

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla  
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas



Tesis para Obtener el Grado de Maestría en Física Aplicada

Búsqueda de Materia Oscura con HAWC

*Lic. Reyna Xoxocotzi Aguilar*

Asesor: Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz

Co-Asesor: Dr. Humberto Salazar Ibargüen

Julio, 2009

# Índice general

<b>1. Resumen.</b>	<b>3</b>
<b>2. Introducción.</b>	<b>5</b>
2.1. Historia del Universo. . . . .	5
2.2. Materia Oscura. . . . .	7
2.2.1. Evidencias. . . . .	7
2.2.2. Propiedades Fundamentales de la Materia Oscura. . . . .	11
2.3. Candidatos de Materia Oscura. . . . .	12
2.3.1. Neutrinos del Modelo Estándar . . . . .	12
2.3.2. Axiones . . . . .	13
2.3.3. Materia Oscura Escalar Ligera . . . . .	13
2.3.4. Modelos de Little Higgs de Materia Oscura . . . . .	13
2.3.5. Candidatos Supersimétricos . . . . .	14
2.3.6. Candidatos de Dimensiones Extras Universales. . . . .	15
<b>3. Modelo Mínimo de Materia Oscura.</b>	<b>17</b>
3.1. Introducción. . . . .	17
3.2. Construcción del modelo (MDM). . . . .	18
3.3. Determinación de la densidad Relica y de la masa. . . . .	20
3.4. Desplazamiento de la masa. . . . .	23
3.5. Detección Directa de señales de MO. . . . .	24
3.6. Detección Indirecta de señales de MO. . . . .	25
<b>4. Detección Directa e Indirecta de MO.</b>	<b>31</b>
4.1. Experimentos de Detección Directa. . . . .	31
4.2. Experimentos de Detección Indirecta. . . . .	34
4.3. Experimentos de Rayos Gamma. . . . .	34
4.3.1. Telescopios de Superficie. . . . .	35

4.3.2.	Experimentos de positrones y Anti-proton. . . . .	36
4.3.3.	Telescopios Espaciales. . . . .	37
4.3.4.	Telescopios de Neutrinos. . . . .	38
<b>5.</b>	<b>Búsqueda de WIMPs con el detector MILAGRO.</b>	<b>41</b>
5.1.	Resultados obtenidos con Milagro. . . . .	42
5.2.	Cotas sobre MOM. . . . .	43
<b>6.</b>	<b>Detección de MO con HAWC.</b>	<b>45</b>
6.1.	El Sitio Sierra Negra. . . . .	46
6.2.	Astrofísica de HAWC. . . . .	46
6.3.	Detección de fotones con HAWC. . . . .	47
6.4.	Lluvias Electromagnéticas. . . . .	48
6.5.	Rayos $\gamma$ y Radiación Cerenkov. . . . .	50
6.6.	Aniquilación $e^-e^+$ y Producción de $e^+$ . . . . .	51
6.7.	Simulación de Lluvias Electromagnéticas. . . . .	51
6.7.1.	Función de Distribución Lateral (LDF). . . . .	55
6.7.2.	Dirección de Arribo. . . . .	57
<b>7.</b>	<b>Conclusiones.</b>	<b>59</b>
<b>8.</b>	<b>Apéndice A.</b>	<b>61</b>
<b>9.</b>	<b>Apéndice B.</b>	<b>65</b>
<b>10.</b>	<b>Apéndice C.</b>	<b>69</b>
<b>11.</b>	<b>Apéndice D.</b>	<b>73</b>

# Comité

---

Dr. Alfonso Rosado Sánchez

Presidente

---

Dr. Oscar M. Martínez Bravo

Secretario

---

Dr. Javier M. Hernández López

Vocal

---

Dr. Roberto Cartas Fuentevilla

Suplente

---

Dr. Humberto Salazar Ibargüen

Co-Asesor



# Capítulo 1

## Resumen.

En los últimos años se han llevado a cabo una serie de experimentos en el área de astrofísica, que han ayudado a aclarar lo que se creía hasta ahora un gran misterio, y han dado la pauta para el desarrollo de nuevos experimentos que nos ayuden a contestar las preguntas, que aún nos hacemos acerca del universo en el que vivimos. Gracias a los descubrimientos, basados en la observación de diferentes fenómenos astrofísicos, ahora se sabe que la mayor cantidad de materia de la cual está constituido el universo, no es la materia visible, sino Materia Oscura. Explicar la existencia y composición de este tipo de materia, es actualmente un gran reto, al cual se enfrentan la física y la cosmología.

Para resolver el misterio de la Materia Oscura, han surgido muchas propuestas dentro de los modelos de física de partículas, que van desde la postulación de la existencia de una partícula hipotética, masiva, que interacciona débilmente, hasta aquellos modelos, donde se postula que la interacción gravitacional debe ser variable para generar un universo como el que conocemos.

Se sabe, que el Modelo Estándar de la física de partículas (ME), es una teoría que describe las interacciones fundamentales de la naturaleza, así como a las partículas elementales que componen toda la materia, sin embargo el ME no predice la existencia de Materia Oscura en el universo. En este trabajo se explora una aproximación minimalista, donde se agrega una pequeña cantidad de nueva física al Modelo Estándar, y de este modo se obtienen candidatos exitosos de Materia Oscura, sin poner en riesgo las características básicas del ME.

Por otro lado, alrededor de todo el mundo, se han construido experimentos para tratar de detectar Materia Oscura, pero debido a sus características,

resulta difícil observar su interacción con la materia. Sin embargo, la MO puede ser detectada de manera indirecta observando, por ejemplo, los productos de su aniquilación, en este caso, se analizan las señales de pares de fotones provenientes de la aniquilación de partículas de MO. Estas señales pueden ser observadas en experimentos como HAWC, mediante la detección de radiación Cerenkov.

El presente trabajo está organizado de la siguiente manera. En el capítulo 1, se describe la evolución del universo, desde el Big Bang, hasta la era actual, donde la materia presenta una estructura a diferentes escalas. En el capítulo 2, se presentan las evidencias obtenidas de las observaciones cosmológicas y astrofísicas que llevan a postular la existencia de la Materia Oscura en el universo. En el capítulo 3, se describen brevemente, los candidatos de MO propuestos por los diferentes modelos de Física de Partículas. En el capítulo 4, se estudia el Modelo Mínimo de Materia Oscura, el cual presenta una aproximación minimalista, este modelo propone un candidato estable de MO. Por otra parte se analizan las predicciones del modelo, para la detección directa e indirecta de MO, así como la determinación de la densidad relicta, que son los tres aspectos principales, que todos los modelos de MO deben satisfacer.

En el capítulo 5, se hace una breve descripción de los experimentos más importantes de detección directa e indirecta, algunos de estos experimentos reportan límites sobre la sección eficaz, mientras que otros sólo reportan el flujo de fotones provenientes de la aniquilación de MO. El capítulo 6, está destinado a revisar los resultados obtenidos por el detector Milagro, esto se debe a que Milagro se considera como el experimento predecesor a HAWC.

Las características principales del arreglo experimental HAWC para la detección de lluvias electromagnéticas, producidas por la aniquilación de MO, se describen en el capítulo 7. Por otro lado, debido a que la construcción del experimento HAWC no se ha culminado, se hace uso de la herramienta computacional, mediante la simulación de lluvias electromagnéticas con el programa de simulación montecarlo: CORSIKA. Los resultados obtenidos de las simulaciones se presentan también en este capítulo.

Las conclusiones de este trabajo se presentan en el capítulo 8. Finalmente en los apéndices A y B, se presentan los cálculos de dos procesos que involucran la aniquilación de Materia Oscura, mientras que en el apéndice C se analiza el proceso mediante el cual LHC, analizará señales de MO.

# Capítulo 2

## Introducción.

### 2.1. Historia del Universo.

Un modelo que describe el universo observable, es el modelo del Big Bang Caliente, de acuerdo con este modelo el universo empezó a existir hace unos 13,700 millones de años y se inició a partir de un estado extremadamente condensado a una temperatura muy alta. Se sabe muy poco sobre los primeros  $10^{-43}$  segundos, la llamada *época de Planck* en la cual las fuerzas fundamentales de la naturaleza, hasta ahora conocidas, presumiblemente se unificaron. Al final de este periodo el universo, de aproximadamente  $10^{-35}$  segundos, entró en una fase larga de rápida expansión (*Inflación*) durante la cual aumento su tamaño en aproximadamente 25 órdenes de magnitud. La fuerza motriz de este proceso se cree que es un campo escalar que es aún desconocido llamado *inflatón* cuyas fluctuaciones cuánticas iniciales provenientes de la época de Planck se ampliaron a escalas macroscópicas. Estas fluctuaciones están presentes en estructuras a grandes escalas. Al mismo tiempo, una posible curvatura del espacio-tiempo en el universo primitivo se extendió debido a la inflación, dándole al universo una geometría Euclidiana la cual es observada actualmente [3].

Tras el final de la inflación, la energía del universo fue dominada por radiación y un mar de pares de partículas y antipartículas relativistas cerca del equilibrio térmico. Conforme el universo se fue expandiendo y enfriando, algunas partículas escaparon del equilibrio una vez que la energía térmica  $k_b T$  cayó por debajo de su masa y se aniquilaron. De acuerdo con la *condición de Sakharov*, la existencia de la violación C-P y la violación del número barióni-



co, procesos fuera del equilibrio térmico desembocaron en un excedente de partículas respecto a las antipartículas. A  $k_b T \approx 200 \text{ MeV}$ ,  $10^{-6}$  segundos después de la inflación, se produjo una fase de transición a partir de un plasma quark-gluon, se crearon protones, neutrones y piones, junto con los leptones, antileptones, y fotones (*bariogénesis*) [1]. Cuando el universo tenía unos 100 segundos y  $k_b T \approx 1 \text{ MeV}$  la temperatura descendió lo suficiente permitiendo la creación de núcleos ligeros como  $D$ ,  $^3 \text{ He}$ ,  $^4 \text{ He}$ ,  $^7 \text{ Li}$  (*nucleosíntesis*). Durante este período, los últimos pares de partículas y antipartículas, los electrones y positrones se aniquilaron. Tomó 370,000 años hasta que la temperatura descendió lo suficiente ( $k_b T \approx 0,3 \text{ MeV}$ ) y los átomos de hidrogeno estables se formaran a partir de los protones y los electrones restantes (*época de recombinación*). En ese momento, el universo se hizo transparente a la radiación, que desde entonces se propaga casi libremente. Hoy en día se ha enfriado por debajo de los  $2,7 \text{ K}$  y se observa como una radiación cósmica isotrópica de microondas (*CMB*) [2].

Los fotones chocaron con todas las partículas existentes, alterando sus trayectorias y desviandolas constantemente, conforme fue disminuyendo la temperatura del universo, fue disminuyendo también la temperatura de los fotones hasta que fueron capaces de solo alterar la trayectoria de las partículas más ligeras, es decir, los electrones. Al bajar aún más la temperatura, la energía de los fotones ya no fue capaz de alterar nada, los fotones entonces viajaron libremente por el universo, llevando la información de su última interacción con la materia.

Con la recombinación y hasta la aparición de las primeras estrellas varios cientos de millones de años más tarde, la edad oscura del universo se había iniciado. El universo actual puede ser caracterizado como un espacio Euclidiano plano, homogéneo e isotrópico a grandes escalas. Se está expandiendo de manera que los objetos se alejan unos de otros con una velocidad de  $73 \text{ km/seg}$  por Mpc de distancia. Hay pruebas sólidas de que la expansión está ahora acelerándose lo cual puede ser explicado por la presencia de Energía Oscura con propiedades particulares. Más del 75 % de la densidad de energía del universo existe en forma de Energía Oscura, el otro 20 % es una forma de materia gravitatoria desconocida, la cual no se observa que participe en las interacciones electromagnéticas.

Las densidades de energía son usualmente expresadas como  $\Omega = \rho/\rho_c$  donde  $\rho_c$  es la *densidad crítica*, lo que lleva a un universo espacialmente plano. El valor de  $\rho_c$  corresponde, aproximadamente, a seis átomos de hidrógeno por metro cúbico. En estos términos,  $\Omega_\Lambda = 0,76$  para energía oscura,  $\Omega_m = 0,24$

para la densidad de materia total,  $\Omega_b = 0,04$  para la materia bariónica. La densidad de energía total del universo es  $\Omega = 1,003 \pm 0,015$ . La materia está concentrada en las galaxias, cuya distribución espacial exhibe estructura a escalas de  $1 - 100 Mpc$  en forma de grupos (clusters). Dado que la materia bariónica caliente y altamente presurizada habría acabado con tal estructura, su formación puede ser explicada por la presencia de Materia Oscura [4].

## 2.2. Materia Oscura.

### 2.2.1. Evidencias.

Para construir un universo como el que se conoce, es necesario postular la existencia de dos tipos de materia, la Energía Oscura y la Materia Oscura, la evidencia sobre este tipo de materia, ha sido observada en objetos puramente gravitacionales como las galaxias y los cúmulos de galaxias.

Las pruebas más convincentes y directas de la existencia de Materia Oscura a escalas galácticas, provienen de las observaciones de las curvas de rotación de galaxias, esto es la gráfica de las velocidades circulares de estrellas y gas como función de su distancia al centro de la galaxia.

En 1932 el astrónomo Holandés Jon H.Oort analizó las estrellas en la cercanía del disco de nuestra galaxia y determinó la masa del disco galáctico, en este caso se concluyó que la masa calculada era el doble de la materia visible en forma de estrellas y nebulosas, ésta fué la primera evidencia de la existencia de Materia Oscura.

En 1933 Fritz Zwicky, midió la masa de un cúmulo de galaxias de coma, uno de los más cercanos fuera de nuestro grupo local. La técnica de Zwicky consistía en medir las velocidades relativas de las galaxias dentro del cúmulo, a través del corrimiento Doppler, uso el teorema del virial para obtener el potencial gravitacional, en el cual estas galaxias se mueven y calculó la masa que debería generar este potencial. Encontró que esta masa es 400 veces la masa de las estrellas visibles, en las galaxias del cúmulo. Las observaciones fueron pronto confirmadas por mediciones similares del cúmulo de Virgo.

En 1970, los astrónomos empezaron a medir sistemáticamente el perfil de velocidad de rotación o curvas de rotación, para muchas galaxias. Se pensaría que la masa de la galaxias está concentrada en la región donde las estrellas son visibles, entonces fuera de esta región, las leyes de Kepler predicen que la velocidad decae como  $1/\sqrt{r}$ . De hecho las velocidades parecen ser constantes

y escasamente incrementan. De las mediciones de velocidades de cúmulos globulares, se encontró que la curva de rotación de nuestra galaxias es también plana a distancias de 1000 Kpc del centro [10].

A finales de la década de los 70's Vera C. Rubin, W. Kent Ford, Norbert Thonard, obtuvieron curvas de rotación de 10 galaxias espirales, pero las curvas de rotación eran aproximadamente planas, lo cual implica que un incremento en el radio conlleva a un incremento lineal en la masa. Pero después de cierto radio, un incremento en el radio implica un decremento en la materia luminosa, lo cual lleva a considerar que las galaxias contienen materia no luminosa, no detectada [11].

Entre los objetos más interesantes, desde el punto de vista de la observación de las curvas de rotación, son los denominados galaxias de bajo brillo superficial (LSB), que son probablemente dominadas por Materia Oscura, con la toma de poblaciones estelares, se observó sólo una pequeña contribución a las curvas de rotación.

Las curvas de rotación de galaxias con superficie, tanto de baja como de alta luminosidad, parecen sugerir un perfil de densidad universal, se observa un disco estelar delgado y un halo esférico de Materia Oscura con un núcleo aplanado de radio  $r_0$  y densidad  $\rho_0 = 4,5 \times 10^{-2}(r_0/Kpc)^{-2/3}M_{\odot}pc^{-3}$  (aquí  $M_{\odot}$  denota una masa solar de  $2 \times 10^{30}kg$ ).

Otra área de controversia es el de la Materia Oscura contenida en los halos internos en el centro de galaxias masivas. Se ha argumentado que las galaxias de barras, no pueden contener cantidades considerables de Materia Oscura mas allá de las regiones ultraperiféricas de las barras observadas, de otro modo la rápida rotación de las barras, se ralentizaría debido a la fricción dinámica sobre la Materia Oscura [5].

A pesar de las incertidumbres, en las regiones interiores de las galaxias, las curvas de rotación de las galaxias, proporcionan una sólida evidencia de la existencia de un halo esférico de Materia Oscura. La cantidad total de la Materia Oscura presente es difícil de cuantificar. Evidencias adicionales para la Materia Oscura, a escalas galácticas, provienen de los modelos de masa que se obtienen observando las curvas de rotación detalladas, incluyendo las características del brazo espiral.

Otros argumentos que favorecen la existencia de Materia Oscura, tanto a escalas subgalácticas como intergalácticas, provienen de una gran variedad de datos. Entre los cuales se pueden enumerar:

1. La débil modulación de lentes gravitacionales fuertes alrededor de galax-

ias elípticas masivas individuales. Esto proporciona evidencia de subestructura a escalas de  $\sim 10^6 M_\odot$ .

2. Lentes gravitacionales débiles de galaxias distantes, formados por estructuras ubicadas en un primer plano.
3. La velocidad de dispersión de las galaxias enanas esferoidales, implican que la razón de masa/luz es más grande que la observada en la vecindad "local". Si bien los perfiles de cada una de las galaxias enanas muestran dispersión, no hay duda sobre el contenido general de Materia Oscura.
4. La velocidad de dispersión de galaxias satélites espirales que indican la existencia de halos oscuros alrededor de galaxias espirales, similares a la nuestra, que se extiende a radios  $\sim 200 Kpc$ , es decir, muy por detrás de los discos ópticos.

Mediciones más detalladas del CMB, incluyendo no solo la intensidad promedio, sino también el espectro de fluctuaciones, dan información adicional de Materia Oscura. El CMB fue emitido durante la época de recombinación, cuando el hidrógeno que llenaba el universo, se convirtió de un plasma ionizado a un gas neutro transparente.

La existencia del CMB fue predicha por George Gamow y sus colaboradores en 1948 y descubierta involuntariamente por Arno Penzias y Robert Wilson, en 1965. Después de muchas décadas de esfuerzo en los experimentos, se sabe que el CMB es isotrópico y le corresponde una temperatura  $T = 2,726 K$ .

Hoy en día, el análisis de las anisotropías del CMB, permiten probar con precisión, los modelos cosmológicos y ponen severas restricciones sobre los parámetros cosmológicos.

Del análisis de los datos de WMAP, se encuentran los siguientes valores para la densidad de bariones y materia en el Universo:

$$\Omega_b h^2 = 0,024 \pm 0,001 \quad \Omega_M h^2 = 0,14 \pm 0,02$$

Nuestra comprensión de la estructura a gran escala, está todavía lejos de un nivel satisfactorio. La descripción de la evolución de las estructuras que dieron origen a las heterogeneidades, es decir, las fluctuaciones de densidad primordiales, se complica por la acción de muchos procesos físicos, como la dinámica de gases, enfriamiento radiativo, fotoionización, recombinación y

transferencia radiativa. Además, cualquier predicción teórica ha de compararse con el Universo observable, es decir, con regiones en las que los efectos disipativos son de crucial importancia.

La aproximación, más ampliamente adoptada para el problema de formación de estructura a gran escala, involucra simulación de N-cuerpos [9]. Recientemente las simulaciones de alta resolución, han hecho un uso pleno del tremendo incremento en el poder de las computadoras, que ha sido importante en las últimas décadas [8].

La evolución de la estructura, es a menudo, una aproximación no lineal de la gravedad de las condiciones específicas iniciales de partículas de Materia Oscura y puede ser refinado mediante la introducción de los efectos de la dinámica de gases, la química, la transferencia de radiación y otros procesos astrofísicos. La fiabilidad de una simulación N-cuerpos se mide por su masa y la longitud de resolución. La masa de resolución, se especifica en la masa de las partículas más pequeñas ("elementales"), se considera una escala por debajo de la cual las fluctuaciones son insignificantes. La longitud de resolución está limitada por la llamada *suavidad* de escala.

Simulaciones recientes de N-cuerpos, sugieren la existencia de un perfil universal de Materia Oscura, con la misma forma para todas las masas, las épocas y los espectros de potencia. La parametrización usual para la densidad de un halo de Materia Oscura, está dada por:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/R)^\gamma [1 + (r/R)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}$$

Aunque es definitivamente claro, que la pendiente de densidad del perfil debe aumentar conforme se mueve del centro de una galaxia a las regiones exteriores, el valor preciso del índice de las leyes de potencia en las regiones galácticas interiores es aún objeto de debate.

Hoy en día, la situación parece menos problemática, dadas las incertidumbres respecto a las observaciones y los perfiles del halo simulados, se debe examinar, la pendiente central del perfil de densidad galáctico como parámetro libre y discutir las perspectivas de la detección indirecta de Materia Oscura de diferentes modelos propuestos en la literatura.

Una manera de probar la naturaleza de la Materia Oscura en nuestra galaxia, es el estudio de microlentes en la dirección del centro galáctico. De hecho, estos acontecimientos sólo pueden ser debido a objetos compactos, actuando como lentes de fuentes lejanas, y se cree que la Materia Oscura es demasiado débil para interactuar y compactificarse a pequeñas escalas [6].

El perfil de la Materia Oscura, en el centro de la región de la Vía Láctea, es todavía incierto. Observaciones de la velocidad de dispersión del movimiento propio de las estrellas sugieren la existencia de un Agujero Negro Super Masivo (SMBH), situado en el centro de nuestra galaxia, con una masa,  $M_{SMBH} \approx 2,6 \times 10^6 M_{\odot}$ .

Se ha sostenido durante mucho tiempo que si un SMBH existe en el centro galáctico, el proceso de acreción adiabática de Materia Oscura podría producir una "espiga" en el perfil de densidad de Materia Oscura. Recientemente se ha aplicado un proceso para estudiar la señal de aniquilación en el centro galáctico.

Además, la dispersión de partículas de Materia Oscura observada en torno al SMBH, podría reducir sustancialmente la densidad de Materia Oscura, cerca del centro galáctico, debido tanto a la cinética del calentamiento, y para capturar las partículas de Materia Oscura por el SMBH. La existencia de tales espigas produciría un drástico aumento de la aniquilación de radiación en el centro galáctico [7].

La densidad local de Materia Oscura, se determina mediante la observación de las curvas de rotación de la Vía Láctea. Esto es algo difícil de hacer desde nuestra ubicación dentro de la galaxia. Además, las curvas de rotación miden la masa total dentro de una órbita, por lo tanto, las distribuciones de densidad del bulbo y el disco galáctico se necesitan para calcular con exactitud el perfil de Materia Oscura. Además de la densidad, la distribución de velocidades de la Materia Oscura en la región local es necesaria para calcular con precisión las cotas de detección directa e indirecta.

Se ha encontrado que las densidades de Materia Oscura aceptables, están en el rango de  $0,2 - 0,8 \text{ GeV}/\text{cm}^3$  y la distribución de velocidades de Materia Oscura, es descrita solo por el promedio de la velocidad, que es aproximadamente  $\bar{v} = \langle v^2 \rangle^{1/2} \cong 270 \text{ Km/s}$ .

### 2.2.2. Propiedades Fundamentales de la Materia Oscura.

Las mediciones astrofísicas y cosmológicas proporcionan elementos para pensar que las partículas de MO estuvieron presentes en un estado no relativista en el universo temprano. Estas observaciones pusieron claras restricciones sobre el tiempo de vida de los candidatos de MO:  $\tau \gtrsim 4,3 \times 10^{17}$  segundos. Además, se cree que las partículas de materia Oscura deben

interaccionar al menos débilmente con todas las partículas hasta ahora conocidas.

Se ha propuesto que la MO puede ser autointeraccionante, sin embargo esta hipótesis ha sido excluida, tanto por las mediciones cosmológicas como por la astrofísicas (una auto aniquilación produciría la misma densidad para los radios de diferentes galaxias, lo que está en contradicción con las observaciones).

Otra restricción importante sobre la MO, proviene de modelos de evolución estelar. Si la MO fuera significativamente producida en el interior de estrellas como el sol (debido a las altas temperaturas), esta debería cambiar la razón de la energía perdida en el núcleo del sol, modificando todo el mecanismo de evolución estelar. Uno de los requerimientos que cualquier modelo realista debe de cumplir es la predicción correcta de la densidad relicta  $\Omega_{MO}$ . Los modelos pueden ser divididos en dos clases: el primero con producción térmica (los cuales proponen un WIMP como candidato) y los modelos no térmicos (cuyo prototipo es el axion). Los modelos térmicos comúnmente están más desarrollados y están mejor restringidos. Sin embargo estos requieren de algún tipo de interacción débil, lo cual puede ser probado en futuros experimentos y observaciones.

## 2.3. Candidatos de Materia Oscura.

Es natural preguntarse, ¿De qué está hecha la Materia Oscura?. Numerosos candidatos han sido propuestos dentro de la física de partículas, a continuación se describen brevemente algunos candidatos [12].

### 2.3.1. Neutrinos del Modelo Estándar

Los neutrinos han sido considerados, como un excelente candidato de Materia Oscura. El mejor laboratorio, para las masas de neutrinos, viene del experimento del decaimiento  $\beta$  en el tritium, el límite superior de la masa de los neutrinos está dada por:  $m_\nu < 2,05$  eV y una densidad relicta de  $\Omega_\nu h^2 \lesssim 0,07$ , lo cual implica que los neutrinos son lo suficientemente abundantes para ser una componente dominante de Materia Oscura (MO).

- *Neutrinos Estériles*: Estas partículas hipotéticas son similares a los neutrinos del Modelo Estándar (ME), pero sin interacciones débiles del

ME, fueron propuestos como candidatos de MO en 1993 por Dodelson y Widrow. Las constricciones cosmológicas y astrofísicas de los neutrinos estériles provienen del análisis de las densidades cosmológicas y del estudio de productos de decaimientos [13] [16].

### 2.3.2. Axiones

Los Axiones, fueron introducidos en un intento por resolver el problema de violación de CP en la física de partículas, los axiones han sido objeto de debate como candidato de MO. Laboratorios de investigación, enfriamiento estelar y la dinámica de la supernova 1987A, sugieren que los axiones son muy ligeros ( $\lesssim 0,01 \text{ eV}$ ). Además, se espera que interactúen muy débilmente con las partículas ordinarias, lo que implicaría que no estaban en equilibrio térmico en el universo primitivo. El cálculo de la densidad relicta de los axiones es incierto, y depende de las hipótesis formuladas en relación con el mecanismo de producción. Sin embargo, es posible encontrar un rango aceptable y representan un posible candidato de MO [17].

### 2.3.3. Materia Oscura Escalar Ligera

Se ha propuesto un candidato escalar con una masa de  $1 - 100 \text{ MeV}$ . Este tipo de candidatos, aunque algo ad hoc, a partir de una perspectiva de la física de partículas, se ha convertido recientemente en motivación experimental. Se ha sugerido que los rayos gamma de 511 KeV, observados en el bulbo galáctico por el satélite INTEGRAL, podrían provenir de la aniquilación de partículas ligeras de MO en positrones, que luego se aniquilan produciendo rayos gamma. Para confirmar esta hipótesis, se necesitan más pruebas. En particular, se puede esperar una señal similar proveniente de galaxias enanas esferoidales. Recientemente, el decaimiento de partículas ligeras de MO tales como los axinos con violación de paridad-R o neutrinos estériles, se han propuesto como una fuente de emisión de rayos gamma de 511 KeV [18].

### 2.3.4. Modelos de Little Higgs de Materia Oscura

El llamado modelo de Little Higgs, se ha propuesto como un mecanismo alternativo para estabilizar la escala débil. En este modelo, el Higgs del ME es un bosón de pseudo-Goldstone. Las divergencias a la masa del Higgs, que



siguen presentes sólo a nivel de dos rizados y, por tanto, la escala débil puede ser estabilizada en una teoría de campo efectiva que es válida hasta  $\sim 10$  TeV.

Al menos dos variedades de modelos de Little Higgs, han demostrado contener un posible candidato de MO. Uno de estos modelos, el llamado "teoría de espacios", propone una posible partícula escalar estable, que puede proporcionar la medición de la densidad de la MO, la detección de este tipo de candidatos no es muy diferente a la detección de WIMPs, predichos en los modelos de supersimetría o dimensiones extra universales [19].

- Cheng y Low han desarrollado otra variedad del modelo de Little Higgs, motivados por el problema de la jerarquía entre la escala electrodébil y las masa de nuevas partículas, limitadas por las mediciones de la escala electrodébil.

Ellos resolvieron este problema mediante la introducción de una nueva simetría en la escala de TeV, lo que se traduce en la existencia de un candidato de WIMP estable con una masa del orden de  $\sim TeV$ .

- LTP: Recientemente, otra clase de modelos basados en modelos de *Little Higgs*, proveen candidatos alternativos de MO, imponiendo una paridad -T. En estos modelos, a las partículas del ME se les asigna una paridad-T par, mientras que a las nuevas partículas propuestas se les asigna una paridad-T impar, excepto para el compañero del quark top. Debido a la asignación de la paridad -T, la partícula más ligera con paridad -T impar (LTP) es estable, y por tanto un potencial candidato de MO [20].
- LHP: Dentro de los modelos de Higgs Holográfico se propone un barion compuesto, esta partícula es estable si se impone la conservación de un número cuántico, a esta partícula se le denota partícula fermiónica holográfica más ligera (LHP), que comparte características similares con otros WIMPs [21].

### 2.3.5. Candidatos Supersimétricos

Todas las partículas del ME tienen paridad  $R = 1$ , y los compañeros supersimétricos (spartículas) tienen paridad  $R = -1$ . Así, como consecuencia de la conservación de la paridad R, las spartículas solo pueden decaer a un número impar de spartículas. La spartícula más ligera, denominada LSP (Lightest Supersymmetric Particle), es estable y se aniquila en pares de partículas, ésta característica lo hace un excelente candidato de MO.

- *Neutralinos*: En los modelos de paridad-R estas partículas conservan la simetría, y son por mucho, el candidato de MO más ampliamente estudiado.
- *Sneutrinos*: Son los compañeros supersimétricos de los neutrinos del Modelo Estándar, han sido considerados durante mucho tiempo como candidatos de MO. Se ha demostrado que los sneutrinos tienen una densidad relicta interesante, si su masa está en el rango de 550 a 2300 GeV. Sin embargo, la sección eficaz de dispersión de un sneutrino con nucleones, se calcula fácilmente y es mucho mayor que los límites encontrados por experimentos de detección directa de MO, por lo tanto el sneutrino ha sido excluido como candidato de MO.
- *Gravitinos*: Son los compañeros supersimétricos del gravitón. En algunos escenarios de supersimetría, los gravitinos pueden ser las partículas supersimétricas más ligeras y estables. Los gravitinos, al interactuar solo gravitacionalmente, son una buena motivación teórica, sin embargo, estos son muy difíciles de observar. Se sabe que el tiempo de vida de los gravitinos puede plantear un problema para la cosmología. En particular, su presencia puede acabar con las densidades de los elementos ligeros, primordiales en algunos escenarios. Los gravitinos también pudieron ser sobreproducidos en el universo temprano, si la temperatura de la época de recalentamiento no fue lo suficientemente baja. En algunos casos, sin embargo, estos problemas pueden ser evitados.
- *Axinos*: Es el compañero supersimétrico del Axión, hasta hace poco se creía que sólo era capaz de actuar como un candidato de MO caliente o tibia. Se ha demostrado, sin embargo, que el axino de MO fría pudo haberse creado en la época de recalentamiento. En muchos sentidos, axinos y gravitinos comparten propiedades fenomenológicas.

En particular, los gravitinos y los axinos interactúan muy débilmente y es prácticamente imposible detectarlos, lo que los hace menos interesantes desde una perspectiva fenomenológica [14].

### 2.3.6. Candidatos de Dimensiones Extras Universales.

Aunque el universo parece constar de  $3 + 1$  dimensiones (tres espaciales y una temporal), es posible que otras dimensiones existan y aparezcan a es-

calas de energía más altas. Desde el punto de vista de la física, el concepto de dimensiones extras ha recibido gran atención tras la idea de Kaluza, en 1921, para unificar el electromagnetismo con la gravedad. En muchos modelos de dimensiones extras, el espacio  $3 + 1$  dimensional es una estructura llamada *Brana*, que se inserta en espacio  $(3 + \delta + 1)$  llamado *bulk*. Los escenarios en los cuales los campos se propagan en el bulk son llamados Dimensiones Extras Universales. La existencia de un candidato viable en este escenario puede ser vista como una consecuencia de la conservación del momento en espacios de dimensión mayor. La conservación del momento en dimensiones compactificadas lleva a la conservación del número KK; para generar fermiones quirales en el modo cero, las dimensiones extras deben compactificarse en un *orbifold*, por ejemplo,  $S^1/Z_2$ , para una dimensión extra y  $T^2/Z_2$  para dos. Este proceso da como resultado la violación del número KK, que lleva a un remanente de esta simetría, llamada paridad KK. Todas las partículas KK de nivel impar son cargadas bajo esta simetría, esto asegura que los estados KK más ligeros son estables. De este modo la partícula de Kaluza-Klein más ligera (LKP) es estable. El estudio de LKP data del trabajo de Kolb and Slansky en 1984. LKP ha sido considerado dentro del marco de las dimensiones extras universales, en el cual se asocia a los primeros estados excitados del fotón, o más específicamente la primera excitación KK del bosón de norma de hipercarga  $B^{(1)}$ . Con el cálculo de la densidad relicta de  $B^{(1)}$ , se encuentra que la masa de LKP está en el rango de 400 a 1200 GeV, muy por encima de los límites experimentales actuales.

- *Estados de Kaluza -Klein*: Las excitaciones de Kaluza-Klein de los campos del Modelo Estándar, han sido discutidos recientemente, como candidatos de MO. Además, se ha propuesto un candidato de MO en el marco de dimensiones extras universales curvas, una partícula exótica con número cuántico de norma que corresponde a los neutrinos derechos, pero número bariónico fraccionario [15].

# Capítulo 3

## Modelo Mínimo de Materia Oscura.

### 3.1. Introducción.

La búsqueda por identificar la materia de la cual está constituida el universo ha tomado un largo tiempo. Mientras que las explicaciones en términos de la gravedad Newtoniana o de relatividad general han llegado a ser más y más controvertidas, las evidencias de la existencia de partículas de Materia Oscura (MO) provenientes de las observaciones cosmológicas y astrofísicas ofrecen un nuevo escenario en esta búsqueda. El problema de MO invoca una física más allá del Modelo Estándar (BSM), el modelo más notable es el supersimétrico. Esta construcción trata de explicar de manera más natural el problema de jerarquía entre la escala Electrodébil (EW) y la escala de Planck, introduciendo un gran número de nuevas partículas cuyas masas e interacciones se encuentran a la escala EW. Algunas de estas partículas pueden ser un buen candidato de MO, como el neutralino ligero.

Sin embargo, estas aproximaciones a la solución del problema de MO tienen algunos “puntos débiles”:

(i) La nueva física esperada, a escala EW, no ha aparecido hasta el momento, en los actuales experimentos de colisionadores; la solución más sencilla al problema de jerarquía es hacer un ajuste meticuloso de sus parámetros desconocidos. (ii) La presencia de un número desconocido de parámetros, (por ejemplo: las masas de las partículas) opacan la fenomenología que hay detrás de los candidatos de MO. (iii) La estabilidad de los candidatos de

MO es usualmente, el resultado de introducir características adicionales a mano (por ejemplo, la paridad-R en supersimetría), que la mayoría de las veces también son necesarias para recuperar algunas propiedades del ME, como conservación automática del número bariónico, el número leptónico, etc., características que se pierden en estas extensiones.

El Modelo Mínimo de Materia Oscura (MDM) explora una aproximación minimalista; se centra sólo en el problema de MO, añadiendo al ME una cantidad mínima de nueva física (solo un multiplete  $\chi$ ) y hace una asignación mínima de sus números cuánticos (espín, isospín e hipercarga), que hacen que sea un buen candidato de MO sin poner en riesgo las características principales del ME. La estabilidad de los candidatos exitosos se garantiza por la simetría de norma del ME y por renormalizabilidad. Más aún debido a su simplicidad, la teoría es extraordinariamente predictiva: no hay presentes parámetros libres, y por tanto las señales fenomenológicas pueden calcularse, por ejemplo en colisionadores y para experimentos de detección directa e indirecta [23].

## 3.2. Construcción del modelo (MDM).

El MDM se construido agregando al ME un sólo multiplete  $\chi$ , fermiónico o escalar, cargado bajo la interacción electrodébil usual del ME,  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Su conjugado  $\bar{\chi}$  pertenece a la misma representación, así que la teoría es vectorial respecto  $SU(2)_L$  y libre de anomalías.

Se considera la siguiente extensión al ME, donde el Lagrangiano Mínimo está dado por:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{ME} + \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{ll} \bar{\chi}(i\not{D} + M)\chi & \text{para fermiones } \chi \\ |D_\mu\chi|^2 - M^2|\chi|^2 & \text{para escalares } \chi \end{array} \right\} \quad (3.1)$$

La derivada covariante de norma  $D_\mu$ , contiene los acoplamientos de norma electrodébiles para los bosones vectoriales del ME ( $Z, W^\pm$  y  $\gamma$ ) y  $M$  el término de masa a nivel árbol (él único parámetro libre de la teoría).  $\chi$  está completamente determinada por la asignación de los números cuánticos bajo el grupo de norma: el número de sus componentes de  $SU(2)_L$ ,  $n = \{2, 3, 4, 5, \dots\}$  e hipercarga  $Y$ . Para un  $n$  determinado hay algunas opciones para la hypercharge  $Y$ , tal que una de las componentes del multiplete  $\chi$  tiene una carga eléctrica:  $Q = T_3 + Y = 0$  (donde  $T_3$  es el generador usual de  $SU(2)_L$ ), como

se requiere para un candidato de MO. Por ejemplo para un doblete  $n = 2$ , se tiene  $T_3 = \pm 1/2$ , y la única posibilidad es que  $Y = \mp 1/2$ . Para  $n = 5$  se tiene  $Y = \{0, \pm 1, \pm 2, \}$ . No se considera el caso del singlete cuando  $n = 1$ ; puesto que carece de interacciones de norma [22].

Números Cuánticos			MO puede decaer en	Cota de DD	Estabilidad
$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Spin			
2	1/2	<i>S</i>	<i>EL</i>	×	×
2	1/2	<i>F</i>	<i>EH</i>	×	×
3	0	<i>S</i>	<i>HH*</i>	√	×
3	0	<i>F</i>	<i>LH</i>	√	×
3	1	<i>S</i>	<i>HH, LL</i>	×	×
3	1	<i>F</i>	<i>LH</i>	×	×
4	1/2	<i>S</i>	<i>HHH*</i>	×	×
4	1/2	<i>F</i>	<i>(LHH*)</i>	×	×
4	3/2	<i>S</i>	<i>HHH</i>	×	×
4	3/2	<i>F</i>	<i>(LHH)</i>	×	×
5	0	<i>S</i>	<i>(HHH*H*)</i>	√	×
5	0	<i>F</i>	—	√	√
5	1	<i>S</i>	<i>(HH*H*H*)</i>	×	×
5	1	<i>F</i>	—	×	√
5	2	<i>S</i>	<i>(H*H*H*H*)</i>	×	×
5	2	<i>F</i>	—	×	√
6	1/2, 3/2, 5/2	<i>S</i>	—	×	√
7	0	<i>S</i>	—	√	√
8	1/2, 3/2 ...	<i>S</i>	—	×	√

Tabla. 1. Propiedades principales de los candidatos de MO.

Aquellos candidatos con  $Y \neq 0$  tienen una interacción vectorial con el boson  $Z$  que produce una sección eficaz elástica independiente del espín a nivel árbol, que está dada por:

$$\sigma(DMN \rightarrow DMN) = c \frac{G_F^2 M_N^2}{2\pi} Y^2 (N - (1 - 4s_W^2)Z)^2$$

donde  $c = 1$  para MO fermiónica y  $c = 4$  para MO escalar,  $Z$  y  $N$  son el número de protones y de neutrones en el núcleo con una masa  $M_N$ , (se asume  $M \gg M_N$ ). Esta sección eficaz elástica, está 2 o 3 órdenes de magnitud por encima de las presentes cotas de detección directa, como candidatos de MO están excluidos, de manera que son interesantes aquellos casos con  $Y = 0$ .

En primera instancia, de la tabla 1, se puede observar que el triplete fermiónico con hipercarga  $Y = 0$  se acopla a un operador de Yukawua  $\chi LH$  con un doblete de Leptones y un campo de Higgs  $H$  del ME y decae en un corto tiempo. Este no es un candidato viable de MO, puesto que el operador es eliminado por alguna simetría. Por otro lado observamos que el quintuplete

escalar con  $Y = 0$ , podría acoplarse a cuatro campos de Higgs con un operador de 5 dimensiones  $\chi H H H^* H^*/M_{PL}$  suprimido por una potencia en la escala de Planck. A pesar de esta supresión, el resultado típico para el tiempo de vida  $\tau \sim M_{PL}^2 T e V^{-3}$  es más corto que la edad del universo, así que no es un candidato viable de MO. Ahora bien, la observación fundamental es que, dadas las partículas del ME, los multipletes  $n$  grandes no pueden acoplarse a campos del ME y son por tanto candidatos automáticamente estables de MO. Esta es la misma razón por la que partículas masivas (como el protón) son estables. En otras palabras, la estabilidad de estos candidatos de MO se explica por una "simetría accidental". Entre los candidatos que sobreviven a todas las constricciones previas, emergen sólo dos posibilidades: un fermión para  $n = 5$  o un escalar para  $n = 7$ , en este trabajo, se pondrá especial atención al quintuplete fermiónico.

En resumen, el Modelo Mínimo de Materia Oscura señala a un quintuplete de  $SU(2)_L$  fermiónico con hipercarga  $Y = 0$  como un candidato viable, automáticamente estable.

### 3.3. Determinación de la densidad Relica y de la masa.

Se asume que la MO surge como una densidad relicta en el universo temprano, a través de un proceso de enfriamiento. La densidad de partículas de MO, se puede calcular como función de su masa  $M$ . Para la MO observada y medida por la cosmología, se obtiene el siguiente valor para la densidad:  $\Omega_{MO} h^2 = 0,110 \pm 0,005$ , con lo que se puede determinar  $M$ . Como regla general se tiene que  $\Omega_{MO} h^2 \approx 3 \times 10^{-27} cm^3 seg^{-1} / \langle \sigma_{A\beta} \rangle$  y para una partícula con acoplamientos débiles  $\alpha_w$  se tiene:  $\langle \sigma_{A\beta} \rangle \approx \alpha_w^2 M_{MO}^{-2}$  que coincide con  $\Omega_{MO}$ , para una masa típica a la escala débil (este hecho es llamado el milagro WIMP). Que es lo que se debe esperar para un modelo de WIMPs como lo es el Modelo Mínimo de Materia Oscura.

De manera más precisa, el cálculo de la densidad relicta se lleva a cabo resolviendo la ecuación de Boltzman, (como se revisará a continuación) en términos de la sección eficaz de aniquilación de dos partículas de MO en cualquier estado del ME en este caso  $DM - DM \rightarrow \gamma\gamma$ . A continuación se describe el cálculo y los resultados para el caso específico de este trabajo.

La ecuación de Boltzman genérica que gobierna la densidad de MO como

### 3.3 DETERMINACIÓN DE LA DENSIDAD RELICA Y DE LA MASA.21

función de su temperatura está dada por:

$$sZH z \frac{dY}{dz} = -2 \left( \frac{Y^2}{Y_{eq}^2} - 1 \right) \gamma_A; \quad \gamma_A = \frac{T}{64\pi^4} \int_{4M^2}^{\infty} ds s^{1/2} K_1 \frac{\sqrt{s}}{T} \hat{\sigma}_A(s) \quad (3.2)$$

donde  $z = M/T$ ,  $K_1$  es una función Bessel,  $Z = \left( 1 - \frac{1}{3} \frac{z}{g_z} \frac{dg_s}{dz} \right)^{-1}$ ; la densidad de entropía de las partículas del ME es  $s = 2\pi^2 g_* T^3 / 45$ ,  $Y = n_{MO}/s$  donde  $n_{MO}$  es la densidad de las partículas y de las antipartículas, y  $Y_{eq}$  es el valor que tendría  $Y$  en equilibrio térmico. La sección eficaz adimensional se define como:

$$\hat{\sigma}_A(s) = \int_{-s}^0 dt \sum \frac{|\mathcal{A}|^2}{8\pi s} \quad (3.3)$$

donde  $s, t$  son las variables de Madelstam y la suma corre sobre todas las componentes de MO y sobre todos los canales de aniquilación en todos los vectores, fermiones y escalares del ME, se asume que todas las masas del ME son insignificanemente pequeñas.

En el caso del modelo MDM, se puede escribir una sola ecuación para el total de la densidad de MO, en particular si se desprecia el pequeño desplazamiento en las masas  $\Delta M$ , el cual será discutido más adelante, debido a que la MO decae en partículas del ME manteniendo un equilibrio térmico entre una sola componente. De esta forma, la fórmula tiene en cuenta automáticamente todas las co-aniquilaciones entre las componentes del multiplete. No se toman en cuenta los factores de Bose-Einstein y Fermi-Dirac, pues son insignificantes a una temperatura de  $T \sim M/26$ .

De manera general para MO fermiónica con  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  y números cuánticos  $n$  y  $Y$  se obtiene:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_A = & \frac{g_\chi}{24\pi n} (9C_2 - 21C_1) \beta + (11C_1 - 5C_2) \beta^3 - \\ & -3 \left( 2C_1 (\beta^2 - 2) + C_2 (\beta^2 - 1)^2 \right) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} + \\ & + g_\chi \left( \frac{3g_2^4 (n^2 - 1) + 20g_Y^4 Y^2}{16\pi} + \frac{g_2^4 (n^2 - 1) + 4g_Y^4 Y^2}{128\pi} \right) \left( \beta - \frac{\beta^3}{3} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$



## 22 CAPÍTULO 3 MODELO MÍNIMO DE MATERIA OSCURA.

Los factores del grupo de norma están definidos por:

$$C_1 = \sum_{A,B} Tr T^A T^A T^B T^B = g_Y^4 n Y^4 + g_2^2 g_Y^2 Y^2 \frac{n(n^2 - 1)}{2} + g_2^4 \frac{n(n^2 - 1)}{16} \quad (3.5)$$

$$C_2 = \sum_{A,B} Tr T^A T^B T^A T^B = g_Y^4 n Y^4 + g_2^2 g_Y^2 Y^2 \frac{n(n^2 - 1)}{2} + g_2^4 \frac{n(n^2 - 1)(n^2 - 5)}{16} \quad (3.6)$$

donde  $A$  es la suma sobre todos los campos vectores del ME,  $A = \{Y, W^1, W^2, W^3\}$  con generadores  $T^A$ . Donde  $g_\chi = 2n$ , es el grado de libertad para un multiplete fermiónico, con  $Y = 0$ . La densidad de MO está exactamente determinado por los dos términos principales de la expansión, para  $\beta'$ s pequeños, que describen las contribuciones de las ondas  $s$  y  $p$ . Esta aproximación permite hacer analíticamente el promedio térmico en la ecuación 4.2.

$$\widehat{\sigma}_A \stackrel{\beta \rightarrow 0}{\simeq} c_s \beta + c_p \beta^3 + \dots \text{ implica } \gamma_A \stackrel{\beta \rightarrow 0}{\simeq} \frac{MT^3 e^{-2M/T}}{32\pi^3} \left[ c_s + \frac{3T}{2M} \left( c_p + \frac{c_s}{2} \right) + \dots \right] \quad (3.7)$$

Este formalismo general puede ser fácilmente reducido al caso particular MDM, para el quintuplete fermiónico con  $Y = 0$ . Los coeficientes de las ondas  $s$  y  $p$  están dadas por:

$$c_s = \frac{1035}{8\pi} g_2^4 \quad c_p = \frac{1215}{8\pi} g_2^4 \quad (3.8)$$

Las aniquilaciones de MDM en la época de enfriamiento (cuando  $\beta \sim 0,2$ ) son mejoradas por un factor de algunas señales astrofísicas debidas a la aniquilación de MO en la galaxia (donde  $\beta \sim 10^{-3}$ ).

Resolviendo la ecuación de Boltzman, se puede calcular la densidad relicca de MDM:  $\Omega_{MO} = Y(z \rightarrow \infty) s M / \rho_{crítica}$  como función de la masa  $M$  y comparandola con la densidad relicca medida  $\Omega_{MO} h^2 = 0,110 \pm 0,005$ , se determina que:

$$M = (9,6 \pm 0,2) TeV. \quad (3.9)$$

En resumen: el único parámetro libre de la teoría es la masa de MO, que se fija comparando la densidad relicca de MO observada con la densidad

relica calculada. No es extraño que su valor obtenido está en la escala de TeV, debido a que el Modelo Mínimo de Materia Oscura es un modelo de WIMP's.

### 3.4. Desplazamiento de la masa.

En el caso de MDM, a nivel árbol todas las componentes del multiplete tienen la misma masa, y a nivel de un lazo las correcciones electrodébiles hacen a las componentes cargadas ligeramente más pesadas que las neutras [27].

De manera general para un candidato fermiónico o escalar con masa  $M$  e hipercarga  $Y$ , la diferencia de masa, inducida por bosones de norma del ME, entre dos componentes de  $\chi$ , con cargas  $Q$  y  $Q'$ , entonces se encuentra que:

$$M_Q - M_{Q'} = \frac{\alpha_2 M}{4\pi} \left\{ \begin{array}{l} (Q^2 - Q'^2) s_w^2 f\left(\frac{M_Z}{M}\right) + \\ + (Q - Q')(Q + Q' - 2Y) \left[ f\left(\frac{M_W}{M}\right) - f\left(\frac{M_Z}{M}\right) \right] \end{array} \right\}$$

donde

$$f(r) = \left\{ \begin{array}{ll} +r \left[ 2r^3 \ln r - 2r + (r^2 - 4)^{1/2} (r^2 + 2) \ln A \right] / 2 & \text{para fermiones} \\ -r \left[ 2r^3 \ln r - kr + (r^2 - 4)^{3/2} \ln A \right] / 4 & \text{para escalares} \end{array} \right\} \quad (3.10)$$

con  $A = (r^2 - 2 - r\sqrt{r^2 - 4}) / 2$  y donde  $s_w$ , es el seno del ángulo débil. Para el quintuplete fermiónico con  $Y = 0$ , el desplazamiento en la masa, entre la componente neutra y sus compañeros con  $Q = \pm 1$ , está dada por:

$$\Delta M = \alpha_2 M_W \sin^2 \frac{\theta_W}{2} = (166 \pm 1) MeV \quad (3.11)$$

En general, el desplazamiento de las masas entre las componentes cargadas y neutras, puede ser intuitivamente entendida en términos de la energía de Coulomb clásica no abeliana, (la energía almacenada en los campos electrodébiles, que una partícula puntual con carga en reposo genera alrededor de sí misma, puede considerarse como una contribución adicional a su masa con respecto a la masa de una partícula neutra equivalente). En efecto,

para un escalar o fermión con acoplamientos de norma  $g$ , bajo un vector con masa  $M_V$ , la energía de Coulomb es:

$$\delta M = \int d^3r \left[ \frac{1}{2} (\vec{\nabla} \varphi)^2 + \frac{M_V}{2} \varphi^2 \right] = \frac{\alpha}{2} M_V + \infty \quad \varphi(r) = \frac{g e^{-M_V r/\hbar}}{4\pi r} \quad (3.12)$$

Como la invariancia de  $SU(2)_L$  se restaura a distancias de  $r \ll 1/M_{W,Z}$ , el término de la divergencia ultravioleta se cancela cuando se calculan las correcciones de los desplazamientos en la masa del multiplete. Por lo tanto, el efecto en el límite  $M \gg M_{W,Z}$  no depende del espín de MO, y la componente neutra es más ligera que la cargada. Este esquema intuitivo permite sugerir que, cuando se considera la detección directa de MO, a bajas energías de  $MO - \mathcal{N}$  núcleo, la sección eficaz independiente del espín se suprime solo por  $1/M_{W,Z}^2$ , debido a que la dispersión se da en los campos electrodébiles que se extienden hasta  $r \sim 1/M_{W,Z}$ .

### 3.5. Detección Directa de señales de MO.

La detección directa de MO se realiza mediante la localización de retrocesos nucleares producidos por colisiones de partículas de MO con núcleos. Los experimentos CDMS y Xenon han reportado algunos límites sobre la sección eficaz, estos resultados serán discutidos más adelante [26].

Como se mencionó anteriormente, los candidatos de MDM con  $Y = 0$  tienen una sección eficaz despreciable a nivel árbol  $MO - \mathcal{N}$ . La dispersión de los núcleos  $\mathcal{N}$  ocurre a un lazo, el cual involucra, una de las componentes cargadas  $\chi^\pm$  de los multipletes. Un cálculo explícito de estos diagramas a un lazo, es necesario para entender cualitativa y cuantitativamente los resultados de la sección eficaz. Las interacciones no relativistas MDM/quark, de  $\chi$  fermionicos con masa  $M \gg M_W \gg m_q$  son descritas por el lagrangiano efectivo en la capa de masa:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^W = & (n^2 - (1 \pm 2Y)^2) \frac{\pi \alpha_2^2}{16 M_W} \sum_q \left[ \left( \frac{1}{M_W^2} + \frac{1}{m_h^2} \right) [\bar{\chi} \chi] m_q [\bar{q} q] - \right. \\ & \left. - \frac{2}{3M} [\bar{\chi} \gamma_\mu \gamma_5 \chi] [\bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q] \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

donde los signos  $+$  ( $-$ ) son válidos para los quarks tipo down (tipo up),  $q = \{u, d, s, c, b, t\}$ ,  $m_h$  es la masa del Higgs y  $m_q$  son las masas de los quarks. El primer operador da un efecto dominante independiente del espín y no se suprime por  $M$ ; el segundo operador es suprimido por una potencia de  $M$  y da un efecto dependiente del espín. Parametrizando los elementos de la matriz de núcleos, se obtiene:

$$\left\langle N \left| \sum_q m_q \bar{q}q \right| N \right\rangle \equiv f m_N \quad (3.14)$$

donde  $m_N$  es la masa del nucleón, la sección eficaz de MO, independiente del espín sobre  $\mathcal{N}$  con masa  $M_N$ , está dada por:

$$\sigma_{SI}(MON \rightarrow MON) = (n^2 - 1)^2 \frac{\pi \alpha_2^4 M_N^4 f^2}{64 M_W^2} \left( \frac{1}{M_W^2} + \frac{1}{m_h^2} \right)^2 \quad (3.15)$$

Se asume que  $m_h = 115 \text{ GeV}$  y  $f \approx 1/3$ , entonces para un quintuplete fermiónico de MDM se encuentra que:

$$\sigma_{SI} = 1,2 \times 10^{-44} \text{ cm}^2 \quad (3.16)$$

Como es usual,  $\sigma_{SI}$  esta definida como la sección eficaz por nucleón.

### 3.6. Detección Indirecta de señales de MO.

La detección indirecta es una de las técnicas más prometedoras para detectar MO. Se espera que la partículas de MO se aniquilen en el halo galáctico, produciendo flujos de rayos cósmicos que se propagen a través de la galaxia y lleguen a la Tierra. El espectro de energía lleva importante información sobre la naturaleza de las partículas de MO (masa y canales primarios de aniquilación). Muchos experimentos buscan señales de aniquilación de MO en flujos de rayos  $\gamma$ , positrones y antiprotones [24].

Se va a estudiar el caso específico para fotones, para lo cual se considera para el halo galáctico de MO el perfil Navarro-Frenk-White (NFW), el perfil de densidad de MO puede ser parametrizado como:

$$\rho(r) = \rho_\odot \left[ \frac{r_\odot}{r} \right]^\gamma \left[ \frac{1 + (r_\odot/r_s)^\alpha}{1 + (r/r_s)^\alpha} \right]^{(\beta-\gamma)/\alpha} \quad (3.17)$$

## 26 CAPÍTULO 3 MODELO MÍNIMO DE MATERIA OSCURA.

donde  $r_\odot = 8,5$  Kpc,  $\rho_\odot \equiv \rho(r_\odot) = 0,3\text{GeV}/\text{cm}^3$  es la densidad de MO respecto a la posición de la Tierra, los parámetros  $\alpha, \beta, \gamma, r_s$  para el perfil NFW [25] están dados por:

	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$r_s$ (Kpc)
Perfil NFW	1	3	1	20

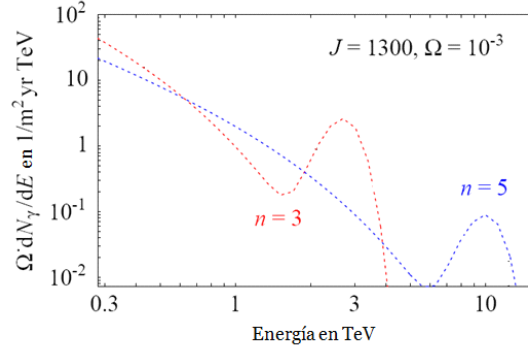
El número de fotones detectados con energía  $E = M$  es:

$$N_\gamma(\text{en } E = M) \approx \frac{30}{m^2 \cdot \text{yr} \cdot \text{sr}} J \Omega \left( \frac{\text{TeV}}{M} \right)^2 \frac{2\sigma_{\gamma\gamma}\beta + \sigma_{\gamma Z}\beta}{10^{-24}\text{cm}^3/\text{s}} \quad (3.18)$$

donde

$$\sigma_{\gamma Z} = \frac{2\sigma_{\gamma\gamma}}{\tan^2 \theta_W} = 6,5\sigma_{\gamma\gamma} \quad \text{y} \quad \sigma_{ZZ} = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\tan^4 \theta_W} = 10,8\sigma_{\gamma\gamma}$$

además  $J = \int_{\text{línea de observación}} \frac{ds}{r_\odot} \left( \frac{\rho(r)}{\rho_\odot} \right)^2$  que depende del perfil de densidad de MO en nuestra galaxia. La tasa total de fotones, posee una incertidumbre alrededor de dos órdenes de magnitud y se fija suponiendo un valor indicado de la  $M$  y del perfil de densidad de MO, para  $J = 1300$  se obtiene una señal factible a nivel de la sensibilidad actual. Con los parámetros antes mencionados se obtiene  $N_\gamma = 2,6/m^2 \cdot \text{yr}$  para un quintuplete fermionico, [28]. La figura 1 muestra el flujo de fotones provenientes del centro galactico, considerando el perfil NFW para MO.

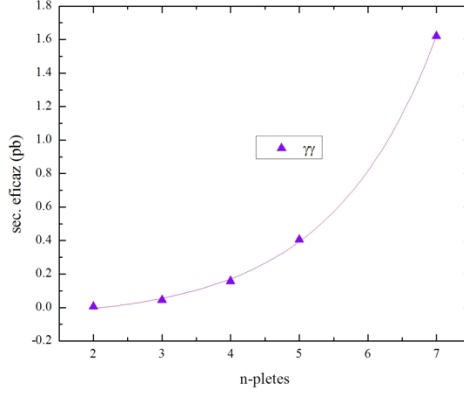


Gráfica 1. Espectro de  $\gamma$  provenientes de la aniquilación de MO, para  $n = 3$  y  $n = 5$ .

El quintuplete de MDM se aniquila a nivel árbol en  $W^+W^-$ , el cálculo de la sección eficaz del proceso:  $MO - MO \rightarrow W^+W^-$ , será discutido en el apéndice B. Por otro lado, el quintuplete de MDM se aniquila a nivel de un lazo en  $\gamma\gamma, \gamma Z, ZZ$ . El valor para la sección eficaz del proceso:  $MO - MO \rightarrow \gamma\gamma$  es:

$$\langle\sigma v\rangle_{\gamma\gamma} = 3 \times 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{seg} \quad (3.19)$$

La sección eficaz de aniquilación presenta una dependencia sobre  $M_{MO}$  y puede variar aproximadamente en un orden de magnitud alrededor de este valor central. La sección eficaz también depende de la velocidad  $v$  de MO, alcanzando un valor máximo para  $v \rightarrow 0$ . El promedio de la velocidad de MO en nuestra galaxia,  $v \approx 10^{-3}$  es, sin embargo, lo suficientemente bajo de modo que  $\sigma v$  está cerca de su valor máximo, lo cual se asume en este trabajo.



Gráfica 2. Sección eficaz  
 $MO - MO \rightarrow \gamma\gamma$  como función de  $n$ .

La gráfica 2, muestra la sección eficaz como función del número de componentes del multiplete de MO, para  $n = \{2, 3, 4, 5, 7\}$ , se observa que para un quintuplete se obtiene una sección eficaz:  $\langle\sigma v\rangle_{\gamma\gamma} \approx 0,45 pb$ .

Las señales de rayos gamma, provenientes de la aniquilación de MO en regiones donde ésta es más densa, puede ser muy importante, pero depende en gran parte de las hipótesis astrofísicas, en particular del perfil galáctico de MO. La mayoría de las detecciones astrofísicas de flujos de rayos  $\gamma$  son compatibles con la ley de potencias: el enfoque más conservador, es asumir que los flujos observados son de origen astrofísico (hasta ahora desconocido), y se impone que los flujos de MO no excedan tales observaciones. Esto impone estrictas constricciones sobre la sección eficaz de aniquilación de MO y los perfiles del halo de MO.

Por otro lado, si las partículas de MDM fueran de alguna manera una componente de Rayos Cósmicos de muy Alta Energía (UHCR), pueden observarse señales de  $MO^\pm$  en detectores como Icecube, Antares o HAWC. Si se considera que un flujo de partículas de MO de muy alta energía atraviesan la tierra, se producen partículas de  $MO^\pm$ , debido a las interacciones con nucleones, vía corrientes cargadas (CC). Las partículas cargadas que viajan en un medio pierden parte de su energía y decaen eventualmente en partículas  $MO^0$ . La cadena de producción y decaimiento es análoga a los procesos a los que se somete el neutrino tau ( $\nu_\tau$  regeneración). En el caso del quintu-

plete  $n = 5$ , las partículas  $MO^\pm$  decaen. A altas energías, la sección eficaz de interacción de CC es grande ( $E \gtrsim 10^{15} \text{ eV}$ ). La variable fenomenológica relevante, es la fracción de partículas a una energía dada, que en promedio deben de surgir al cruzar la Tierra, y por tanto generan una señal detectable en los telescopios. Se ha observado que a altas energías esta fracción puede ser considerable. Sin embargo a energías tan altas, el flujo total de rayos cósmicos no se puede despreciar, pero es bastante débil, así que el número total de eventos es limitado.

El Modelo Mínimo de Materia Oscura, propone un candidato fermiónico, estable y se busca que los parámetros de este modelo puedan ser restringidos por las observaciones astrofísicas, se está especialmente interesado en estudiar, señales provenientes de la aniquilación de  $MO$  en pares de fotones  $\gamma\gamma$ , estas señales pueden ser observadas por futuros experimentos como HAWC, el cual será descrito en el capítulo 7.

En el siguiente capítulo, se describe los aspectos principales de la Detección Directa e Indirecta de Materia Oscura, también se describen algunos de los experimentos que han contribuido a la búsqueda de candidatos de MO [29].





# Capítulo 4

## Detección Directa e Indirecta de MO.

### 4.1. Experimentos de Detección Directa.

La Detección Directa (DD), es una de las técnicas más convenientes para observar partículas de MO. La idea es muy simple: si la galaxia está llena de WIMPs, entonces muchos de ellos pasarían a través de la tierra, la interacción de estas partículas con la materia, hace posible observarlas. La búsqueda directa está enfocada en detectar la interacción directa de la MO con los detectores de superficie. Las dos posibles interacciones pueden ser, con electrones o con núcleos, el segundo es el que tiene una sensibilidad aceptable, mientras que el enorme fondo debido a la radioactividad natural hace al primero inviable. Además sólo las partículas con masas lo suficientemente grandes pueden generar un retroceso nuclear con energía de transferencia detectable, haciendo a los WIMPs el único candidato aceptable para este tipo de estudios.

El rango de interacción de un detector depende de tres cantidades: se asume una densidad local de MO:  $\rho_{MO} \sim 0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$ , la velocidad media alrededor del centro galáctico es:  $\bar{v} \sim 220 \text{ Km/s}$ , el flujo esperado es:  $\Phi \sim 10^7 (\text{GeV}/M_{MO}) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , donde  $M_{MO}$  es la masa de las partículas de MO expresada en GeV.

Sin duda alguna, una de las incertidumbres más grandes de la astrofísica, es que la determinación de la densidad local afecta directamente la predicción del rango de la detección. Por otra parte los cálculos actuales involucran no

## 32CAPÍTULO 4 DETECCIÓN DIRECTA E INDIRECTA DE MO.

solo la velocidad promedio de la partícula, sino la distribución de velocidades, haciendo la predicción aún más incierta. El movimiento de la Tierra alrededor del Sol resulta en una velocidad relativa, respecto al sistema de referencia de la galaxia, la velocidad de la Tierra está dada por:

$$\bar{v}(t) = 220Km/s \{1,05 + 0,07 \cos [2\pi (t - t_m)]\}$$

donde  $t_m$  es aproximadamente el inicio de junio y el tiempo está en años. El resultado de este efecto es una variación  $\cong 7\%$  en el flujo de WIMPs y en la detección directa a lo largo de un año. Si esta variación es muy pequeña, entonces se requiere que el número de eventos sea lo suficientemente grande para identificar una señal.

Otro aspecto importante a considerar en la detección directa, es la sección eficaz, que depende del modelo de Física de Partículas. Las incertidumbres surgen no solo de la sección eficaz, sino también surgen de la descripción teórica del blanco seleccionado. En general se estudian dos tipos de sección eficaz: la independiente del espín (SI) y la dependiente del espín (SD). La dispersión de WIMPs es discutida en el contexto de dos clases de acoplamientos: Primero, las interacciones de vectores axiales, resultan del acoplamiento del espín, contenido en un nucleón (SD). Sin embargo, para una dispersión escalar (SI), la sección eficaz aumenta drásticamente con la masa de los núcleos, y domina sobre la dispersión dependiente del spín en los actuales experimentos que utilizan átomos pesados como blancos [34].

La estrategia de la detección está basada en uno o más de los siguientes efectos generados por la interacción MO con núcleos:

- Ionización: electrones liberados por el átomo en interacciones primarias o secundarias.
- Centelleo: fotones emitidos por la des-excitación de átomos excitados.
- Calor: fonones generados por el desplazamiento de los núcleos respecto a la estructura cristalina de un detector.

En la última década muchos experimentos se han llevado a cabo y han sido desarrolladas numerosas técnicas para detectar retrocesos nucleares producidos por la dispersión de Materia Oscura; a continuación se describen brevemente los más destacados, algunos de estos experimentos reportan cotas sobre la sección eficaz de MO, mientras que otros reportan el flujo de partículas de MO, observadas en la detección [35].

- CDMS (Cryogenic Dark Matter Search): Se construyó en el laboratorio subterráneo de Soudan. El experimento está formado por 30 detectores de partículas a temperaturas muy bajas (detectores criogénicos), el experimento emplea cristales de silicio (Si) o germanio (Ge) a temperaturas por debajo de los  $10\text{ m}^\circ\text{K}$ . El arreglo tiene como objetivo la detección de fonones y señales de ionización. La combinación de las dos señales permite establecer constricciones sobre el fondo, especialmente el inducido por neutrones. Basado en los datos adquiridos entre Octubre de 2006 y Julio de 2007 de 15 detectores de Ge, el análisis establece un límite sobre la sección eficaz de WIMPs-nucleón, independiente del espín:  $\sigma_{(SI)} \approx 6,6 \times 10^{-44}\text{cm}^2$ , para una masa de WIMP  $\approx 60\text{ GeV}/c^2$  [36].
- Edelweiss (Expérience pour DEtecter Les WimPs En Site Souterrain): Su técnica de detección se basa en la coincidencia de carga y calor, en este caso el calor es medido por un sensor termométrico adherido a cristales de germanio. El experimento ha mejorado su sensibilidad para la búsqueda directa de WIMPs de MO. De los datos de obtiene una sección eficaz independiente del espín de interacciones de WIMPs y nucleones como función de la masa  $\sigma_{SI} \approx 5,4 \times 10^{-6}\text{pb}$  para una masa  $\approx 44\text{ GeV}/c^2$  [37].
- XENON Dark Matter Search Experiment: Es un detector de xenón líquido (Xe) de 15 kg, instalado en el laboratorio subterráneo de Gran Sasso en Italia, este experimento ha establecido un nuevo límite superior en la sección eficaz independiente del espín:  $\sigma_{(SI)} \approx 8,8 \times 10^{-44}\text{cm}^2$  para una masa de  $100\text{ GeV}/c^2$  y  $\sigma_{(SI)} \approx 4,5 \times 10^{-44}\text{cm}^2$  para una masa de  $30\text{ GeV}/c^2$  [33].
- CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers): Este experimento también está instalado en Gran Sasso en Italia. En este caso la detección se basa en la combinación de la técnica de centelleo y detección de fonones usando cristales de  $\text{CaWO}_4$  (scheelita, mineral formado por tungsteno ( $\text{WO}_4$ ) y calcio(Ca)), el experimento reporta una sección eficaz:  $\sigma \approx 3,8 \times 10^{-6}\text{pb}$  [32].
- DAMA: Utiliza la técnica de centelleo en cristales de  $\text{NaI}$ , es el único experimento que ha reportado la detección de una señal, pero debido a que solo usa una técnica, el control sobre los errores sistemáticos

## 34CAPÍTULO 4 DETECCIÓN DIRECTA E INDIRECTA DE MO.

es difícil. El experimento reporta una señal de WIMPs basada en la modulación anual de sus eventos,  $\sigma_p = 7,2 \times 10^{-6} pb$ . Sin embargo los resultados son sorprendentes y controversiales y tendrán que ser verificados por experimentos futuros [30].

### 4.2. Experimentos de Detección Indirecta.

La detección indirecta está basada en las observaciones astrofísicas de los productos de aniquilación de Materia Oscura, es la técnica de observación de la radiación producida por la aniquilación. El flujo de este tipo de radiación es proporcional a la tasa de aniquilación, que a su vez depende del cuadrado de la densidad de la materia oscura,  $\Gamma_A \propto \rho_{MO}^2$ . Por lo tanto, los lugares "naturales" para observar, cuando se buscan flujos importantes, son las regiones donde hay gran densidad de Materia Oscura. Densas regiones del halo galáctico, el centro galáctico, pueden ser excelentes para los fines de detectar los rayos gamma o neutrinos. Otros objetos astrofísicos, tales como el Sol o la Tierra, podrían actuar como amplificadores de la aniquilación de MO por la captura de partículas de MO. Sin embargo, sólo los neutrinos pueden escapar de estos densos objetos. Los productos de la aniquilación están confinados a moverse bajo la influencia de campos magnéticos lo que hace imposible examinar las fuentes puntuales de dichas radiaciones. A pesar de ello, las observaciones de positrones y anti-protones cósmicos pueden ser valiosas herramientas en la búsqueda de partículas de MO [31].

### 4.3. Experimentos de Rayos Gamma.

Además de detectar directamente WIMPs, se están realizando esfuerzos para tratar de observar los productos de aniquilaciones de WIMPs en el halo galáctico. Estos productos de la aniquilación incluyen neutrinos, positrones, anti-protones y rayos gamma. Para observar los rayos cósmicos de rayos gamma directamente, las observaciones deben hacerse desde el espacio. Esto se debe a que en el rango de energía que estamos más interesados (GeV a TeV), los fotones interactúan con la materia vía producción de pares  $e^+e^-$  que lleva a una interacción de longitud aproximadamente  $38 g cm^{-2}$  que es mucho más pequeño que el espesor de la atmósfera de la Tierra ( $1030 g cm^{-2}$ ). Así, en las energías que estamos considerando, los rayos gamma no pueden llegar

a los telescopios en Tierra. Sin embargo se han desarrollado experimentos para observar los rayos gamma indirectamente con telescopios de superficie. A continuación discutiremos el estado de los telescopios de rayos gamma espaciales y de superficie.

### 4.3.1. Telescopios de Superficie.

Cuando los fotones interactúan con la atmósfera, producen una cascada electromagnética y una lluvia de partículas secundarias, permitiendo a los telescopios de superficie observar indirectamente rayos gamma, a través de la detección de partículas secundarias y de luz Cherenkov originadas por su paso a través de la atmósfera de la Tierra. La primera observación de la luz Cherenkov debido a la emisión de rayos gamma de una fuente astrofísica fue la detección de la Nebulosa del Cangrejo. Aunque sólo unos pocas fuentes de rayos gamma en TeVs han sido confirmadas, muchos más podrían ser detectadas en la próxima generación de experimentos.

- CANGAROO II :Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback: Ha establecido un límite superior en la densidad local  $\rho_{CDM}^{\odot}$  del orden de  $GeV/cm^3$ , el límite superior para el modo de decaimiento  $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$  se asume es aproximadamente  $\sigma v B_{\gamma\gamma} = 10^{-29} cm^3 s^{-1}$  [38].
- HESS (High Energy Stereoscopic System): está localizado en Namibia, cerca de la montaña Gamsberg. Suponiendo que la materia oscura está compuesta de WIMPs se ha calculado el mapa de sensibilidad de HESS para aniquilación de MO, y obtuvo los primeros límites experimentales para un escenario en el cual los rayos gamma se originan a partir de la aniquilación de MO alrededor de un Agujero negro de masa intermedia. Para partículas de MO se obtiene una sección eficaz de aniquilación,  $\sigma v \approx 10^{-28} cm^3 s^{-1}$  y una masa entre  $800 GeV$  y  $10 TeV$  [39].
- MAGIC: Es el más grande de la tercera generación de experimentos de telescopios Cherenkov. Está situado en el Observatorio Roque de los Muchachos en las Islas Canarias, La Palma, a 2200 m sobre el nivel del mar. Una amplia gama de cuestiones astrofísicas están siendo investigadas con MAGIC, objetos galácticos tales como remanentes de supernovas, o de los púlsares binarios, así como objetos extragalácticos, sobre todo núcleos activos de galaxias (AGNs). En el contexto de

## 36CAPÍTULO 4 DETECCIÓN DIRECTA E INDIRECTA DE MO.

la búsqueda de MO, la galaxia enana William I, ha sido observada por este telescopio con un tiempo total de 15.5 horas entre marzo y mayo del 2008. No se encontró una emisión significativa de rayos gamma por encima de los 100  $GeV$ . El límite superior reportado en el de flujo  $\chi$  es del orden de  $10^{-12} ph\ cm^{-2}s^{-1}$  por encima de los 100  $GeV$ s, que se pueden ser comparados con las predicciones de los modelos de neutralinos [40].

- Whipple: Localizado en Fred Lawrence, Whipple Observatory en el sur de Arizona, USA. Conformado por 10 telescopios, fué pionero en el uso de la técnica de detectores Cerenkov atmosféricos para detectar rayos gamma de alta energía, Whipple estudia fuentes celestes de rayos gamma en el rango de 100  $GeV - 10\ TeV$ . Whipple ha observado la galaxia enana de Draco buscando rayos gamma provenientes de la autoaniquilación de neutralinos, para lo cual se obtiene una sección eficaz  $\sigma v \approx 1,2 \times 10^{-22} cm^3 s^{-1}$  para una masa del neutralino de 1  $TeV$  [41].
- VERITAS: Es un arreglo de 4 telescopios Cerenkov atmosféricos, localizado en Fred Lawrence, Whipple Observatory en el sur de Arizona, su campo de visión es de  $3,5^\circ$ , con una área efectiva de  $10^5\ m^2$ , fué diseñado para detectar emisiones de objetos astrofísicos en un rango de energía de 100  $GeV - 30\ TeV$ . Las observaciones de VERITAS proveen evidencia sobre la variabilidad de flujos de rayos gamma a energías por arriba de 1  $TeV$  [42].

### 4.3.2. Experimentos de positrones y Anti-proton.

La evidencia de aniquilación de MO también puede observarse en los espectros de positrones ( $e^+$ ) o anti-protones ( $\bar{p}$ ). A diferencia de los rayos gamma y los neutrinos, estas partículas cargadas no apuntan a su origen debido a la presencia de campos magnéticos galácticos. Aquí se describen algunos de los experimentos más importantes para estas mediciones.

- HEAT (High-Energy Antimatter Telescope): Hizo su primer vuelo en globo en 1994-1995, la medición del espectro de positrones entre el 1 y el 30  $GeV$ . Los resultados de este vuelo eran muy interesantes, ya que indica un exceso de positrones en el flujo máximo de alrededor de 9

GeV y se amplía a una mayor energía. Este exceso puede ser una señal de la aniquilación de Materia Oscura en el halo galáctico local [54].

- BESS (Balloon borne Experiment Superconducting Solenoidal spectrometer): Es un experimento desarrollado para la búsqueda de anti-materia en la radiación cósmica, mediante la medición de la fracción de  $\bar{p}/p$  (protón-antiprotón). BESS ha obtenido mediciones del espectro de energía de antiprotones en rayos cósmicos. Este experimento ha tenido varios vuelos éxitos en globo desde 1993, ofreciendo mediciones más detalladas en el espectro de antiprotones en el rango de 200 MeV a 3 GeV [55].
- PAMELA (Payload for Anti-Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics): El objetivo principal de PAMELA es medir el espectro de protones en el rango de 80 MeV a 190 GeV y el espectro de positrones en el rango de 50 MeV a 270 GeV. Los resultados preliminares indican un exceso de positrones rayos cósmicos a 10 GeV por encima del rango de energía. Los resultados muestran una contribución de aniquilación del neutralino de MO [43], [44].

### 4.3.3. Telescopios Espaciales.

CGRO (Observatorio de rayos gamma Compton): Conformado por 4 experimentos de rayos  $\gamma$ , BATSE, OSSE, EGRET, COMPTEL; fue lanzado al espacio en abril de 1991 y regreso a la Tierra en junio de 2000, de sus observaciones se obtuvieron buenos resultados, particularmente de la detección de fuentes puntuales de rayos  $\gamma$ , sorpresivamente muchas de ellas siguen sin ser identificadas.

BATSE (Burst and Transient Source Experiment): Capaz de ver rayos  $\gamma$  en el rango de  $30 \text{ KeV} - 2 \text{ MeV}$ , de estas observaciones se obtuvo una base de datos muy completa que consiste en 2704 GRBs. BATSE detectó flujos de fotones del orden  $\Phi \sim 0,3s^{-1}cm^{-2}$  [47].

OSSE (Oriented Scintillation Spectroscopy Experiment): Con un área efectiva de  $500 \text{ cm}^2$ , observó fotones en el rango de 50-500 KeV [48]. De la información obtenida durante 22-27 de septiembre de 1994, se encontró un flujo de fotones  $6,43 \pm 1,37 \times 10^{-6}/cm^2 \text{ s KeV}$  [49].

EGRET (The Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) [50]: Observó el universo en una gama de energías de hasta unos 30 GeV, de la



## 38CAPÍTULO 4 DETECCIÓN DIRECTA E INDIRECTA DE MO.

información obtenida, se ha construido un gran catálogo de fuentes de rayos gamma observadas, aunque alrededor del 60 % de estas fuentes permanecen aún sin ser identificadas. EGRET es sensible a rayos gamma del rango de 30 MeV a 30 GeV y se encuentra que el flujo de fotones está dado por:  $\Phi \simeq 10^{-8}$  fotones  $cm^{-2} s^{-1}$  y una sección eficaz  $\sigma v \approx 10^{-24} cm^3 s^{-1}$ .

COMPTEL: Sensible a rayos  $\gamma$  en el rango de 0,75 – 30 MeV, una de las observaciones primordiales de este telescopio fueron las AGN, y fuentes no identificadas [45]. COMPTEL ha demostrado que el universo está lleno de fenómenos que pueden ser estudiados en el rango de energías de MeV, éste experimento también ha medido el medio interestelar difuso y la radiación cósmica de rayos gamma [46].

El siguiente observatorio de rayos gamma espacial fue GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope), GLAST es sensible a los rayos gamma de hasta varios cientos GeVs de energía, y sensible a una sección eficaz del orden de  $10^{-24} - 10^{-27} cm^{-3} s^{-1}$  que depende del perfil para el halo de MO [51].

Posteriormente GLAST se convirtió en Fermi (The Fermi Gamma-ray Telescope), este telescopio fué lanzado el 11 de junio de 2008. Fermi buscará señales de MO en regiones como el centro de las galaxias, galaxias satélites, subhalos y el halo galáctico. Analizará señales de rayos  $\gamma$ , provenientes de la aniquilación de WIMP's [52].

### 4.3.4. Telescopios de Neutrinos.

Los neutrinos son mucho más difíciles de observar que los rayos gamma, debido a su interacción débil con la materia ordinaria. Los neutrinos no son fácilmente absorbidos, sin embargo, lo que permite su observación son los experimentos subterráneos. En el rango de energía GeV-TeV, los neutrinos son más fáciles de observar por "las trayectorias del muon" producidos en las interacciones cerca del volumen del detector. Estos muones viajan a través del detector emitiendo luz Cerenkov que permite que su trayectoria sea reconstruida. Se han construido de grandes arreglos de fotomultiplicadores en la profundidad del hielo, en un lago o en el mar, para detectar luz Cerenkov [53]. En este tipo de experimentos destacan:

- AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array): es un telescopio de neutrinos subterráneo, bajo el transparente hielo del Polo Sur, cuya finalidad principal es detectar neutrinos de alta energía (50 GeV - TeV) procedentes de fuentes puntuales en el universo. El reto es

encontrar una explicación al flujo de muones y neutrinos procedentes de la interacción de rayos cósmicos en la atmósfera. El detector tiene una forma cilíndrica de 200 m de diámetro y 600 m de altura con un total de 676 fotomultiplicadores [56].

- Ice Cube: se construyó en el profundo hielo de la antártida mediante el despliegue de miles de sensores ópticos esféricos (PMTs) a profundidades entre 1450 y 2450 metros. El principal objetivo del experimento es detectar neutrinos de alta energía, desde  $10^{11} eV$  y hasta  $10^{21} eV$ . Los datos de IceCube, también contribuyen a nuestra comprensión de los rayos cósmicos, supersimetría, WIMPs, y otros aspectos de la energía nuclear y la física de partículas [57].
- ANTARES: Es un detector Cherenkov de agua, que se encuentra localizado en el profundo mar mediterráneo, este experimento está optimizado para detectar muones de alta energía. Antares es un proyecto destinado a la operación de un detector submarino a una profundidad de 2.5 km cerca de Toulon en el sur de Francia. El valor de la sección eficaz de aniquilación de WIMP's reportado por este experimento es:  $\sigma \approx 3,2 \times 10^{-8} pb$  [58].

A continuación, se presentan las cotas sobre la sección eficaz de aniquilación de MO, impuestas por los experimentos de detección directa e indirecta, así como las obtenidas por los telescopios espaciales, cabe mencionar, que se presentan los datos reportados por algunos experimentos, mientras que otros no han obtenido aún datos sobre MO.

Detector	Localización	Tipo de Detector	$\sigma_{MO}$ (pb)
DAMA	Gran Sasso (Italia)	Centelleo	$\sigma \approx 5,4 \times 10^{-6}$
ZEPLIN-I	Mina Boulby (UK)	Centelleo	$\sigma \approx 1,6 \times 10^{-7}$
CRESST	Gran Sasso (Italia)	Fotones	$\sigma \approx 5,75 \times 10^{-6}$
CDMS	Soudan (USA)	Ionización y Fotones	$\sigma \approx 1,6 \times 10^{-7}$
Edelweiss	Modane (Alpes Franco-Italianos)	Ionización y Fotones	$\sigma \approx 3 \times 10^{-8}$
XENON	Gran Sasso (Italia)	Ionización y Centelleo	$\sigma \approx 2 \times 10^{-9}$
ZEPLIN-II, III	Mina Boulby (UK)	Ionización y Centelleo	$\sigma \approx 7,7 \times 10^{-8}$

Tabla 2. Cotas de Detección Directa para MO.

## 40CAPÍTULO 4 DETECCIÓN DIRECTA E INDIRECTA DE MO.

Detector	Localización	Tipo de Detector	$\sigma_{MO}$ (pb)
HESS	Namibia	Telescopios Cerenkov	$\sigma \approx 10^{-8}$
VERITAS	Arizona, U.S.A	Telescopios Cerenkov	$\sigma \approx 1$
CANGAROO	Woomera, Australia	Telescopios Cerenkov	$\sigma \approx 10^{-7}$
ANTARES	Mar Mediterraneo	Telescopios de Neutrinos	$\sigma \approx 3.2 \times 10^{-8}$
MILAGRO	Nuevo Mexico, USA	Cerenkov de Agua	$\sigma \approx 9.9 \times 10^{-8}$
MAGIC	Islas Canarias	Telescopios Cerenkov	$\sigma \approx 0.33$
CANGAROO-III	Woomera, Australia	Telescopios Cerenkov	$\sigma \approx 3.3 \times 10^{-2}$
ANTARES	Mar Mediterraneo	Telescopios de Neutrinos	$\sigma \approx 3.2 \times 10^{-8}$

Tabla 3. Cotas de Detección Indirecta para MO.

Telescopios Espaciales		$\sigma$
	EGRET	$\sigma \approx 0.33 \text{ pb}$
	GLAST	$\sigma \approx 3.3 \times 10^{-3} \text{ pb}$
	WMAP	$\sigma \approx 1 \times 10^{-6} \text{ pb}$
	PAMELA ( $e^-e^+$ )	$\sigma \approx 6.6 \text{ pb}$

Tabla 4. Cotas de Telescopios Espaciales para MO.

# Capítulo 5

## Búsqueda de WIMPs con el detector MILAGRO.

Milagro es un detector Cerenkov de agua, localizado en Nuevo México, USA, a una altitud de 2630 sobre el nivel del mar, está compuesto de un estanque central de  $60 \times 80$  m y rodeado por un arreglo de 175 tanques de agua que cubre un área de  $200 \times 200$  m. El estanque está instrumentado con 723 fotomultiplicadores distribuidos en dos capas, la capa superior es para determinar la dirección y la energía, mientras que la capa inferior es usada para distinguir entre las lluvias de rayos gamma y lluvias hadrónicas. Como resultado de ello, una lluvia inducida por protones ilumina un número relativamente pequeño de PMTs en una capa. Por otro lado las lluvias inducidas por fotones, generalmente producen una distribución de luz muy suave. Las fluctuaciones en el desarrollo de la cascada, el pequeño tamaño del detector y las fluctuaciones en la respuesta hacen difícil la determinación de la energía evento por evento [59].

Como se ha comentado anteriormente, el elemento neutro de un multiplete de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , es un candidato teórico para MO, que se estudia en el llamado MDM. Una densidad de tales partículas de Materia Oscura Mínima (MOM), puede acumularse cerca del sol, cuando pierden energía pueden ser gravitacionalmente capturados. La aniquilación de pares de MOM puede producir rayos gamma de muy alta energía (VHE, por encima de 100 GeV). Un aumento de la densidad de MOM puede existir en las inmediaciones del centro galáctico o el Sol. Esta densidad podría haber surgido durante la formación inicial de estos objetos. Además, las partículas de MOM, al entrar en el sistema solar (o a la Galaxia) pueden perder energía a través de la disper-

sión elástica con la materia ordinaria y quedar gravitacionalmente atrapados. Debido a la captura y a las continuas dispersiones, puede haber un incremento en la densidad de MOM cerca del sol. Esa acumulación de MOM puede proporcionar un flujo detectable debido a los productos de aniquilación. Milagro es un arreglo que usa la técnica Cerenkov de agua para detectar lluvias atmosféricas extensas y es capaz de observar rayos gamma de muy alta energía aproximadamente  $E \sim 100 \text{ GeV}$  en la dirección del Sol con una resolución angular de  $0,75^\circ$ . Milagro ha obtenido datos de una exposición al Sol de 1165 horas para detectar rayos gamma en la escala de TeV producidos por la aniquilación de MOM capturados por el sistema solar [61].

Si bien, es difícil saber la diferencia entre el origen de los rayos cósmicos y los rayos gamma, una señal de rayos gamma puede ser detectado como un exceso de eventos provenientes en la dirección del Sol por encima de lo esperado en el fondo de rayos cósmicos. El procedimiento de análisis de datos por lo tanto, implica la determinación del promedio de la señal de fondo, contando el número de eventos en la dirección del Sol y determinar la relevancia estadística de cualquier exceso encontrado [60].

## 5.1. Resultados obtenidos con Milagro.

Los fotones producidos en el Sol serán absorbidos, mientras que la distribución de aniquilación de MOM, cae rápidamente con la distancia al Sol. Por lo tanto, se cree que la señal de rayos gamma es mayormente producida entre uno y dos radios solares y la fuente de rayos gamma se localiza en un círculo de radio  $0,5^\circ$ .

En total con el conjunto de datos, se obtiene una exposición al Sol de aproximadamente 1164.7 horas. El número total de eventos observados es  $N = 137211$ . Por lo tanto, la hipótesis sobre de la ausencia de emisiones de rayos gamma provenientes del Sol no puede ser rechazada, y se ha obtenido un límite sobre el posible flujo de rayos  $\gamma$  proveniente de las regiones cercanas al Sol. También se concluye que el exceso en el número de eventos, debido a una fuente Solar de fotones de alta energía no excede a  $N = 4791$ . Este es el número que se utiliza para la construcción de la exclusión del flujo de rayos gamma de la región solar.

## 5.2. Cotas sobre MOM.

La interpretación de los límites construidos sobre el flujo de rayos  $\gamma$  es un modelo altamente dependiente. Este se basa en primera instancia, en las suposiciones respecto a la determinación de la distribución de velocidad de MO en el halo galáctico y el perfil de densidad en el Sistema Solar. Para una densidad de MO dada  $\rho_0$ , una sección eficaz elástica  $\sigma_{p\chi}$  determina la frecuencia con que una partícula de MOM pasa a través del Sol, se dispersa y pierde suficiente energía para ser capturado gravitacionalmente. Los resultados que se obtuvieron son:  $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$  y  $\sigma_{p\chi} = 10^{-43} \text{ cm}^2$  ( $9,9 \times 10^{-8} \text{ pb}$ ).

Este trabajo presenta el primer intento de detectar fotones en el rango de TeV producidos por la aniquilación de partícula de MOM capturados en el sistema solar. Análisis del conjunto de datos de Milagro, recogidos durante el período 2000-2001, muestra evidencia de una señal de rayos gamma, debido a ese proceso.



# Capítulo 6

## Detección de MO con HAWC.

HAWC, por *High Altitude Water Cerenkov*, forma parte de la siguiente generación de detectores Cerenkov de agua, es una propuesta para estudiar y monitorear el cielo en rayos gamma de alta energía. Los detectores Cerenkov de agua como Milagro y HAWC funcionan como monitores de fotones de energías  $\sim 1 \text{ TeV}$ , operan continuamente de día y noche sin interrupción debido a las condiciones climatológicas. Su campo de visión se amplía hasta los  $45^\circ$  del zenit, que permite hacer un estudio superficial de más de 7 sr cada día sideral. La continua acumulación de datos homogéneos permite una exposición de hasta  $2/3$  del cielo después de algunos años de funcionamiento. El principio de estos detectores se ha demostrado con el éxito de 8 años de funcionamiento de Milagro en Nuevo México, a una altitud de 2650 m. Los recursos intelectuales y económicos están disponibles para construir HAWC [63].

HAWC hará el mapeo y monitoreo del cielo en la escala de TeV, el estudio del medio interestelar galáctico, estudiará las propiedades de los rayos cósmicos a través de la Galaxia, así como el estudio de nebulosas galácticas, la emisión persistente y transitoria de galaxias activas, el seguimiento y búsqueda de GRBs. HAWC también estudiará el Sol, buscará candidatos de Materia Oscura, emisiones de rayos  $\gamma$  y neutralinos.

Dos condiciones son necesarias para mejorar un detector Cerenkov de agua, un sitio a mayor altura y un área de detección mayor. Bajo estas consideraciones se concibe que HAWC tenga un área de detección de  $150 \text{ m} \times 150 \text{ m} = 22,500 \text{ m}^2$  a una altitud de 4100 m sobre el nivel del mar.

El detector incorporará una capa de 900 fotomultiplicadores a una profundidad de 4m con respecto a la superficie del agua, arreglados en una red



de  $30 \times 30$  celdas de 5m de lado, cada uno aislado ópticamente de los demás. Esta disposición permite el rechazo directo de muones atmosféricos y una discriminación de fotones-hadrones [62].

## 6.1. El Sitio Sierra Negra.

Encontrar un sitio adecuado que tenga una altura de aproximadamente 4000 metros es muy difícil de localizar. HAWC requiere un área plana de alrededor de  $200 \times 200$  metros. El volcán Sierra Negra, es el sitio del Gran Telescopio Milimétrico (GTM) que es una antena de 50 m para radioastronomía, la antena está localizada en la cima de Sierra Negra también conocido como Tliltepetl a 4600 m. Sierra Negra está dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba o Citlaltepetl, la montaña más alta en México con 5610 metros de altura [64]. El Parque Nacional tiene una extensión de  $197,5 \text{ Km}^2$ , que comprende dos estrato-volcanes, cuyas cumbres están separadas por 7 Km. El valle entre ellos está a 4000 m. Para montar el arreglo de HAWC se ha seleccionado un área relativamente plana en la base de Sierra Negra, la cual tiene un área aproximada de  $90000 \text{ m}^2$ . Se realizó un estudio topográfico para encontrar una ubicación favorable para HAWC con una superficie aproximada de  $44000 \text{ m}^2$  y una altitud promedio de 4100 m. y una inclinación de  $5^\circ$ . El sitio se encuentra a  $\sim 1 \text{ Km}$  del GTM y toda su infraestructura, la carretera, la línea eléctrica y el internet, pueden ser extendidos para HAWC.

## 6.2. Astrofísica de HAWC.

El estudio del cielo depende de la latitud geográfica  $\propto \cos(b)$  significa que HAWC está a  $b \simeq 19^\circ \text{ N}$  que cubrirá  $8,4 \text{ sr}$  que es un 17% más que lo alcanzado en el sitio de MILAGRO:  $7,2 \text{ sr}$ . La figura 1, muestra la importante cobertura del plano galáctico. La ubicación del sitio garantiza una sincronización con los observatorios de EE.UU, México y América del Sur, que permite hacer estudios rápidos, esto también incluye las observaciones diarias del GTM. Las operaciones de HAWC se llevarán a cabo a través de un conjunto de experimentos que incluyen al radio telescopio GTM, un Telescopio Solar de Neutrones, dos Telescopios Atmosféricos Cerenkov, un Detector de Superficie de Rayos Cósmicos y un Telescopio de Fluorescencia [65].

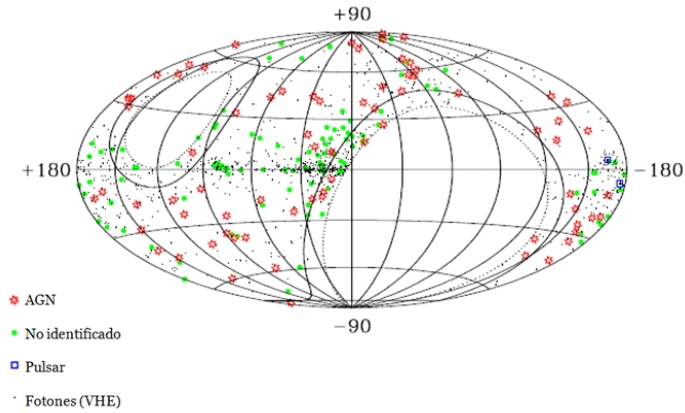


Figura 1. El cielo de rayos  $\gamma$  de alta energía, observado desde Sierra Negra.

HAWC formará parte de un complejo científico interdisciplinario, que trabajará en muchas longitudes onda capaz de llevar a cabo estudios astrofísicos, combinando estudios como: Física Solar a Alta Energía, reconstrucción de rayos gamma, etc. Sierra Negra ofrecerá a HAWC una infraestructura necesaria añadiendo una extraordinaria sinergia y el apoyo de científicos mexicanos con experiencia en geofísica, astrofísica, energía solar y física de altas energías.

### 6.3. Detección de fotones con HAWC.

Los tres procesos principales donde involucran la interacción de fotones de alta energía con átomos, núcleos y electrones son: absorción fotoeléctrica, efecto Compton y producción de pares electrón-positrón.

Cuando un rayo  $\gamma$  de muy alta energía llega a la parte superior de la atmósfera terrestre da lugar a lluvias energéticas de pares electrón-positrón. Estos últimos emiten radiación Cerenkov, la cual puede ser detectada a nivel de la superficie terrestre. Esta técnica ha resultado en una notable evidencia de rayos  $\gamma$  de alta energía provenientes de fuentes cósmicas, algunas aún no identificadas [66]. Si bien es difícil saber la diferencia entre el origen de los rayos cósmicos y los rayos gamma, una señal de rayos gamma puede

ser detectado como un exceso de eventos provenientes en una dirección por encima de lo esperado el fondo de rayos cósmicos. El procedimiento de análisis de datos por lo tanto, implica la determinación del promedio de la señal de fondo, contando el número de eventos en cierta dirección y determinar la relevancia estadística de cualquier exceso encontrado.

## 6.4. Lluvias Electromagnéticas.

Un fotón de alta energía genera un par electrón-positrón, cada uno de los cuales, a su vez genera fotones de alta energía, cada uno de los cuales genera un par electrón-positrón, y así sucesivamente, como se muestra en la figura 2.

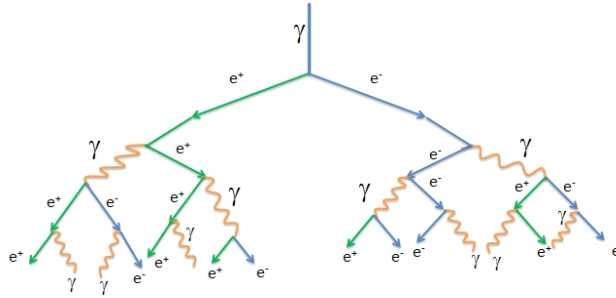


Figura 2. Lluvia electromagnética.

En el límite ultrarelativista, la longitud de radiación para la producción de pares y para el bremsstrahlung es la misma. Entonces, la probabilidad de que estos procesos se lleven a cabo es de  $1/2$  a una distancia  $\zeta$ , la probabilidad está dada por:

$$\exp\left(\frac{-\zeta}{\zeta_0}\right) = \frac{1}{2} \quad \rightarrow \quad \zeta = R = \zeta_0 \ln 2 \quad (6.1)$$

Por lo tanto, si se inicia una cascada con un  $\gamma$  de energía  $E_0$ , después de una distancia, en promedio  $R$ , un par electrón-positrón es producido y se asume que este par de partículas comparten la energía del  $\gamma$ , es decir, cada electrón-positrón tiene una energía  $E_0/2$ . En la siguiente longitud  $R$ , el electrón y el

positrón pierden, en promedio la mitad de su energía y cada uno radia un fotón de energía  $E_0/4$ , entonces se tienen dos partículas y dos fotones con energía  $E_0/4$  cuando han recorrido una distancia  $2R$ , este proceso se repite varias veces, como se puede observar en la figura 3. Entonces, después de una distancia  $nR$ , el número de electrones + positrones + fotones es  $2^n$  y su energía promedio es  $E_0/2^n$ , con lo que también se puede ver que las lluvias consisten de  $2/3$  de positrones y electrones y  $1/3$  de fotones. La cascada eventualmente se detiene cuando la energía promedio por partícula cae por debajo de la energía crítica  $E_c$ .

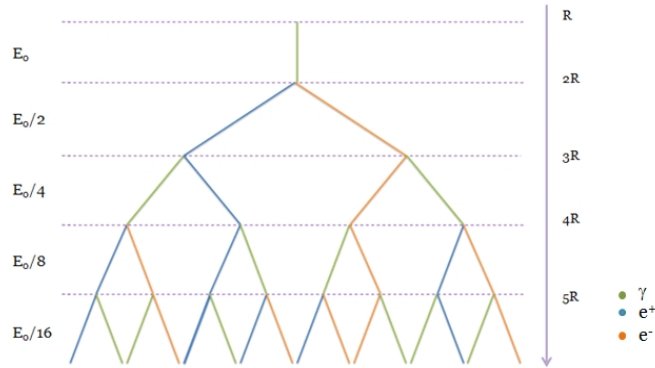


Figura 3. Un modelo simple para una Lluvia electromagnética.

Entonces, la lluvia alcanza su máximo cuando la energía promedio de la cascada de partículas es aproximadamente  $E_c$ . El número de partículas y de fotones de alta energía es aproximadamente  $E_0/E_c$ , la longitud de radiación  $N$  está dada por:

$$N\zeta_0 = n\zeta_0 \ln 2 \quad \rightarrow \quad N = \ln(E_0/E_c) \quad (6.2)$$

De las observaciones anteriores podemos concluir: i) El crecimiento inicial es exponencial, ii) El número máximo de partículas es proporcional a  $E_0$  y iii) más allá del máximo existe una rápida atenuación del flujo de electrones. Una característica importante de estos resultados es que la lluvia consiste solo de electrones, positrones y rayos  $\gamma$ , no hay muones, piones, ni otras partículas residuales. Esto ayuda a distinguir los rayos  $\gamma$  de alta energía de otros tipos

de partículas.

## 6.5. Rayos $\gamma$ y Radiación Cerenkov.

Cuando una partícula se mueve a través de un medio a una velocidad constante  $v$  la cual es más grande que la velocidad de la luz en este medio, esta emite *Radiación Cerenkov*. Una forma simple de imaginarse este proceso, es que si una partícula se mueve a través del medio más rápido que la luz, de atrás de la partícula se crea una onda de choque, y esto resulta en una pérdida de energía de la partícula. El frente de onda de la radiación se propaga a un ángulo fijo con respecto al vector de velocidad de la partícula. La geometría de la figura 4, se observa que el ángulo del vector de onda con respecto a la dirección del movimiento de la partícula es:  $\cos \theta = c/nv$  donde  $n$  es el índice de refracción del medio y  $c/n$  es la velocidad de propagación de la luz en el medio.

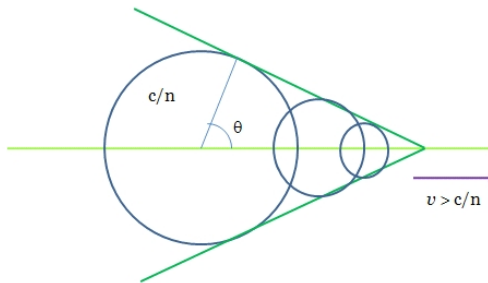


Figura 4. Radiación Cerenkov.

La radiación Cerenkov es importante en dos diferentes contextos, en la detección de partículas de alta energía y fotones. Primero, los procesos pueden ser usados en la construcción del umbral de un detector en donde la radiación Cerenkov es sólo emitida si la partícula tiene una velocidad mayor a  $c/n$ . Una segunda aplicación, es en la detección de rayos  $\gamma$  muy energéticos cuando entran en lo más alto de la atmósfera, el rayo  $\gamma$  inicia una cascada electrón - positrón, y si ésta es de muy alta energía, los pares electrón - positrón creados adquieren velocidades mayores a la velocidad de la luz. Estos electrones y

positrones radian luz Cherenkov la cual puede ser detectada a nivel de la superficie terrestre.

## 6.6. Aniquilación $e^-e^+$ y Producción de $e^+$ .

Una de las formas más extremas del mecanismo de pérdida de energía para electrones, es la aniquilación con sus antipartículas, los positrones. La aniquilación de partícula - antipartícula resulta en la producción de fotones de alta energía y, a la inversa, fotones de alta energía pueden colisionar con los fotones del ambiente para producir pares de partículas- antipartículas. El caso de la aniquilación electrón - positrón, es de particular interés debido a la clara evidencia de que este proceso se ha encontrado en las regiones centrales de nuestra galaxia, este es un método convincente para estudiar regiones en las cuales se espera que existe un flujo de positrones.

Otro proceso de considerable importancia en ciertos ambientes astronómicos es la producción de pares en colisiones fotón - fotón. Estos procesos en consecuencia no solo proveen las condiciones para crear pares electrón - positrón sino también resulta en una importante fuente de opacidad para rayos  $\gamma$  de alta energía [67].

## 6.7. Simulación de Lluvias Electromagnéticas.

Las lluvias electromagnéticas generadas por un fotón de alta energía son simuladas con CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade), que es un programa detallado de simulación Monte Carlo para lluvias atmosféricas extensas iniciadas por partículas de alta energía que entran a la atmosfera terrestre. CORSIKA permite simular las interacciones y los decaimientos de los núcleos, hadrones, muones, electrones y fotones en la atmósfera con energías de hasta  $10^{29}$  eV. Este programa provee el tipo, la energía, ubicación, dirección y los tiempos de llegada de todas las partículas secundarias que se crean en la lluvia atmosférica [68].

CORSIKA es un conjunto de rutinas de FORTRAN. Que no utiliza ningún programa para la simulación de lluvias atmosféricas. El programa consiste básicamente de 4 partes. La primera parte es un programa en el manejo de entrada -salida, crea el decaimiento de partículas inestables, y hace el seguimiento de las partículas teniendo en cuenta la pérdida de energía

por ionización, por dispersiones múltiples y el campo magnético terrestre. La segunda parte trata las interacciones hadrónicas de los núcleos y hadrones con los núcleos del aire a altas energías. La tercera parte simula interacciones hadrónicas a baja energía y la cuarta parte describe el transporte y la interacción de los electrones, positrones y fotones.

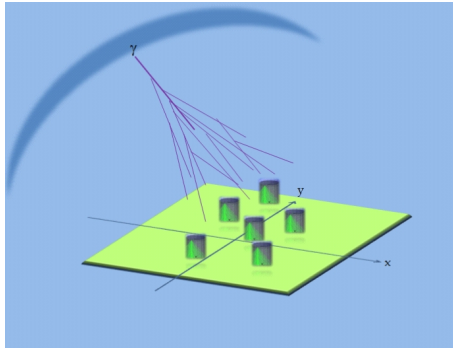


Figura 5. Arreglo Experimental.

Las interacciones hadrónicas pueden ser tratadas con alguno de los siguientes modelos: Modelo de partones (DPMJET), Monte Carlo (HDPM), Modelo quark-gluón (QGSJET), Modelo mini-jet (SIBYLL). El modelo usado para este trabajo es Modelo quark-gluón (QGSJET), que se describe a continuación [69].

El modelo general para interacciones hadrónicas de alta energía consiste en los siguientes pasos: i) para describir una interacción fundamental, es decir para definir la correspondiente amplitud de dispersión y el procedimiento para convertir partones en hadrones. ii) para tratar procesos con múltiples dispersiones, iii) describir la producción de partículas como una superposición de un número de interacciones elementales.

Otro paquete de simulación utilizado en este trabajo es Geant4 que es un paquete de software libre integrado por diferentes herramientas que pueden utilizarse para simular con precisión el paso de partículas a través de la materia, permite manipular algunos parámetros de la simulación como la geometría del arreglo, la posición de cada detector, el material del detector, las partículas, etc.

Para simular una lluvia electromagnética cuya partícula primaria es un fotón ( $\gamma$ ), se genera primero la lluvia atmosférica en CORSIKA usando los

## 6.7 SIMULACIÓN DE LLUVIAS ELECTROMAGNÉTICAS. 53

párametros que se muestran en la figura 6, donde también se toma el ángulo zenital a  $45^\circ$  y la energía de la partícula primaria,  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$ . Estos parámetros generan un archivo de datos, que se transporta a Geant4, donde se genera la visualización de la simulación y se pueden observar las trayectorias de las partículas generadas por la lluvia y la posición de los detectores en el arreglo experimental, tal como se observa en la figura 7.

```
Archivo  Editar  Ver  Terminal  Solapas  Ayuda
UM PICO 5.01                                     File: inputph38

RUNNR 38                                     run number
EVTNR 1                                     number of first shower event
NSHOW 1                                     number of showers to generate
PRMPAR 1                                    particle type of prim. particle
ESLOPE -2.7                                 slope of primary energy spectrum
ERANGE 1.E6 1.E6                            energy range of primary particle
THETAP 45. 45.                              range of zenith angle (degree)
PHIP 90. 90.                                range of azimuth angle (degree)
SEED 1 0 0                                  seed for 1. random number sequence
SEED 2 0 0                                  seed for 2. random number sequence
OBSLEV 4600.E2                              observation level (in cm)
FIXCHI 0.                                   starting altitude (g/cm*2)
MAGNET 27.759 29.983                         magnetic field sierra negra
HADFLG 0 0 0 0 0 2                          flags hadr.interact.&fragmentation
ECUTS 0.3 0.3 0.003 0.003                  energy cuts for particles
MUADDI T                                     muon multiple scattering angle
MUMULT T                                     em. interaction flags (NKG,EGS)
ELMFLG T T                                  mult. scattering step length fact.
STEPFC 1.0                                  outer radius for NKG lat.dens.distr.
RADNKG 200.E2                               rotation of array to north
ARRANG 0.                                   longit.distr. & step size & fit & out
LONGI T 20. T T                             cut on gamma factor for printout
ECTMAP 1.E3                                 max. number of printed events
MAXPRT 100

Get Help  WriteOut  Read File  Prev Pg  Cut Text  Cur Pos
Exit      Justify   Where is  Next Pg  UnCut Text To Spell
```

Figura 6. Parámetros usados en la simulación.

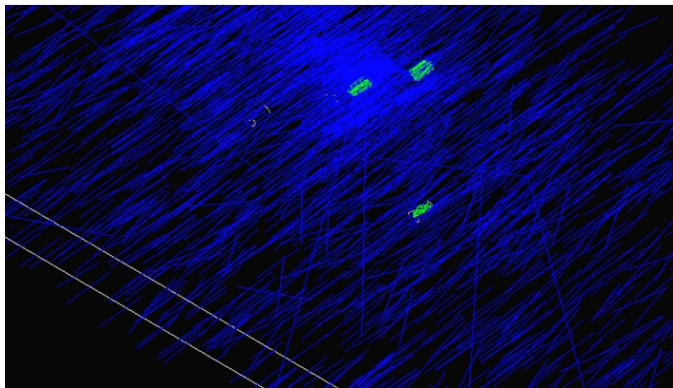
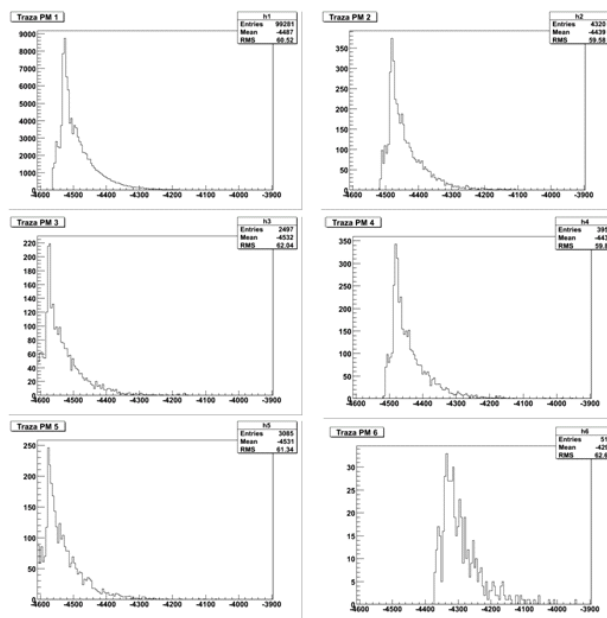


Figura 7. Visualización de la simulación

De esta simulación se obtiene información acerca de la respuesta de cada uno de los fotomultiplicadores, con lo que se obtienen histogramas que

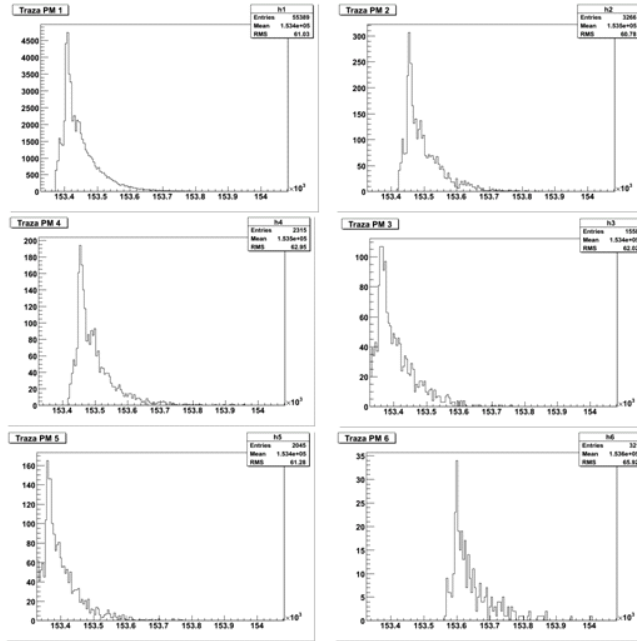


muestran la respuesta del detector en un determinado tiempo, tal como se muestra en la gráfica 3.



Gráfica 3. Señal de cada uno de los detectores, generada por una partícula primaria  $\gamma$ , con energía,  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$  y  $\theta = 45^\circ$ .

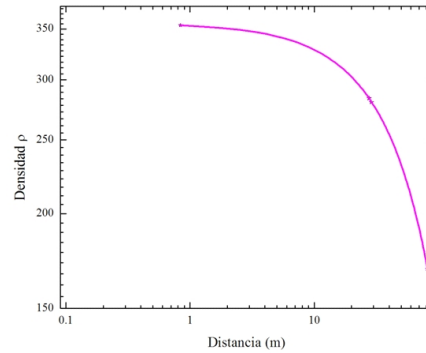
La gráfica 4, muestra los histogramas correspondientes a cada detector obtenidos de la simulación de una lluvia atmosférica cuya partícula primaria, en este caso un protón ( $p$ ), con una energía  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$ .



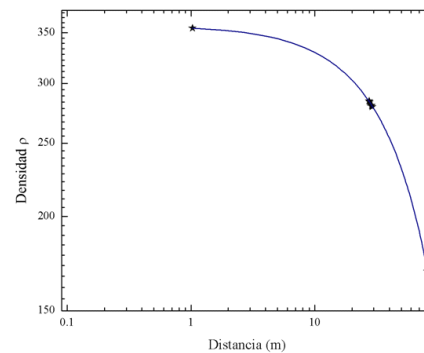
Gráfica 4. Señal de cada uno de los detectores, generada por una partícula primaria  $p$ , una energía,  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$  y  $\theta = 45^\circ$ .

### 6.7.1. Función de Distribución Lateral (LDF).

En el núcleo de las lluvias, las partículas son mucho más numerosas a algunas distancias, estas sin embargo se extienden hasta algunos kilómetros. La Función de Distribución Lateral (LDF) es la señal en un detector como una función de la distancia al eje de la lluvia. La LFD correspondiente a una lluvia generada por un fotón ( $\gamma$ ) y  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$  se muestra en la gráfica 5, así como la LFD correspondiente a un protón ( $p$ ) y  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$ , mostrada en la gráfica 6.



Gráfica 5. LFD correspondiente a un Fotón ( $\gamma$ ) con  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$ .



Gráfica 6. LFD correspondiente a un protón ( $p$ ) con  $E = 1 \times 10^{15} \text{ eV}$ .

La calibración de los detectores es esencial, puesto que permite convertir la información de la señal medida en cada detector en el número de partículas de la lluvia que llegan a cada uno de estos y finalmente permite obtener la energía de la partícula primaria. Como es tradicional se usa el fondo de muones y electrones para calibrar los detectores. Los muones son una componente importante de las partículas secundarias a energías por encima de los 100 MeV, con aproximadamente 300 muones por segundo por  $m^2$ . Estas

## 6.7 SIMULACIÓN DE LLUVIAS ELECTROMAGNÉTICAS. 57

partículas secundarias se originan debido a las interacciones hadrónicas de las partículas primarias con la atmósfera. Entonces para la calibración se registra la energía depositada por una partícula que pasa a través del detector, este proceso debe ser determinado experimentalmente, y se deja para un futuro trabajo. Sin embargo con los datos obtenidos de la simulación es posible reconstruir la dirección de arribo de las lluvias atmosféricas.

### 6.7.2. Dirección de Arribo.

La dirección de las lluvias electromagnéticas se deduce directamente de la relación de los tiempos de llegada del frente de la lluvia a los diferentes detectores. La figura 8 muestra la forma en que los tiempos de arribo a cada detector depende de la dirección de arribo del frente de la lluvia [70].

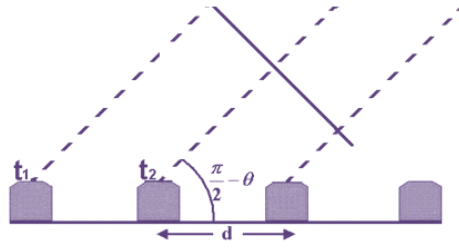


Figura 8. Tiempos de arribo del frente de la lluvia en el arreglo experimental.

Entonces si los tiempos de arribo del frente de la lluvia se observan en dos detectores adyacentes, separados una distancia  $d$  son  $t_1$  y  $t_2$ , entonces la dirección normal al frente de la lluvia está dado por:

$$\sin \theta \sin \phi = \frac{c(t_2 - t_1)}{d_{21}} \quad (6.3)$$

$$\sin \theta \sin \phi = \frac{c(t_4 - t_3)}{d_{43}}$$

donde  $\theta$  y  $\phi$  son el ángulo cenital y azimutal respectivamente del vector normal al plano de la lluvia viajando a la velocidad de la luz  $c$ , además,

$d = 28,28 \text{ m}$  y  $t_2 - t_1 \approx 67 \text{ ns}$ , se obtiene una reconstrucción angular,  $\theta \approx 44,7^\circ$ .

El error en  $\theta$  está dado por:

$$\Delta\theta = \sqrt{2} \left[ 2 \left( \frac{c}{d\Delta t} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta d}{d} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2} \quad (6.4)$$

donde  $\Delta t$  es el error en el tiempo de arribo, mientras que  $\Delta d$  es el error en la determinación de la distancia entre dos detectores.

La densidad de partículas está dada por la fórmula NKG (Nishimura, Kamata, Greisen) [71].

$$\rho(S, r) = K(S)(r/R_0)^{S-2}(1 + r/R_0)^{S-4,5} \quad (6.5)$$

Aquí,  $S$  es la edad de la lluvia,  $r$  es la distancia del detector al núcleo de la lluvia y  $R_0$  es el radio de Molliere.

Para una resolución temporal  $0,5 \text{ ns}$ . se obtiene  $\Delta\theta = 1,1^\circ$ .

# Capítulo 7

## Conclusiones.

La búsqueda experimental de Materia Oscura ha tenido gran auge en los últimos años, tanto que muchos modelos podrían ser probados tales como MO de SUSY, Kaluza-Klein, Little Higgs, etc. Todos estos modelos ofrecen predicciones, sin embargo, i) se desarrollan en el contexto de la aún no encontrada escala electrodébil (EW), ii) dependen de un gran número de parámetros desconocidos, iii) generalmente se basan en la existencia de algunas características adicionales (R, KK, paridad- T) impuestas a mano para mantener los candidatos de MO estables.

El modelo Mínimo de Materia Oscura propone una aproximación minimalista, poniendo especial interés, solo en el problema de MO, agregando al Modelo Estándar un multiplete extra  $\chi$  con interacción electrodébil que constituye un buen candidato de MO, pues es electricamente neutro, estable, producidos en la cantidad correcta via enfriamiento térmico en el universo temprano y no está excluido por los resultados experimentales de detección directa. Se encuentra que hay candidatos preferenciales, el quintuplete fermionico  $SU(2)_L$  con hipercarga  $Y = 0$ , ninguna característica es introducida a mano para garantizar su estabilidad.

Las predicciones fenomenológicas del modelo pueden enlistarse como sigue:

- La próxima generación de experimentos de detección directa, por ejemplo, Super-CDMS o Xenon 1-Ton se espera sean sensibles a una sección eficaz independiente del espín de candidatos de MO.
- La búsqueda de MO, mediante la detección indirecta constituye sin duda una de las pruebas más interesantes del modelo. Las señales prove-

nientes de la aniquilación de  $MO - MO \Rightarrow \gamma\gamma$  pueden ser detectadas por HAWC.

- La producción de rayos gamma proveniente del quintuplete de MDM en el centro galáctico es compatible con el perfil observado de NFW.

Las principales propiedades del espectro predicho son determinadas por las siguientes propiedades del modelo:

- La masa del candidato de MO es muy grande  $M \approx 9,6 \text{ TeV}$ , así que se espera que el flujo se extienda hasta energías en el rango de TeVs.
- El canal predominante de aniquilación es  $W^+W^-$  produce flujos de todas las especies ( $e^+, \bar{p}, \gamma$  y  $\nu$ ) con un espectro característico.
- En el apéndice B, se analiza el proceso:  $\bar{\chi}^0\chi^0 \rightarrow W^+W^-$ , donde se obtiene una sección eficaz,  $\sigma \approx 2,4 \times 10^{-3} \text{ pb}$ , para una energía,  $E = 5,4 \text{ TeV}$  y una masa de  $m_\chi = 2,7 \text{ TeV}$ . Por otro lado, en el apéndice C, se estudia el proceso  $\bar{d}u \rightarrow \chi^0\chi^+$ , para el cual se obtiene una sección eficaz,  $\sigma \approx 7,29 \times 10^{-3} \text{ pb}$ . LHC buscará señales de MO, mediante la observación de señales producidas por este mecanismo.
- El arreglo HAWC, ofrece una oportunidad de estudiar señales provenientes de la aniquilación de MO en pares de  $\gamma\gamma$ .
- Si bien es difícil saber la diferencia entre el origen de los rayos cósmicos y los rayos gamma, una señal de rayos gamma puede ser detectado como un exceso de eventos provenientes en una dirección por encima de lo esperado el fondo de rayos cósmicos. El procedimiento de análisis de datos por lo tanto, implica la determinación del promedio de la señal de fondo, contando el número de eventos en cierta dirección y determinar la relevancia estadística de cualquier exceso encontrado.

# Capítulo 8

## Apéndice A.

Se consideran fermiones exóticos que transforman de manera general como multipletes  $n$  dimensionales de un vector bajo el grupo del ME [72].

Los multipletes  $n$ -dimensionales derechos e izquierdos tienen la siguiente forma:

$$F_{L,R} = (f_J, f_{J-1}, \dots, f_{(J-s)}, f_{-(J-1)}, f_{-J})_{L,R}; \quad s = 0, 1, \dots, 2J. \quad (8.1)$$

La dimensión del multiplete es  $N = 2J + 1$ . El lagrangiano de esta representación se escribe como sigue:

$$\mathcal{L} = \bar{F}_L \gamma^\mu D_\mu F_L + \bar{F}_R \gamma^\mu D_\mu F_R \quad (8.2)$$

donde:

$$D_\mu F_{L,R} = (\partial_\mu - ig' Y B_\mu - ig \tau^i W_\mu^i) F_{L,R} \quad (8.3)$$

De las ecuaciones 7.1 y 7.2 se puede ver que el lagrangiano que describe las interacciones de los fermiones  $F_{L,R}$  es:

$$L_{int}^{(+,-)} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{f}^a T_{ab}^+ W^- f^b - g' Y_L \bar{f}^a \not{B} f^a - g \bar{f}^a T_{ab}^3 W_3 f^a \quad (8.4)$$

donde los elementos de la matriz  $T^+$  son cero excepto en la línea por debajo de la diagonal con valores:

$$T_{J-s, J-s+1}^+ = \sqrt{s(2J-s+1)}; \quad s = 1, 2, \dots, 2J \quad (8.5)$$



El operador  $T_3$  con elementos:  $T_{3J-s, J-s} = J - s$ . Las reglas de Feynman correspondientes a los fermiones con los bosones de norma están dadas por:

$$C_{(J,s)}^W \bar{f}_{J-s} \gamma^\mu f_{J-s+1} W_\mu^-, \quad C_{(J,s)}^Z \bar{f}_{J-s} \gamma^\mu f_{J-s} Z_\mu, \quad \text{y} \quad C_{(J,s)}^\gamma \bar{f}_{J-s} \gamma^\mu f_{J-s+1} A_\mu, \quad (8.6)$$

donde:

$$C_{(J,s)}^W = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta} \sqrt{s(2J-s+1)}$$

$$C_{(J,s)}^Z = \frac{e}{\sin \theta \cos \theta} [\sin^2 \theta Y_L - (J-s) \cos^2 \theta]$$

$$C_{(J,s)}^\gamma = -e(Y_L + J-s)$$

Para el caso de un quintuplete fermiónico,  $T^+$  y  $T_3$  están dados por:

$$T^+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{6} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{6} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 & 0 \end{pmatrix} \quad T_3 = \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (8.7)$$

Se analiza el caso:  $\chi^0 \chi^0 \rightarrow W^+ W^-$ , entonces para un quintuplete,  $N = 2J + 1 \rightarrow J = 2$  y  $s = 0, 1, 2, 3, 4$ , donde:

$$C_{(J,s)}^W \bar{f}_{J-s} \gamma^\mu f_{J-s+1} W_\mu^- \quad \text{y} \quad C_{(J,s)}^W = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta} \sqrt{s(2J-s+1)}. \quad (8.8)$$

para  $s = 0$  :

$$C_{(2,0)}^W = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta} (0) = 0$$

para  $s = 1$  :

$$C_{(2,1)}^W = -\frac{\sqrt{2}e}{\sin \theta} \implies -\frac{\sqrt{2}e}{\sin \theta} \chi^- \gamma^\mu \chi^{--} W_\mu^-$$

para  $s = 2$  :

$$C_{(2,2)}^W = -\frac{\sqrt{3}e}{\sin \theta} \implies -\frac{\sqrt{3}e}{\sin \theta} \chi^0 \gamma^\mu \chi^- W_\mu^-$$

para  $s = 3$  :

$$C_{(2,3)}^W = -\frac{\sqrt{3}e}{\sin \theta} \implies -\frac{\sqrt{3}e}{\sin \theta} \chi^+ \gamma^\mu \chi^0 W_\mu^- \quad (8.9)$$

para  $s = 4$  :

$$C_{(2,4)}^W = -\frac{\sqrt{2}e}{\sin \theta} \implies -\frac{\sqrt{2}e}{\sin \theta} \chi^{++} \gamma^\mu \chi^+ W_\mu^-$$



# Capítulo 9

## Apéndice B.

El diagrama de Feynman para el proceso  $\bar{\chi}^0 \chi^0 \rightarrow W^+ W^-$  es el siguiente:

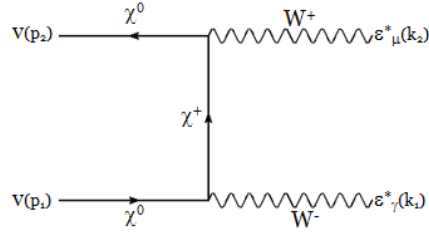


Figura 9. Diagrama de Feynman

La amplitud del proceso tiene la forma:

$$iM = \left[ \bar{v}(p_2) \left( \frac{i\sqrt{3}e}{\sin\theta} \gamma^\mu \right) \frac{i(\not{q} + m_{\chi^+})}{q^2 - m_{\chi^+}^2} \left( \frac{i\sqrt{3}e}{\sin\theta} \gamma^\nu \right) u(p_1) \right] \epsilon_\mu^*(k_2) \epsilon_\nu^*(k_1)$$

$$iM = -\frac{i3e^2}{\sin^2\theta} \left( \frac{1}{q^2 - m_{\chi^+}^2} \right) [\bar{v}(p_2) \gamma^\mu (\not{q} + m_{\chi^+}) \gamma^\nu u(p_1)] \epsilon_\mu^*(k_2) \epsilon_\nu^*(k_1)$$

$$-iM^\dagger = \frac{i3e^2}{\sin^2\theta} \left( \frac{1}{q^2 - m_{\chi^+}^2} \right) [\bar{u}(p_1) \gamma^\sigma (\not{q} + m_{\chi^+}) \gamma^\rho v(p_2)] \epsilon_\sigma(k_2) \epsilon_\rho(k_1)$$

$$M^\dagger M = \frac{9e^4}{\sin^4 \theta} \left( \frac{1}{q^2 - m_{\chi^+}^2} \right) [\bar{u}(p_1) \gamma^\rho (\not{q} + m_{\chi^+}) \gamma^\sigma v(p_2)] [\bar{v}(p_2) \gamma^\mu (\not{q} + m_{\chi^+}) \gamma^\nu u(p_1)] \cdot \\ \cdot \epsilon_\sigma(k_2) \epsilon_\mu^*(k_2) \epsilon_\rho(k_1) \epsilon_\nu^*(k_1)$$

Promediando y sumando sobre espines iniciales y polarizaciones, el cuadrado de la amplitud queda de siguiente manera:

$$|\overline{M}|^2 = \frac{9e^4}{4 \sin^4 \theta} \left( \frac{1}{q^2 - m_\chi^2} \right) Tr \left[ (\not{p}_1 + m_\chi) \gamma^\sigma (\not{q} + m_\chi) \gamma^\rho (\not{p}_2 - m_\chi) \gamma^\mu (\not{q} + m_\chi) \gamma^\nu \right] \cdot \\ \cdot \left( \frac{k_{2\sigma} k_{2\mu}}{m_w^2} - g_{\sigma\mu} \right) \left( \frac{k_{1\rho} k_{1\gamma}}{m_w^2} - g_{\rho\gamma} \right)$$

donde se considera que  $m_{\chi^0} = m_{\chi^+} = m_\chi$ .

$$|\overline{M}|^2 = \frac{9e^4}{4 \sin^4 \theta} \frac{1}{m_w^4} \left( \frac{1}{q^2 - m_\chi^2} \right) \cdot (4((( -3(2p_2 \cdot q + 3(m_\chi^2 + q^2))m_\chi^2 \\ + 2p_1 \cdot q(3m_\chi^2 + p_2 \cdot q) + p_1 \cdot p_2(m_\chi^2 - q^2))m_w^2 \\ + 4k_2 \cdot p_2 k_2 \cdot q(p_1 \cdot q - 3m_\chi^2) + 2k_1 \cdot p_1 k_2 \cdot p_2(m_\chi^2 - q^2))m_w^2 \\ + 2k_1 \cdot p_1(k_1 \cdot p_2(m_\chi^2 - q^2)m_w^2 + 2(k_1 \cdot q((3m_\chi^2 + p_2 \cdot q)m_w^2 \\ + k_2 \cdot p_2 k_2 \cdot q) + k_1 \cdot k_2 k_2 \cdot p_2(m_\chi^2 - q^2))))))$$

Para evaluar la expresión anterior, se considera la cinemática del proceso en el centro de masa. Para lo cual se tiene lo siguiente:

$$p_1 = (E, p\hat{z}), \quad p_2 = (E, -p\hat{z}). \\ k_1 = (E, K \sin \theta, 0, K \cos \theta) \\ k_2 = (E, -K \sin \theta, 0, -K \cos \theta) \\ q = k_1 - p_1 = k_2 - p_2, \\ k_1 = (E, \sqrt{E^2 - m_w^2} \sin \theta, 0, \sqrt{E^2 - m_w^2} \cos \theta). \\ k_2 = (E, -\sqrt{E^2 - m_w^2} \sin \theta, 0, -\sqrt{E^2 - m_w^2} \cos \theta). \\ q^2 = (k_1 - p_1)^2 = m_\chi^2 + m_w^2 - 2 \left[ E^2 - \left( \sqrt{E^2 - m_\chi^2} - \sqrt{E^2 - m_w^2} \right) \cos \theta \right]. \\ p_1 \cdot p_2 = E^2 + p^2 = 2E^2 - m_\chi^2,$$

$$\begin{aligned}
p_1^2 &= p_2^2 = m_\chi^2. \\
k_1 \cdot p_1 &= k_2 \cdot p_2 = E^2 - \left( \sqrt{E^2 - m_\chi^2} \sqrt{E^2 - m_w^2} \right) \cos \theta, \\
k_1 \cdot p_2 &= k_2 \cdot p_1 = E^2 + \left( \sqrt{E^2 - m_\chi^2} \sqrt{E^2 - m_w^2} \right) \cos \theta \\
k_1 \cdot k_1 &= k_2 \cdot k_2 = m_w^2, \\
k_1 \cdot k_2 &= 2E^2 - m_w^2, \\
k_1 \cdot q &= k_2 \cdot q = m_w^2 - E^2 + \left( \sqrt{E^2 - m_\chi^2} \sqrt{E^2 - m_w^2} \right) \cos \theta, \\
p_1 \cdot q &= p_2 \cdot q = E^2 - \left( \sqrt{E^2 - m_\chi^2} \sqrt{E^2 - m_w^2} \right) \cos \theta - m_\chi^2.
\end{aligned}$$

Después de usar la cinemática del proceso, el cuadrado de la amplitud, tiene la siguiente forma:

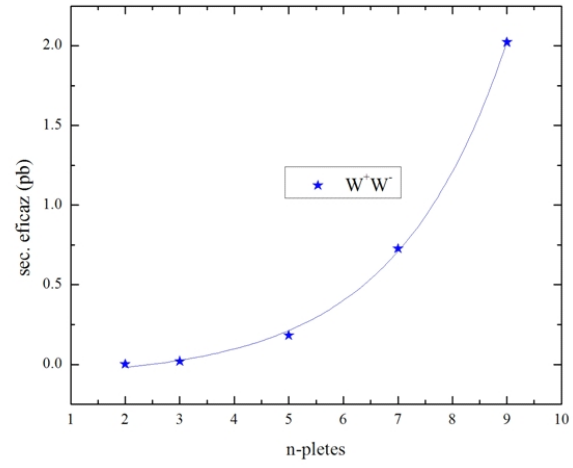
$$\begin{aligned}
|\overline{M}|^2 &= \frac{9e^4}{4 \sin^4 \theta m_w^4 (m_w^2 - 2(E^2 - pk \cos \theta))} \\
&\cdot (8(12E^8 - 4(4E^2 - m_\chi^2)m_w^2 E^4 \\
&- (E^2 + 4m_\chi^2)m_w^6 + (11E^4 + 2m_\chi^2 E^2 - 8m_\chi^4)m_w^4 \\
&+ pk \cos \theta (-40E^6 + 52m_w^2 E^4 - 8m_w^2 (m_\chi^2 + 3m_w^2) E^2 \\
&- 2m_\chi^2 m_w^4 + +pk \cos \theta (48E^4 - 56m_w^2 E^2 + 13m_w^4 \\
&+ 4m_\chi^2 m_w^2 + 4pk \cos \theta (-6E^2 + 5m_w^2 + pk \cos \theta))))
\end{aligned}$$

Para calcular la sección eficaz de este proceso, se considera la siguiente expresión [73] :

$$d\sigma = \frac{\sqrt{E^2 - m_w^2}}{2E \sqrt{(2E^2 - m_\chi^2)^2 - m_\chi^4}} \frac{d\Omega}{64\pi^2} |\overline{M}|^2 \quad (9.1)$$

al sustituir la cinemática del proceso e introducir todos los valores pertinentes, se obtiene una expresión como función  $f(m_\chi, m_w, E)$ .

Finalmente se obtiene, que para una energía,  $E \approx 5,4 TeV$  y una masa de  $m_\chi \approx 2,7 TeV$ , el valor de la sección eficaz es:  $\sigma \approx 2,4 \times 10^{-3} pb$ . Por otra parte la gráfica 3, muestra para el proceso:  $\bar{\chi}^0 \chi^0 \rightarrow W^+ W^-$ , la sección eficaz como función del multiplete de MO, para  $n = \{2, 3, 4, 5, 7\}$ .



Gráfica 7. Sección eficaz del proceso:  
 $\bar{\chi}^0 \chi^0 \rightarrow W^+ W^-$  como función de  $n$ .

# Capítulo 10

## Apéndice C.

Existen fuertes indicios de que partículas de MO pueden ser producidas en el LHC, para buscar partículas de MO, uno de los procesos mediante los cuales se puede observar es:  $\bar{d} u \rightarrow \chi^0 \chi^+$ . El diagrama de Feynman correspondiente a este proceso es:

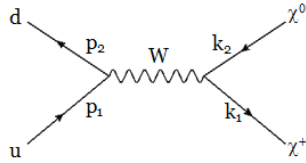


Figura 10. Diagrama de Feynman

Para este caso, la amplitud del proceso tiene la forma:

$$\begin{aligned}
 iM &= \left[ \bar{v}(p_2) \left( \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p_1) \right) \right] \left[ \frac{-ig_{\mu\gamma}}{q^2 - m_w^2} \right] \left[ \bar{u}(k_1) \left( \frac{-i\sqrt{3}e}{\sin \theta} \right) \gamma^\nu v(k_2) \right] \\
 &= \left( \frac{-ig \sqrt{3}e}{2\sqrt{2} \sin \theta} \right) \left[ \frac{1}{q^2 - m_w^2} \right] [\bar{v}(p_2) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p_1)] [\bar{u}(k_1) \gamma_\mu v(k_2)]
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
-iM^\dagger &= \left( \frac{ig}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{3}e}{\sin\theta} \right) \left[ \frac{1}{q^2 - m_w^2} \right] [\bar{v}(k_2)\gamma_\sigma u(k_1)] [\bar{u}(p_1) (1 + \gamma^5) \gamma^\sigma v(p_2)] \\
M^\dagger M &= \left( \frac{3g^2 e^2}{8 \sin\theta} \right) \left[ \frac{1}{q^2 - m_w^2} \right] [\bar{v}(k_2)\gamma_\sigma u(k_1)] [\bar{u}(k_1)\gamma^\sigma v(k_2)] \cdot \\
&\quad \cdot [\bar{u}(p_1) (1 + \gamma^5) \gamma^\sigma v(k_2)] [\bar{v}(p_2) (1 - \gamma^5) \gamma^\mu u(p_1)]
\end{aligned}$$

Promediando y sumando sobre espines iniciales y polarizaciones, el cuadrado de la amplitud tiene la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
|\overline{M}|^2 &= \left( \frac{3e^2 g^2}{32 \sin\theta} \right) \left[ \frac{1}{q^2 - m_w^2} \right] Tr [(\not{k}_2 - m_\chi)\gamma_\sigma(\not{k}_1 + m_\chi)\gamma_\mu] \cdot \\
&\quad \cdot Tr(\not{p}_1 + m_\chi) (1 + \gamma^5) \gamma^\sigma (\not{p}_2 - m_\chi)\gamma^\mu (1 - \gamma^5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|\overline{M}|^2 &= \left( \frac{3e^2 g^2}{32 \sin\theta} \right) \left[ \frac{1}{q^2 - m_w^2} \right] Tr [(\not{k}_2 - m_\chi)\gamma_\sigma(\not{k}_1 + m_\chi)\gamma_\mu] \cdot \\
&\quad \cdot Tr [(\not{p}_1 + m_\chi) (1 + \gamma^5) \gamma^\sigma \not{p}_2 \gamma^\mu (1 - \gamma^5)]
\end{aligned}$$

Para evaluar la evaluar la amplitud, se considera la cinemática del proceso en el centro de masa. Para lo cual se tiene lo siguiente:

$$\begin{aligned}
q &= p_1 + p_2 = k_1 + k_2, \\
q^2 &= (p_1 + p_2)^2 = 2p_1 \cdot p_2, \\
p_1 &= (E, E\hat{z}), \quad p_2 = (E, -E\hat{z}), \\
k_1 &= \left( E, \vec{k} \right), \quad k_2 = \left( E, -\vec{k} \right), \\
p_1 \cdot p_2 &= 2E^2, \\
p_1 \cdot k_1 &= p_2 \cdot k_2 = E^2 - E \left| \vec{k} \right| \cos\theta, \\
p_2 \cdot k_1 &= p_1 \cdot k_2 = E^2 + E \left| \vec{k} \right| \cos\theta. \\
|\overline{M}|^2 &= \left( \frac{3e^2 g^2}{32 \sin\theta} \right) \left[ \frac{1}{q^2 - m_w^2} \right] 64 (p_2 \cdot k_1 p_1 \cdot k_2 + p_1 \cdot k_1 p_2 \cdot k_2 + m_\chi^2 p_1 \cdot p_2) \\
|\overline{M}|^2 &= \left( \frac{3e^2 g^2}{32 \sin\theta} \right) \left[ \frac{1}{q^2 - m_w^2} \right] [128 (E^2 E^2 + k^2 \cos^2\theta + m_\chi^2)]
\end{aligned}$$

nuevamente, para la sección eficaz está dada por:

$$d\sigma = \frac{\sqrt{E^2 - m_w^2}}{2E\sqrt{(2E^2 - m_\chi^2)^2 - m_\chi^4}} \frac{d\Omega}{64\pi^2} |\overline{M}|^2$$

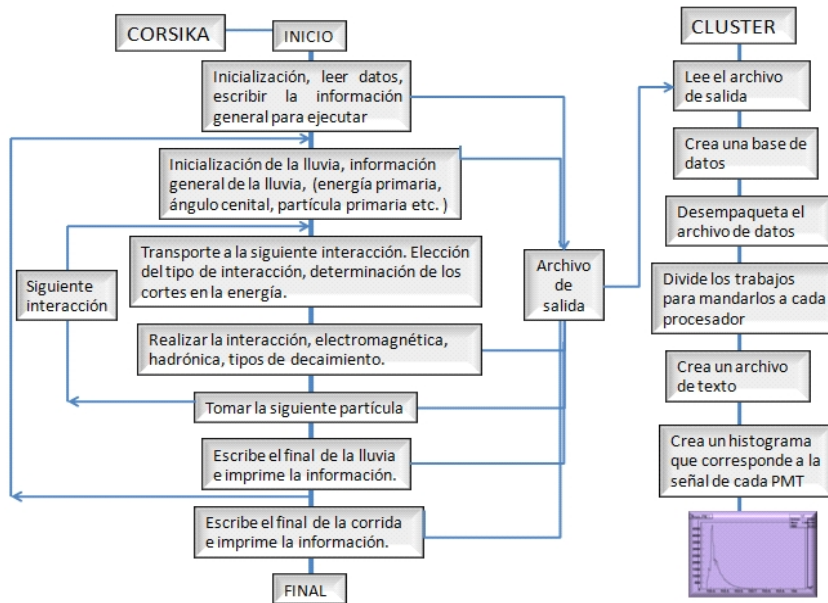
De este modo, para una energía,  $E \approx 5,4 \text{ TeV}$  y una masa,  $m_\chi \approx 2,7 \text{ TeV}$ , finalmente se obtiene un valor para la sección eficaz:  $\sigma \approx 7,29 \times 10^{-3} \text{ pb}$ .



# Capítulo 11

## Apéndice D.

El diagrama de flujo que a continuación se presenta, esquematiza los procesos de la simulación en CORSIKA y los procesos que se llevan a cabo en el Cluster<sup>1</sup>, para la extracción y análisis de los datos obtenidos.



<sup>1</sup>Conjunto de computadoras, unidos mediante una red de alta velocidad, de tal forma que el conjunto es visto como un único ordenador más potente.



# Bibliografía

- [1] Mark Trodden. SSI-2004-L018, Nov 2004. 22pp.
- [2] Giovannini Massimo, Int. J. Mod. Phys. A22: 2697-2894, 2007.
- [3] Trodden y Carroll, Tasi Lectures: Introduction to Cosmology, astro-ph/0401547v1, 2004.
- [4] Roberto A. Lineros . Dec 2008. 160pp. [astro-ph-0812.4272].
- [5] Christiane Frigerio Martins . Mar 2009. 142pp. [astro-ph.0903.4588].
- [6] Hooper Dan, FERMILAB-CONF-09-025-A, enero 2009.
- [7] Yue Shen, SMBH in the hierarchical Universe: A general framework, astro-ph: 0903.4492.
- [8] J. Lavalle, et.al DFTT–21-2008, Phys. Rev. D78:103526, 2008.
- [9] Boyanovsky et.al, Phys. Rev. D77: 043518, 2008.
- [10] Viktor Zacek, [astro-ph. 0707.0472], Jul 2007.
- [11] McGaugh et. al, Aston. J.122: 2381-2395, 2001.
- [12] Scopel Stefano, J. Physics Conf. Ser. 120: 042003, 2008.
- [13] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, Joseph Silk, Phys. Rept. 405:279-390, 2005.
- [14] H. Goldberg, Phys. Rev. Lett. 50, 1419.
- [15] T. Appelquist, H. C. Cheng and B. A. Dobrescu, Phys. Rev. D 64 (2001) 03500.

- [16] L. Bergstrom, Rept. Prog. Phys. 63 (2000) 793.
- [17] L. J. Rosenberg and K. A. van Bibber, Phys. Rept. 325 (2000) 1.
- [18] B. W. Lee and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 39, 165 (1977).
- [19] Birkedal et. al, Phys. Rev. D74: 035002, 2006.
- [20] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi, Phys. Lett. B 513, 232 (2001).
- [21] J.Lorenzo Diaz-Cruz, DUAL-CP-07-05, Phys. Rev. Lett. 100:221802, 2008.
- [22] Marco Cirelli , Alessandro Strumia, IFUP-TH-2009-04, SACLAY-T09-010, Mar 2009. 28pp.
- [23] L. Giusti, A. Romanino, A. Strumia, Nucl. Phys, B550 (1999) 3.
- [24] M. Cirelli, R. Franceschini and A. Strumia, Nucl. Phys. B 800 (2008) 204.
- [25] Navarro, et. al, S. D. M. 1996, ApJ, 462, 563.
- [26] Cirelli, Nicolao Fornengo, Alessandro Strumia, Nucl. Phys. B 753:178-194, 2006.
- [27] Cirelli, et. al, Nuclear Physics, B787:152-175, 2007.
- [28] Cirelli, Franceschini, Strumia, Nucl. Phys. B800:204-220, 2008.
- [29] Cirelli et.al, Nuclear Physics, B813:1-21, 2009.
- [30] P. Belli, et al. Phys. Lett. B387 (1996), 222 y B389 (1996) 783.
- [31] De Freitas Pacheco, et. al, publicado en Grav. Cosmol.11:169-176, 2005.
- [32] G. Angloher, et. al, Astropart. Phys. 23:325-339, 2005.
- [33] XENON Collaboration (J. Angle et al.). Phys. Rev. Lett. 100:021303, 2008.
- [34] Xiao-Gang He, et.al, Phys. Rev. D79:023521, 2009.

- [35] Y. Mambrini. FTUAM-04-18, IFT-UAM-CSIC-04-43. Publicado en JCAP 0410:003,2004.
- [36] CDMS collaboration, Z. Ahmed, et. al, Phys. Rev. Lett. 102:011301, 2009.
- [37] A. Benoit, et. al, Phys. Lett. B 545:43-49, 2002.
- [38] CANGAROO-II Collaboration (Ken'ichi Tsuchiya et al.). Astrophys. J. 606: L115-L118,2004.
- [39] Phys. Rev. D78 (2008) 072008.
- [40] MAGIC Collaboration (E. Aliu et al.), [astro-ph.0810.3561], Oct 2008.
- [41] M. Wood, et. al, [astro-ph.0801.1708], enero 2008.
- [42] VERITAS collaboration, V.A. Acciari, et, al, Astrophysics J. 693:L104-L108,2009.
- [43] PAMELA collaboration: [www.pamela.roma2.infn.it/](http://www.pamela.roma2.infn.it/)
- [44] Xiao-Jun Bi, et. al, Jan 2009. 7pp. Publicado en JHEP 0904:103, 2009.
- [45] Shu Zhang, et .al, Astron. Astrophys. 396: 923-928, 2002.
- [46] COMPTEL collaboration, V. Schoenfelder, [astro-ph. 0002366], 2000.
- [47] Yuki kaneko et. al, [astro-ph. 0605427], 2006.
- [48] A. Zdziarski et.al, Astrophysics J. 542:703, 2000.
- [49] R. Staubert, M. Maisack, [astro-ph. 9601007], 1996.
- [50] Anthony R. Pullen, et.al. Oct 2006. 8pp. Published in Phys. Rev. D76:063006, 2007.
- [51] Aldo Morselli, (ISSS 2001), L'Aguila, Italia, 30 Agosto - 7 Septiembre 2001.
- [52] Christine Meurer, Fermi- LAT collaboration, AIP Conf. Proc. 719:1075, 2009.



- [53] Ivone F. M, et. al, Apr 2002. 28pp. Publicado en Phys. Rev. D66:125006, 2002.
- [54] S.W. Barwick, et. al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 400 (1997) 34-52.
- [55] BESS collaboration, T. Maeno, et. al, Astroparticle Physics, 16:121-128, 2001.
- [56] [www.staff.uni-mainz.de/wanke/Forschungsbericht\\_2002/sec\\_amanda.html](http://www.staff.uni-mainz.de/wanke/Forschungsbericht_2002/sec_amanda.html)
- [57] [www.icecube.wisc.edu/](http://www.icecube.wisc.edu/)
- [58] [www.antaes.in2p3.fr/Overview/index.html](http://www.antaes.in2p3.fr/Overview/index.html)
- [59] PLR 101, 221101 (2008).
- [60] R. Atkins, et. al, Phys.Rev. D.,volumen 70, 083516.
- [61] Milagro Collaboration, Robert W. Atkins et. al, UMD-PP-02-017, Oct 2001. 5pp. 27th ICR Conference.
- [62] Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, Universidad Nacional Autónoma de México, México, 2008, Vol. 3 (OG part 2), pages 1567–1570.
- [63] Gus Sinnis, et.al, (MG X MMIII), Mar 2004. 15pp, astro-ph/0403096.
- [64] Andrew J Smith, et. al, 2007 J. Phys. Conf. Ser. 60 131-134.
- [65] Sandoval, A. et. al, AIP Conference Proceedings, Volume 1085, pp. 854-857 (2008).
- [66] H. Salazar, et. al, AIP Conf. Proc. 857:259-267, 2006.
- [67] High Energy Astrophysics: Volume 1, Particles, Photons and their Detection by Malcolm S. Longair, Cambridge University Press; 2 edition (March 27, 1992).
- [68] D. Heck y T. Pierog, Extensive Air Shower Simulations with CORSIKA: Versión 6.7\*\* de Abril 03, 2009).
- [69] Sergey Ostapchenko, AIP Conf. Proc. 928:118-125, 2007.

- [70] J. Cotzomi, et.al, *Revista Mexicana de Física*, 51 (1) 38-46, Febrero 2005.
- [71] J. Nishimura, *Handbuch der Physik XLVI/2* (1967) 1.
- [72] M. Avila, J.L. Diaz-Cruz, O.A. Sampayo, *AIP Conf. Proc.* Febrero 20, 1996, Volumen 359, pp. 463-466. Workshops on particles and fields and phenomenology of fundamental interactions.
- [73] Gordon L. Kane, *Modern Elementary Particle Physics*, Westview Press; Upd. Sub. edition (April 20, 1993).