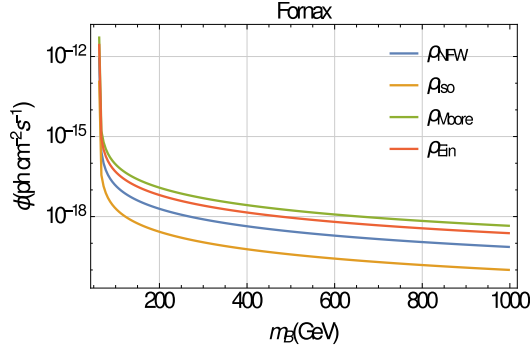


Figura 4.19: Flujo de fotones para Fornax

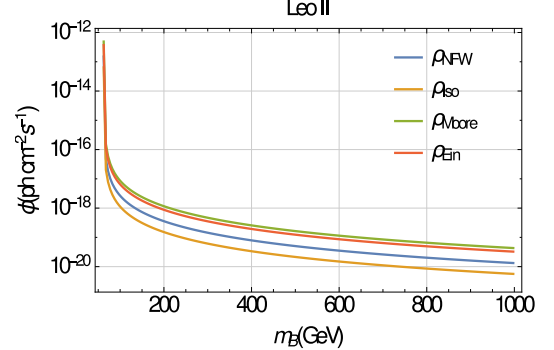


Figura 4.20: Flujo de fotones para Leo II

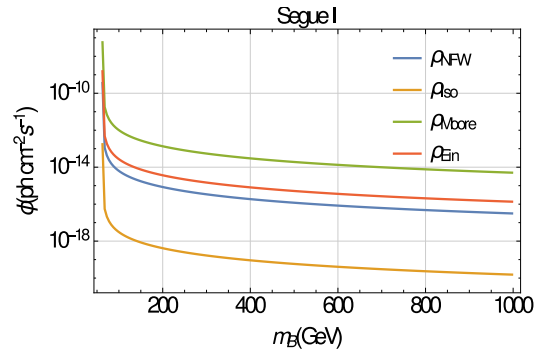


Figura 4.21: Flujo de fotones para Segue I

Como se observa en las figuras anteriores, el flujo de fotones es muy pequeño en comparación a los flujos medidos para procesos de tipo $BB \rightarrow b\bar{b}, \tau^+\tau^-, W^+W^-$ [52][53][54] (entre tres y cinco ordenes de magnitud).

De las figuras anteriores se observa que para m_B grandes, los flujos relacionados a cada perfil de densidad tienen una diferencia de tres ordenes de magnitud, en promedio. Ésto se atribuye a la diferencia en el valor de J y el decrecimiento abrupto del flujo ocasionado por la masa.

4.2. Detección directa.

Para este caso se calcula el efecto producido por la materia oscura cuando esta colisiona con nucleones, a primera aproximación se considerará el caso en el que la interacción es fundamental, es decir, solo entre quarks. El objetivo de esto es analizar la información que se obtiene acerca del momento transferido por la partícula de materia oscura al quark.

Para esto es necesario analizar un proceso como el mostrado en la figura 4.22.

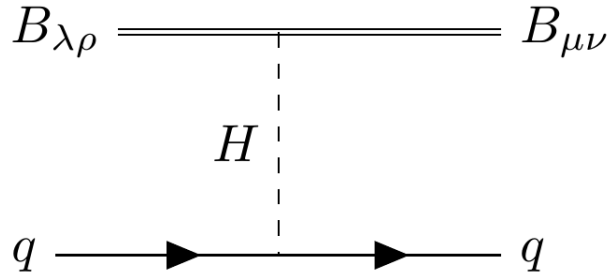


Figura 4.22: Proceso de dispersión para detección directa

La amplitud de este proceso está dada por:

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_{Bq \rightarrow Bq} &\simeq \frac{m_q c_B}{m_B^2(t - m_H^2)} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \xi_\alpha(P_1)_{(\sigma)} P_1^\beta (g_{\mu\rho} g_{\nu\delta} - g_{\nu\rho} g_{\mu\delta}) \epsilon_{\rho\delta\kappa\lambda} \xi_\kappa^*(P_2)_{(\sigma)} P_2^\lambda u(k_1) \bar{u}(k_2) \\
 &= \frac{2vc_B g_f}{m_B^2(t - m_H^2)} \left[(t - 2m_B^2) (\xi_{(\sigma)}(P_1) \cdot \xi_{(\sigma)}^*(P_2)) + 2\xi_{(\sigma)}(P_1) \cdot P_2 \xi_{(\sigma)}^*(P_2) \cdot P_1 \right] u(k_1) \bar{u}(k_2)
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

Después de sumar sobre polarizaciones y espines de la misma forma que en los cálculos anteriores se obtiene:

$$|\mathcal{M}_{Bq \rightarrow Bq}|^2 = \frac{32c_B^2 m_q^4 (-4tm_B^2 + 6m_B^4 + t^2)}{m_B^4 (t - m_H^2)} \tag{4.24}$$

Para obtener más información acerca de la viabilidad de este modelo en comparación con modelos más sencillos se calcula el mismo proceso mostrado en la figura 4.22 considerando a la materia oscura como un campo escalar.[55]

En este caso el lagrangiano de interacción está dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{singlete}} = \frac{1}{2} \mu^2 S^2 + \frac{1}{2} \lambda^2 S^2 |H|^2 \tag{4.25}$$

Después de imponer la norma unitaria sobre el Higgs, el término a analizar es $v\lambda^2 S^2 H$, por lo tanto, utilizando las reglas de Feynman correspondientes:

$$i\mathcal{M}_{Sq \rightarrow Sq} \simeq \frac{\lambda^2 m_q}{t - m_H^2} u(k_1) \bar{u}(k_2) \tag{4.26}$$

Resultando, después de la suma sobre espines en:

$$|\mathcal{M}_{Sq \rightarrow Sq}|^2 = \frac{4\lambda^4 m_q^4}{(t - m_H^2)^2} \tag{4.27}$$

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA TENSORIAL
4.2. DETECCIÓN DIRECTA.

donde la variable de Mandelstam t se define como

$$t = (p_1 - p_3)^2 = m_B^2 + m_q^2 - 2m_q m_B \cos \theta \quad (4.28)$$

de las expresiones anteriores es posible obtener la sección eficaz utilizando la ecuación 4.8, es fácil ver que las integrales sobre ϕ son triviales arrojando un 2π en cada caso, mientras que para la integral sobre $\cos \theta$ es necesario expresar esto en términos de la variable t , lo cual se logra a partir de la ec.4.28, donde los respectivos límites de integración están dados por:

$$t_{min} = (m_q - m_B)^2 \quad y \quad t_{max} = (m_q + m_B)^2 \quad (4.29)$$

mientras que

$$dt = -2m_q m_B d(\cos \theta) \quad (4.30)$$

de modo que al integrar la expresión anterior para el caso de la partícula de materia oscura tensorial, se obtiene

$$\begin{aligned} \sigma_{Bq \rightarrow Bq} = & c_B^2 m_q^3 (- 4m_B m_q^3 (m_B^2 + m_H^2) + 2m_B m_q (-6m_B^2 m_H^2 + 7m_B^4 + 2m_H^4) \\ & + [(m_q^4 + (m_B^2 - m_H^2)^2)(2m_B^2 - m_H^2) - 2m_q^2 (m_B^2 m_H^2 + 2m_B^4 - m_H^4)] \\ & \times \ln \left[\frac{(m_B - m_q)^2 - m_H^2}{(m_b - m_h + m_q)(m_b + m_h + m_q)} \right] + 2m_B m_q^5 \Big) / \\ & [9\pi s m_B^5 [(m_B - m_q)^2 - m_H^2](m_B - m_H + m_q)(m_B + m_H + m_q)] \end{aligned} \quad (4.31)$$

Para el caso en que se tiene la partícula de materia oscura escalar, la sección eficaz toma la forma

$$\sigma_{Sq \rightarrow Sq} = \frac{\lambda^4 m_q^4}{36\pi s [-2m_H^2 (m_S^2 + m_q^2) + m_H^4 + (m_B^2 - m_q^2)^2]} \quad (4.32)$$

La razón entre ambas secciones eficaces está dada por

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{Bq \rightarrow Bq}}{\sigma_{Sq \rightarrow Sq}} = & G^2 (- 4m_B m_q^3 (m_B^2 + m_H^2) + 2m_B m_q (-6m_B^2 m_H^2 + 7m_B^4 + 2m_H^4) \\ & + [(m_q^4 + (m_B^2 - m_H^2)^2)(2m_B^2 - m_H^2) - 2m_q^2 (m_B^2 m_H^2 + 2m_B^4 - m_H^4)] \\ & \times \ln \left[\frac{(m_B - m_q)^2 - m_H^2}{(m_b - m_h + m_q)(m_b + m_h + m_q)} \right] + 2m_B m_q^5 \Big) \\ & [-2m_H^2 (m_S^2 + m_q^2) + m_H^4 + (m_S^2 - m_q^2)^2] / \\ & [-2m_q^3 (m_B^2 + m_H^2) + m_q^5 + m_q (m_B^2 - m_H^2)^2] \end{aligned} \quad (4.33)$$

donde la constante G está compuesta por la masa de la partícula tensorial y los acoplamiento de ambas partículas de materia oscura con el bosón de Higgs de la siguiente manera

$$G = \frac{2c_B}{\lambda^2 \sqrt{m_B^5}} \quad (4.34)$$

CAPÍTULO 4. FENOMENOLOGÍA DE MATERIA OSCURA TENSORIAL
4.2. DETECCIÓN DIRECTA.

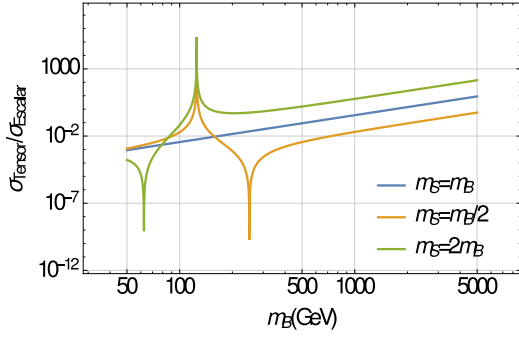


Figura 4.23: Razón entre la sección eficaz para una partícula tensorial y una escalar de materia oscura

Dependiendo de los valores de los acoplamientos y parámetros libres, se observa que para masas grandes tales que $m_B \simeq 1.7 \text{ TeV}$ (para éste caso) la sección eficaz de la partícula tensorial es mayor que la del singlete escalar.

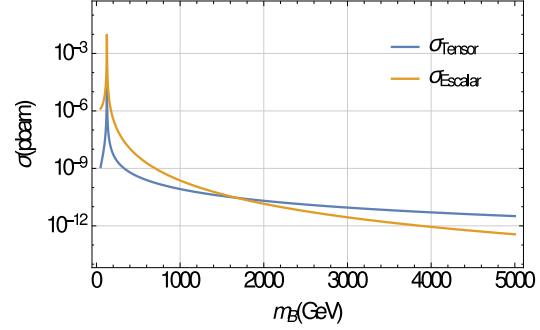


Figura 4.24: Sección eficaz para una partícula tensorial y una escalar de materia oscura cuando $m_S = m_B$

Capítulo 5

Conclusiones

1. Las interacciones con fotones resultantes de aniquilación de materia oscura son muy pequeñas a comparación con las de nivel árbol. El imponer un proceso a un lazo y reducirlo mediante teorías efectivas suprime de gran manera la interacción (específicamente por un factor de $\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \simeq 5 \times 10^{-6}$). El rango de ésta interacción en términos del rango de la masa está acotado por aproximadamente tres órdenes de magnitud.
2. Las energías de los fotones resultantes entran en el espectro de rayos X y rayos gamma, incrementando la energía en función del momento de las partículas de materia oscura que se aniquilan, éstas energías terminan siendo mayores para el proceso $BB \rightarrow \gamma\gamma$, sin embargo, cuando la energía del centro de masas es muy grande, las señales provenientes de los dos canales ($BB \rightarrow \gamma\gamma$ y $BB \rightarrow z\gamma$) se vuelven indistinguibles.
3. El flujo de fotones que llega a la Tierra a partir de estos procesos es entre uno y cuatro ordenes de magnitud menor que el medido en las galaxias analizadas. Los dispositivos de medición actuales no cuentan con la precisión para poder distinguir éstas señales de toda la radiación de fondo o recabar las longitudes de onda de los fotones resultantes. El obtener ésta información permitiría un mayor entendimiento sobre la naturaleza de la materia oscura.
4. La sección eficaz para los procesos de dispersión es mayor para la materia oscura tensorial que para la escalar a partir de cierta masa. Ésta masa crítica depende de los factores de acoplamiento con el bosón de Higgs y de la diferencia de las masas entre ambas partículas.
5. El modelo de materia oscura tensorial sigue siendo viable al poder reproducir al menos en el orden de magnitud las observables aquí analizadas, sin embargo es necesario estudiar nuevos observables que permitan ampliar la fenomenología expuesta aquí con el fin de analizar más acerca de la viabilidad de los modelos.
6. Debido a la naturaleza del bosón de Higgs, que aparece como portal en la representación tensorial de materia oscura, y la reducida información que se obtiene a partir de éste, es necesario estudiar otros escenarios o considerar las interacciones con las componentes dependientes del espín.

Apéndice A

Apéndice: FeynCalc

Para la realización de los cálculos presentados en éste trabajo se empleó el software *FeynCalc*. En éste apéndice se explican los comandos utilizados así como la instalación del software. Para la instalación, es necesario correr el siguiente comando en cualquier sesión de Mathematica.

```
<<ImportString[URLFetch["https://raw.githubusercontent.com/  
FeynCalc/feyncalc/master/install.m"]]  
<<InstallFeynCalc[]
```

Después de la instalación, para cargar FeynCalc en una sesión de Mathematica se utiliza el comando

```
<<FeynCalc‘
```

Las funciones que fueron utilizadas son las siguientes:

- `ScalarProduct[P1,P2]`
Ésta función sirve para definir los productos escalares entre dos cuadvectores, los argumentos que recibe son precisamente estos dos cuadvectores.
- `FourVector[P,m]`
Esta función crea el cuadvector P^m .
- `MetricTensor[m,n]`
Indica un tensor métrico: g_{mn} .
- `Contract[expr]`
Permite contraer todos los índices de Lorentz repetidos en la expresión.
- `PolarizationVector[P,m]`
Esta función crea el cuadvector de polarización del cuadrivector P , m es el índice de Lorentz del vector de polarización.
- `DoPolarizationSums[exp,P]`
Suma sobre los estados de polarización de una partícula con momento P y masa P^2 . Si se agrega después de P un 0, se lleva a cabo una sobre los estados de polarización de una partícula con momento P y sin masa.
- `SpinorU[P,m]`
Genera un espinor con momento P y masa m .

- `DiracMatrix[m]`
Genera una matriz gamma con índice m , es decir, γ^m .
- `ComplexConjugate[expr]`
Calcula el complejo conjugado de una expresión.

Bibliografía

- [1] Bertone G. *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches*. Cambridge University Press, 2010.
- [2] M. Milgrom. A Modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophys. J.*, 270:365–370, 1983.
- [3] A. Ibarra. Dark matter phenomenology. Catedra Augusto García González, CINVESTAV, 2018.
- [4] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933. [Gen. Rel. Grav.41,207(2009)].
- [5] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *Astrophys. J.*, 86:217–246, 1937.
- [6] H. Babcock. The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 498:41–51, 1939.
- [7] Vera C. Rubin and W. Kent Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophys. J.*, 159:379–403, 1970.
- [8] V. C. Rubin, N. Thonnard, and W. K. Ford, Jr. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/. *Astrophys. J.*, 238:471, 1980.
- [9] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, 648:L109–L113, 2006.
- [10] Marusa Bradac, Steven W. Allen, Tommaso Treu, Harald Ebeling, Richard Massey, R. Glenn Morris, Anja von der Linden, and Douglas Applegate. Revealing the properties of dark matter in the merging cluster MACSJ0025.4-1222. *Astrophys. J.*, 687:959, 2008.
- [11] A. Mahdavi, H. y Hoekstra, A. y Babul, D. y Balam, and P. Capak. A Dark Core in Abell 520. *Astrophys. J.*, 668:806–814, 2007.
- [12] Martin L. Perl, Peter C. Kim, Valerie Halyo, Eric R. Lee, Irwin T. Lee, Dinesh Loomba, and Klaus S. Lackner. The Search for stable, massive, elementary particles. *Int. J. Mod. Phys.*, A16:2137–2164, 2001.
- [13] Samuel D. McDermott, Hai-Bo Yu, and Kathryn M. Zurek. Turning off the Lights: How Dark is Dark Matter? *Phys. Rev.*, D83:063509, 2011.
- [14] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. The Structure of cold dark matter halos. *Astrophys. J.*, 462:563–575, 1996.

- [15] B. Moore, F. Governato, T. Quinn, J. Stadel, and G. Lake. Resolving the structure of cold dark matter halos. *The Astrophysical Journal*, 499(1):L5–L8, may 1998.
- [16] J. Sommer-Larsen, T. C. Beers, C. Flynn, R. Wilhelm, and P. R. Christensen. A dynamical and kinematical model of the galactic stellar halo and possible implications for galaxy formation scenarios. *Astrophys. J.*, 481:775, 1997.
- [17] Einasto J. . *Trudy Inst. Astroz.*, 1965.
- [18] J. I. Read. The Local Dark Matter Density. *J. Phys.*, G41:063101, 2014.
- [19] Daniel J. H. Chung, Edward W. Kolb, and Antonio Riotto. Nonthermal supermassive dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 81:4048–4051, Nov 1998.
- [20] Rouzbeh Allahverdi and Manuel Drees. Production of massive stable particles in inflaton decay. *Phys. Rev. Lett.*, 89:091302, Aug 2002.
- [21] Howard Baer, Ki-Young Choi, Jihn E. Kim, and Leszek Roszkowski. Dark matter production in the early universe: Beyond the thermal wimp paradigm. *Physics Reports*, 555:1 – 60, 2015. Dark matter production in the early Universe: Beyond the thermal WIMP paradigm.
- [22] Jihn E. Kim and Gianpaolo Carosi. Axions and the Strong CP Problem. *Rev. Mod. Phys.*, 82:557–602, 2010.
- [23] Peskin M. E. & Schroeder D.V. *An Introduction to Quantum Field Theory*. HarperCollins, 1995.
- [24] Ira Z. Rothstein. TASI lectures on effective field theories. 2003.
- [25] Ben Gripaios. Lectures on Effective Field Theory. 2015.
- [26] M. Tanabashi and et al PDG. 2018 review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98(10):194–196, 2018.
- [27] Jonathan L. Feng. Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 48:495–545, 2010.
- [28] Leszek Roszkowski. Particle dark matter: A Theorist’s perspective. *Pramana*, 62:389–401, 2004.
- [29] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. pages 1–98, 1997. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
- [30] John Ellis, J.S. Hagelin, D.V. Nanopoulos, K. Olive, and M. Srednicki. Supersymmetric relics from the big bang. *Nuclear Physics B*, 238(2):453 – 476, 1984.
- [31] Jonathan L. Feng, Arvind Rajaraman, and Fumihiro Takayama. Superweakly interacting massive particles. *Phys. Rev. Lett.*, 91:011302, Jul 2003.
- [32] Jonathan L. Feng, Arvind Rajaraman, and Fumihiro Takayama. Superweakly interacting massive particle dark matter signals from the early universe. *Phys. Rev. D*, 68:063504, Sep 2003.
- [33] John Preskill, Mark B. Wise, and Frank Wilczek. Cosmology of the invisible axion. *Physics Letters B*, 120(1):127 – 132, 1983.
- [34] Laura Covi, Jihn E. Kim, and Leszek Roszkowski. Axinos as cold dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 82:4180–4183, May 1999.

- [35] Dan Hooper and Lian-Tao Wang. Possible evidence for axino dark matter in the galactic bulge. *Phys. Rev.*, D70:063506, 2004.
- [36] Yonit Hochberg, Eric Kuflik, Tomer Volansky, and Jay G. Wacker. Mechanism for Thermal Relic Dark Matter of Strongly Interacting Massive Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 113:171301, 2014.
- [37] D. Javorsek, D. Elmore, E. Fischbach, D. Granger, T. Miller, D. Oliver, and V. Teplitz. New experimental limits on strongly interacting massive particles at the tev scale. *Phys. Rev. Lett.*, 87:231804, Nov 2001.
- [38] Steven Weinberg. Feynman Rules for Any Spin. *Phys. Rev.*, 133:B1318–B1332, 1964.
- [39] D. Shay. A lagrangian formulation of the joos-weinberg wave equations for spin-s particles. *II Nuovo Cimento A (1971-1996)*, 57(2):210–218, Sep 1968.
- [40] A.J. Macfarlane. Tensor formulation of spin-1 and spin-2 fields. *W. Commun.Math. Phys.*, 24:211–224, 1972.
- [41] G. Ecker, J. Gasser, A. Pich, and E. de Rafael. The Role of Resonances in Chiral Perturbation Theory. *Nucl. Phys.*, B321:311–342, 1989.
- [42] L. V. Avdeev and M. V. Chizhov. Antisymmetric tensor matter fields: An Abelian model. *Phys. Lett.*, B321:212–218, 1994.
- [43] M. Napsuciale, S. Rodríguez, Rodolfo Ferro-Hernández, and Selim Gómez-Ávila. Spin one matter fields. *Phys. Rev.*, D93(7):076003, 2016.
- [44] Oscar Cata and Alejandro Ibarra. Dark Matter Stability without New Symmetries. *Phys. Rev.*, D90(6):063509, 2014.
- [45] Oscar Catà. Lurking pseudovectors below the TeV scale. *Eur. Phys. J.*, C74(8):2991, 2014.
- [46] P. A. R. Ade et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 571:A16, 2014.
- [47] C. N. Yang. Selection rules for the dematerialization of a particle into two photons. *Phys. Rev.*, 77:242–245, Jan 1950.
- [48] Landau L. D. 65 - on the angular momentum of a system of two photons. In D. TER HAAR, editor, *Collected Papers of L.D. Landau*, pages 471 – 473. Pergamon, 1965.
- [49] J. Patrick Harding and Brenda Dingus. Dark Matter Annihilation and Decay Searches with the High Altitude Water Cherenkov (HAWC) Observatory. *PoS, ICRC2015:1227*, 2016.
- [50] Paolo Gondolo and Graciela Gelmini. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nuclear Physics B*, 360(1):145 – 179, 1991.
- [51] Lars Bergstrom, Torsten Bringmann, Martin Eriksson, and Michael Gustafsson. Gamma rays from Kaluza-Klein dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 94:131301, 2005.
- [52] A. A. Abdo et al. Observations of milky way dwarf spheroidal galaxies with the fermi large area telescope detector and constraints on dark matter models. *The Astrophysical Journal*, 712(1):147–158, feb 2010.
- [53] A. Abramowski et al. Search for dark matter annihilation signals from the fornax galaxy cluster with h.e.s.s. *The Astrophysical Journal*, 750(2):123, apr 2012.

- [54] M Ackermann et al. Constraints on dark matter annihilation in clusters of galaxies with the fermi large area telescope. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010(05):025–025, may 2010.
- [55] James M. Cline, Kimmo Kainulainen, Pat Scott, and Christoph Weniger. Update on scalar singlet dark matter. *Phys. Rev.*, D88:055025, 2013. [Erratum: *Phys. Rev.*D92,no.3,039906(2015)].