



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Búsqueda Indirecta de Materia Oscura con los
Observatorios HAWC y CTA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

José Erandi Serna Franco

TUTOR

Dr. José Rubén Alfaro Molina





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del Alumno

Serna
Franco
José Erandi
57 66 66 48
Universidad Nacional
Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
310224310

2. Datos del tutor

Dr
José Rubén
Alfaro
Molina

3. Datos del sinodal 1

Dr.
Ernesto José María de la Salette
Belmont
Moreno

4. Datos del sinodal 2

Dr.
Nissim Illich
Fraija
Cabrera

5. Datos del sinodal 3

Dr.
Ricardo
Méndez
Fragoso

6. Datos del sinodal 4

Dra.
Mirna
Villavicencio
Torres

7. Datos del trabajo escrito

Búsqueda Indirecta de
Materia Oscura con los
Observatorios HAWC y CTA
86 p
2019

*Para Angelina, Alma y José
Todo lo que soy se los debo a ustedes*

DEDICATORIA

Este trabajo no es un logro propio, sino colectivo. Es resultado de cada palabra de aliento, apoyo físico, emocional y académico que todos aquellos involucradas en mi vida, me han brindado. A todos ustedes, honestamente les agradezco por todo.

A pesar de lo anterior, existen ciertas personas a quienes les quiero agradecer particularmente. Antes que nadie, le quiero agradecer a mis padres, Alma y José, por todo el apoyo, confianza, paciencia y motivación que a lo largo de mis 24 años de vida, me han brindado. Todos y cada uno de los logros adquiridos se los debo íntegramente a ustedes, que pese a buenos y malos momentos, siempre han estado para mí apoyándome en mis decisiones y mis acciones. Gracias por convertirse en mis modelos a seguir, enseñándome el bien y el mal, y dándome la libertad de decidir por cuál camino optar. No existen palabras suficientes para agradecerles todo lo que han hecho, hacen y seguirán haciendo por mí. Gracias por aguantarme, soportarme, motivarme y corregirme a lo largo de toda mi vida, por lo que este logro se los dedico a ustedes. Los amo mucho.

Gracias a mi abuelita Angelina, quien siempre me mostró el lado amable de la vida; siempre me supo guiar y encontraba formas distintas de enseñarme lecciones de vida para ser un hombre de bien. Gracias por tantas anécdotas contadas, tantos cuentos relatados, tantas historias descritas, y tantas enseñanzas mostradas. Siempre vivirás en mi corazón. Cada día que pasa no dejo de recordarte y saber que siempre estuviste para mí, y que apesar de ya no tenerte físicamente conmigo, lo sigues estando. Donde quiera que estés, te amo y te extraño con todo mi corazón.

Estoy agradecido por tener hermanos como ustedes, Jonathan y Benjamín, ya que a pesar de todas las situaciones que hemos tenido que vivir en nuestras vidas, siempre han estado ahí para mí apoyándome con ese halo pasivo-agresivo que solo un verdadero hermano podría tener. Los quiero y saben que siempre podrán

contar conmigo para cualquier cosa. Y a ti también David, por ser el hermano que la vida me dio. Gracias por todo tu apoyo y por las risas que compartimos.

A Liz. Gracias por apoyarme en este largo trayecto. Fue un honor y placer el coincidir contigo en esta vida. Contigo mis días son maravillosos; aprendo algo nuevo a diario, conozco lugares nuevos y me has mostrado un punto de vista diferente de la vida. Te has vuelto un pilar muy importante en mi día a día, dándome los motivos para seguir y siempre poniéndome con los pies en la tierra. Gracias por estar conmigo en mis buenos y malos momentos, siempre a mi lado como el excelente equipo que somos. Estoy contigo incondicionalmente, como tú me has demostrado que lo estás conmigo. Te amo, Cherry.

Al resto de mi familia les quiero agradecer el apoyo que me han llegado a dar. Sé que no somos una familia perfecta y que hemos tenido altibajos, pero quiero que sepan que siempre podrán contar conmigo en cualquier situación.

En la vida existen pocas personas que te apoyan y creen en ti, ven tus virtudes y defectos y saben cómo ponerlas a tu ventaja. En mi vida tuve la maravillosa suerte de conocer al profe Rubén y a Magda, quienes desde un inicio me apoyaron y abrigaron académicamente, mostrándome cómo se hacen las cosas y brindándome la confianza necesaria para lograr objetivos como éste. Les estoy completamente agradecido por todas las oportunidades brindadas, así como la confianza y el gran equipo conformado. Gracias por tantas enseñanzas.

A todos mis amigos de la Facultad: a toda la banquita, a Christopher, Andrés, Xime, Maureen, Abel, Miriam y Sebastián. Gracias por hacerme pasar momentos amenos en la Facultad, así como por apoyarme académicamente cuando lo necesitaba. Y a mis amigos de la vida: Alberto, Daza, Fátima, Aimeé, César, Alejandra y Omar, quienes a pesar de los años y la distancia, siguen estando ahí para mí como desde el primer día. Todos ustedes conforman mi segunda familia.

Gracias a mis sinodales el Dr. Ernesto, Dra. Mirna, Dr. Nissim y Dr. Ricardo por tomarse el tiempo de leer este trabajo y apoyarme a mejorar.

Gracias a Sergio y Daniel por el apoyo brindado durante este tiempo, ya que sin ustedes ni el IF ni ningún viaje serían igual.

Me disculpo si se me olvidó mencionar a alguien más, pero quiero que sepan que estoy profundamente agradecido con cada una de las personas que estuvieron involucradas en mi vida, por mínimo que fuera, ya que cada acción tienen como resultado quién soy y dónde estoy parado actualmente.

ÍNDICE GENERAL

Lista de figuras	XIII
Lista de tablas	XV
1. Introducción	1
1.1. Preliminares	1
1.2. ¿Qué es la materia oscura?	2
1.2.1. Tipos de materia oscura	3
1.2.2. La materia oscura en la formación estructural del universo	4
1.3. Evidencia de la existencia de materia oscura	5
1.3.1. Escala galáctica	5
1.3.2. Escala cosmológica	7
1.4. Características y candidatos a materia oscura	9
1.4.1. Características y propiedades	9
1.4.2. WIMPs	10
1.4.3. Enfriamiento del WIMP en el universo temprano y el <i>WIMP</i> <i>miracle</i>	11
2. Métodos de detección	15
2.1. Detección directa	15
2.2. Producción en colisionadores de partículas	16
2.3. Detección indirecta	17
2.3.1. Aniquilación de DM	17
2.3.2. Decaimiento de DM	20
2.4. Subestructura	21
2.5. Experimentos	22
2.5.1. Experimentos terrestres	23
2.6. Fuentes de materia oscura	24

3. Detección indirecta de rayos gamma y experimentos	27
3.1. Rayos cósmicos	27
3.1.1. Detección de rayos cósmicos	29
3.1.2. Identificación de rayos gamma	30
3.2. Observatorios	31
3.2.1. Arreglos extendidos: Observatorio HAWC	31
3.2.2. Telescopios de imagen Cherenkov en aire: CTA	35
3.3. Galaxias dSph y dIrr como fuentes de materia oscura	37
4. Modelado de la materia oscura	39
4.1. Parámetros	39
4.1.1. Masa del halo de DM (M_Δ)	39
4.1.2. Radio del halo de DM (R_Δ)	40
4.1.3. Densidad del halo de DM (ρ)	41
4.1.4. Perfil de distribución de densidad ($\rho(r)$)	41
4.1.5. Parámetro de concentración (c_Δ)	42
4.1.6. Radio r_{-2} y radio de escala (r_s)	43
4.1.7. Densidad de escala (ρ_s)	44
4.1.8. Corrimiento al rojo (z)	44
4.1.9. Otros parámetros	45
4.2. Ejemplo: modelo de juguete	46
5. Análisis de datos y resultados	49
5.1. Análisis de datos	49
5.1.1. HAWC: LIFF	50
5.1.2. CTA: ctools	52
5.2. Resultados	53
5.2.1. HAWC	53
5.2.2. CTA	69
6. Conclusiones y trabajo a futuro	77
6.1. Conclusiones	77
6.2. Trabajo a futuro	79
A. Estimación por <i>Maximum Likelihood</i>	81

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1.	Discrepancia observacional en la curva de rotación de la galaxia espiral M33.	7
1.2.	Espectro angular de potencias a partir de los datos del satélite Planck.	9
1.3.	Densidad reliquia de un WIMP.	12
2.1.	Diagrama de flujo de los tres posibles métodos de detección de DM.	16
2.2.	Espectro de aniquilación de fotones para diferentes canales de partículas.	19
2.3.	Ejemplo de la contribución de la subestructura al flujo de rayos gamma de un halo.	22
2.4.	Comparación de morfología y estructura de una galaxia dSph y una galaxia dIrr.	25
3.1.	Ejemplo de una cascada de partículas.	28
3.2.	Observatorio IACT Magic, localizado en Roque de los muchachos, España.	30
3.3.	Diagrama de un detector Cherenkov del Observatorio HAWC.	32
3.4.	Observatorio HAWC, localizado en Sierra Negra, México.	33
3.5.	Ejemplo de comparación y discriminación gamma-hadrón con el Observatorio HAWC.	34
3.6.	Países que conforman la colaboración de CTA y localización de los principales sitios de operación.	36
3.7.	Distribución de los IACTs en los arreglos del Observatorio CTA.	37
4.1.	Comparación de los perfiles de distribución de densidad NFW y Burkert para un halo de DM hipotético.	48
5.1.	Diagrama lógico de la secuencia de análisis de datos para búsqueda de DM con Observatorio HAWC.	51
5.2.	Diagrama lógico de la secuencia de análisis de datos para búsqueda de DM con el Observatorio CTA.	54
5.3.	Mapa galáctico con la ubicación de las galaxias dSph y dIrr seleccionadas para este trabajo.	55

5.4.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $b\bar{b}$.	58
5.5.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $t\bar{t}$.	59
5.6.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\mu^+\mu^-$.	60
5.7.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\tau^+\tau^-$.	61
5.8.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación W^+W^- .	62
5.9.	Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $b\bar{b}$.	64
5.10.	Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $t\bar{t}$.	65
5.11.	Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $\mu^+\mu^-$.	66
5.12.	Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $\tau^+\tau^-$.	67
5.13.	Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento W^+W^- .	68
5.14.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación $b\bar{b}$.	71
5.15.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\mu^+\mu^-$.	72
5.16.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\tau^+\tau^-$.	73
5.17.	Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación W^+W^- .	74

ÍNDICE DE CUADROS

1.1. Valores de los parámetros cosmológicos del universo.	8
4.1. Parámetros estimados para un halo de DM hipotético.	47
5.1. Información de las dIrr analizadas con el Observatorio HAWC.	57
5.2. Información de las dSph analizadas con el Observatorio CTA.	69

1

INTRODUCCIÓN

1.1. Preliminares

A partir del trabajo publicado por Sir Isaac Newton en 1687 llamado “*Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*”, se ha hecho un esfuerzo grande por tratar de describir los movimientos de los cuerpos astrofísicos a partir de las leyes de gravitación. Pero a lo largo de la historia se han observado anomalías o desviaciones en las trayectorias esperadas, por lo cual surge la pregunta: ¿dichas anomalías deberían ser observadas como una negación de las leyes de gravitación o como una indicación de la existencia de objetos no-visibles?

Una predicción que resultó ser cierta corresponde al estudio de movimiento anómalo de Urano, lo que permitió al astrónomo francés U. Le Verrier y al astrónomo inglés J.C. Adams conjeturar la existencia de Neptuno, el cual fue descubierto en 1846 por J.G. Galle. Por otro lado, el intento de explicar las anomalías en el movimiento de Mercurio asociadas a la existencia de un nuevo planeta, llamado Vulcano, fue fallido, y la explicación final tuvo que esperar hasta la aparición de la teoría de relatividad general de Einstein, es decir, una introducción a una descripción más refinada de las leyes de gravitación.

El problema de la materia oscura es conceptualmente muy similar al antiguo problema de planetas no-vistos: observamos en grandes sistemas astrofísicos, cuyos tamaños varían de escalas galácticas a cosmológicas, ciertas “anomalías” que solo pueden ser explicadas si se asume la existencia de grandes cantidades de materia no visible u *oscura*, o si se asume un cambio en las leyes de gravitación conocidas, así como de la teoría de relatividad general. Por otro lado, a escala cosmológica es necesaria la presencia de materia oscura como ingrediente principal en el modelo de formación del Universo, aunque ésto no indique ninguna anomalía a estas escalas. [1]

1.2. ¿Qué es la materia oscura?

Durante las últimas décadas se han obtenido diversos indicios de la existencia de dos "ingredientes" principales en el universo: uno que tiene componentes para la no colisión y es capaz de agruparse en cúmulos, y se nombró **materia oscura** (**DM** por sus siglas en inglés); la otra componente es casi uniforme y tiene presión negativa, y se le llamó **energía oscura**. Esta Tesis está enfocada únicamente en materia oscura. [2]

La DM es un objeto no-luminoso que no interactúa con fotones y es incapaz de emitir radiación electromagnética alguna. Por éste último, la DM debe estar constituida por partículas con carga neutra debido a que no sufren ninguna interacción electromagnética.

Es posible conocer distintas características de la DM, como el hecho de que está presente en todo el universo y ayuda en la acumulación de masa gravitacional, formando estructuras de gran escala como los cúmulos de galaxias. También se supone que la interacción de estas partículas con cualquiera de las del Modelo Estándar (**SM** por sus siglas en inglés) debe ser muy débil o nula, ya que hay teorías que asumen que las partículas de DM se encuentran en un sector completamente aislado del SM.

Por otro lado, también se considera que las partículas de DM son estables, ya que de lo contrario decaerían en partículas fundamentales conocidas, las cuales serían posibles de detectar en un experimento de laboratorio, aunque otra posibilidad es que el tiempo de vida medio de la partícula de DM sea mayor que el tiempo de vida del universo hasta ahora, por lo cual aún no se ha producido ningún decaimiento. Un ejemplo de éste último es el caso del protón, cuyo tiempo de vida medio se calcula que es superior a la edad del universo, o al menos dicha edad sirve como una cota inferior. [3]

Es por lo anterior que las partículas fundamentales conocidas (partículas del SM) como leptones y quarks no pueden ser candidatos a partículas de DM ya que son principalmente partículas cargadas. En caso de considerarse que las partículas de DM están cargadas, habría evidencia interacción electromagnética, cosa que hasta el momento no hay. La única excepción es el neutrino, los cuales son partículas neutras; pero la densidad de neutrinos en el universo es mucho menor que densidad de DM en el mismo¹. [4]

¹El valor de la densidad de neutrinos en el universo es $\Omega_\nu < 0.0055$, mientras que la densidad de DM en el universo es $\Omega_{DM} = 0.265$. [5]

1.2.1. Tipos de materia oscura

La DM puede ser clasificada dependiendo si fue producida por procesos térmicos o no-térmicos en el universo temprano. En el caso de la producción térmica, la DM se produciría por medio de colisiones de plasma cósmico en la era dominada por la radiación. Por otro lado, la DM no térmica se daría por otros mecanismos, como el decaimiento de algunas partículas masivas o por ciertas condiciones de simetría, etc. [4]

- Materia oscura caliente

Cuando la DM se mueve con velocidades relativistas, es llamada *materia oscura caliente* (HDM por sus siglas en inglés). El rango de masas para este tipo de DM es menor a la temperatura del universo. Al momento de desacoplamiento este tipo de DM es extremadamente relativista dado que sus masas son menores que sus energías cinéticas. Para HDM, el factor $x_f \lesssim 3$ donde $x_f = m/T_f$, donde m denota la masa de la partícula de DM y T_f es la temperatura para el desacoplamiento de esta especie. Los candidatos de HDM son generalmente de masas pequeñas, como por ejemplo los neutrinos los cuales poseen velocidades relativistas y sus masas son casi nulas.

- Materia oscura fría

Por otro lado tenemos la materia oscura cuya masa es mayor a la temperatura del universo al momento de desacoplamiento, $m > T$, la cual se conoce como *materia oscura fría* (CDM por sus siglas en inglés). Al momento de desacople, este tipo de partículas de DM no eran relativistas. El factor $x_f \gtrsim 3$ corresponde a partículas no-relativistas de la especie de CDM. A diferencia de la HDM, este tipo de DM es generalmente desarrollada para partículas más masivas como por ejemplo los WIMPs, que son *Partículas Masivas de Interacción Débil* (por sus siglas en inglés), las cuales son partículas cuyos rangos de masas son mucho mayores a la temperatura del universo y sufren los efectos de la fuerza débil.

- Materia oscura tibia

Otro tipo de DM, intermedia entre la fría y la caliente, es generalmente referida como *materia oscura tibia* (WDM por sus siglas en inglés). Los neutrinos estériles son posibles candidatos a partículas de DM tibia. Los neutrinos estériles son partículas hipotéticas más allá del SM. La motivación de su existencia surge a raíz de que el SM predice que los neutrinos no poseen masa, pero experimentalmente se ha demostrado que su masa es muy pequeña, pero diferente de cero. Es entonces cuando surge la propuesta de

esta nueva partícula elemental, masiva, similar al neutrino pero con el espín contrario (los neutrinos tienen un espín que gira en contra de las manecillas del reloj, mientras que el neutrino estéril tiene un espín que gira igual que las manecillas del reloj). Además, es llamado “estéril” debido a que esta partícula hipotética únicamente responde a la fuerza gravitatoria, pero no a la fuerza débil como lo hace el neutrino común. [6] [7]

1.2.2. La materia oscura en la formación estructural del universo

La distribución de galaxias, cúmulos de galaxias y demás materia en el universo forma una *estructura*. Existen dos posibles mecanismos de formación, los cuales son las aproximaciones *top to down* y *bottom to up*, usadas para explicar la formación del universo y sus grandes estructuras.

En la aproximación top-down se forman estructuras de gran escala primero, fragmentándose a estructuras de menor escala. HDM es efectiva bajo este método de formación. Debido a las velocidades relativistas asociadas, HDM “limpia” las pequeñas fluctuaciones de la densidad de materia en escalas pequeñas, es decir suaviza la formación estructural.

Por otro lado, en la aproximación bottom-top, la estructura inicia como diminutas masas producidas en las zonas de fluctuación y en las zonas de alta gravedad. Debido a la gran masa y a las velocidades “lentas” (no relativistas), CDM tiende a agruparse a pequeña escala. A diferencia de HDM, CDM no suaviza las pequeñas fluctuaciones en la densidad debido a su velocidad lenta, lo cual a su vez, provee la “semilla” generadora para los cúmulos de masa. Entonces, los pequeños cúmulos de masa se forman debido a CDM y a las fluctuaciones a pequeña escala de la densidad, que posteriormente crecerá y formará pequeñas galaxias. Estas galaxias pequeñas crecerán para formar galaxias más grandes y después cúmulos de galaxias y, eventualmente, estructuras de gran tamaño.

Los estudios de galaxias en el universo muestran que éstas están distribuidas a lo largo de todo el universo formando estructuras de gran tamaño, las cuales contienen galaxias, filamentos y huecos. Diversas simulaciones de N-cuerpos muestran que un universo puramente dominado por HDM produciría únicamente filamentos y huecos, donde los cúmulos de galaxias son las intersecciones de dichos filamentos, pero no reproduce las formaciones observadas actualmente. Asimismo, la HDM predice formación galáctica más lenta, por lo que las galaxias serían más jóvenes que lo estimado a partir de las observaciones actuales. En cambio, un universo dominado puramente por CDM reproduce de mucho mejor forma los datos observacionales. Un problema con considerar la CDM es que predice la existencia de una cantidad mucho mayor de galaxias satélites que las observadas, pero

este déficit puede ser explicado de varias maneras; una forma de explicarlo es el considerar que aún hay muchas que no se descubren ya que aún no se tienen los recursos experimentales necesarios para su observación. Por ésto, el modelo cosmológico más aceptado, Λ CDM, está basado en la consideración de que la DM es fría. [2] [4]

1.3. Evidencia de la existencia de materia oscura

La discrepancia entre la masa luminosa y la gravitacional da indicios de la presencia de una gran cantidad de materia no-visible en el universo.

Para medir la masa gravitacional de una galaxia, o de un cúmulo de galaxias, se estudia su dinámica y se estima la masa gravitacional requerida para mantener el sistema en equilibrio.

Para una galaxia, el movimiento de las estrellas es el que generalmente es medido. Las estrellas en la galaxia se mueven alrededor del centro de la misma [4].

Se han observado evidencias de DM en distintas escalas: galáctica, de cúmulos y cosmológica. Aunque existen diversos fenómenos para cada una de ellas, a continuación se muestran la más representativa para cada escala.

1.3.1. Escala galáctica

- Curvas de rotación en galaxias espirales

La evidencia más convincente y directa de la existencia de materia oscura para escalas galácticas radica en la observación de las *curvas de rotación* de las galaxias, la cual es la gráfica de la velocidad circular de las estrellas y gas como función de su distancia con el centro galáctico [1] [8].

La curva de rotación de una galaxia es la rapidez orbital de las estrellas contenidas en dicha galaxia como función de su distancia radial con respecto al centro galáctico. Las galaxias espirales tienen un aglomerado en su centro (o núcleo central) donde casi toda la masa bariónica (visible) está concentrada, y los brazos están sobre un disco. Consideremos una estrella contenida en una galaxia, la cual está a una distancia r del centro galáctico y se mueve a una velocidad circular $v(r)$, entonces se tiene que la fuerza gravitacional se balancea con la fuerza centrífuga:

$$\frac{m[v(r)]^2}{r} = \frac{GmM_{<r}}{r^2} \quad (1.1)$$

donde $M_{<r}$ es la masa contenida dentro del radio r . Si la estrella está dentro del núcleo central, entonces $M_{<r} = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$, donde ρ es la densidad promedio

del núcleo central. Entonces, en el núcleo central y dada la ecuación 1.1 se tiene que:

$$v(r) \sim r. \quad (1.2)$$

Pero para una estrella que se encuentra fuera del núcleo central, la masa $M_{<r}$ puede ser tomada como constante y entonces de la ecuación 1.1 se obtiene que:

$$v(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}}. \quad (1.3)$$

Entonces, la variación de $v(r)$ con respecto a r para una galaxia espiral muestra un incremento inicial (cuando $r \lesssim$ al radio del núcleo central) y después sufrirá una disminución (*disminución Kepleriana*) que va de la forma $1/\sqrt{r}$. Pero las medidas observacionales de las curvas de rotación para distintas galaxias espirales muestran que $v(r)$ se comporta de manera constante para r 's muy grandes. En la Figura 1.1 se muestra dicha discrepancia observada para la galaxia enana espiral M33. Entonces de la ecuación 1.1 se tiene que $M_{<r} \sim r$, sugiriendo la presencia de una gran cantidad de masa no-visible en la galaxia. Esta masa no-visible o *materia oscura* se cree que forma un halo el cual contiene a toda la galaxia.

Escala de cúmulos

- Lentes gravitacionales

La curvatura que sufre la luz al pasar cerca de una masa gravitante crea el efecto de aumento por lente gravitacional. Este efecto es una consecuencia directa de la teoría de la relatividad general donde se indica que la gravedad dicta la geometría del espacio. La luz sigue la curvatura del espacio que se genera en las vecindades cercanas a un cuerpo gravitante, dando pauta a un efecto de aumento como el generado por una lupa. Un observador a las lejanías de dicho cuerpo gravitante observará distorsiones o múltiples imágenes de un objeto que puede estar ubicado detrás del cuerpo gravitante a una distancia considerable. Dicha masa que produce la lente gravitacional, actúa como una lupa o lente para la luz que proviene de su parte posterior y se dirige hacia el observador, de ahí el nombre.

Es posible estimar la masa asociada a un cúmulo a partir de observaciones. Con ésto se puede estimar su deformación asociada del espacio-tiempo que producirá la lente gravitacional. Existen casos donde la lente observada de un cúmulo galáctico indica la presencia de mayor cantidad de masa que la

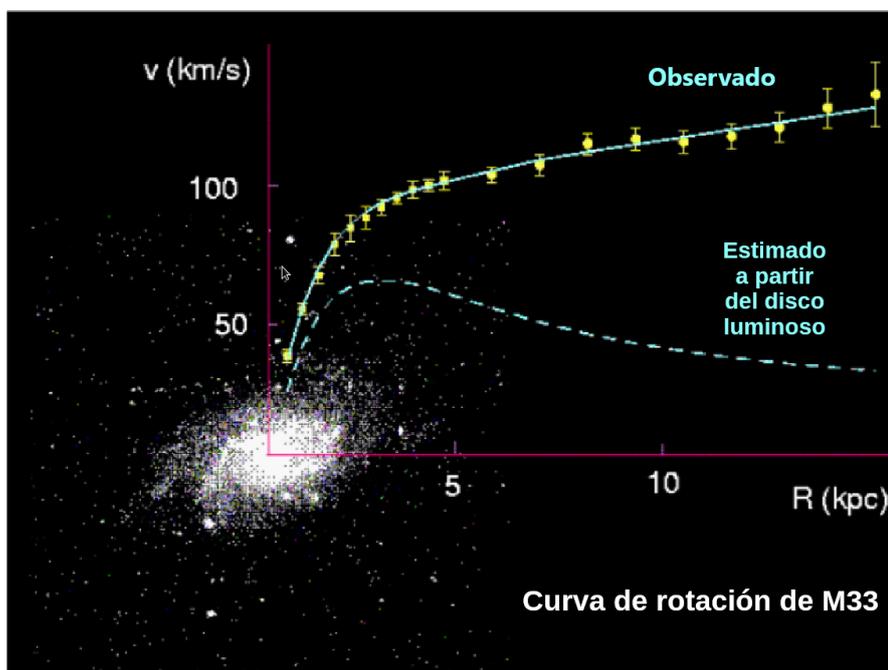


Figura 1.1: Curva de rotación observada para la galaxia espiral enana M33 muestra la discrepancia entre el comportamiento esperado de las velocidades, comparado con el observado. [9]

observada, o en casos extremos se han registrado lentes en regiones sin ninguna masa luminosa asociada que pudiera producirla. En el primer caso se asocia un halo de DM que envuelve al cúmulo, mientras que al segundo caso se asocia un halo puramente de DM. [4]

1.3.2. Escala cosmológica

■ Fondo Cósmico de Microondas

Los fotones provenientes de la radiación cósmica de fondo se generaron en la época en la cual éstos se desacoplaron de otros elementos presentes en el universo. Estos fotones han viajado desde el tiempo de su desacople hasta nuestra posición actual generando un campo altamente isotrópico. El desacople se produce bajo la temperatura $T \sim 3000$ K, pero dado que el periodo de desacople fue relativamente largo, no todos los fotones se desacoplaron simultáneamente, lo cual produjo una variación de la temperatura, es decir una anisotropía en la temperatura.

Como podemos estudiar esta anisotropía de la radiación cósmica de fondo a partir de una proyección esférica, podemos realizar dicho estudio usando

armónicos esféricos. Pero notamos que la información de esta anisotropía de temperatura está contenida en el espectro angular de potencias, que es usado para constreñir un conjunto de parámetros independientes preseleccionados de algún modelo cosmológico.

Además, las fluctuaciones de densidad en el universo producen zonas de inestabilidad gravitacional donde se acumula materia para después comenzar un proceso de oscilación. Dicho proceso inicia con la pequeña acumulación de materia (fría) la cual fue atrapada por la inestabilidad gravitacional, que a su vez comienza a atraer más materia, formando un cúmulo más grande que se comienza a calentar. Conforme el cúmulo crece, comienza una desigualdad entre la presión gravitacional del cúmulo y la presión de radiación. Cuando el equilibrio entre las presiones se rompe, el cúmulo comienza a perder masa en forma de energía, haciéndolo más pequeño y frío nuevamente, para comenzar el proceso cíclicamente. De esta forma se producen oscilaciones longitudinales (acústicas) en el fluido primordial de protones. Éstas son grabadas en las anisotropías de radiación de fondo. Al ángulo generado entre el observador y el horizonte de la última dispersión lo nombramos θ_s . Tanto θ_s como la posición de los picos acústicos de resonancia dependen directamente de la cantidad de materia en el universo.

Cuando se realizan análisis para constreñir parámetros cosmológicos, las variables que se manejan son cuatro principalmente: la posición de los picos acústicos, el ángulo θ_s , la densidad total de materia y energía en el universo (Ω_0), y la densidad relativa de energía oscura (Ω_Λ). En la Figura 1.2 se pueden observar los datos registrados por el Satélite Planck (rojo) que indican la posición y amplitud (θ_s) de los picos de oscilación, fijando indirectamente las variables Ω_0 y Ω_Λ .

Con las mediciones realizadas por el Satélite Planck, se obtienen las mediciones indirectas de los parámetros cosmológicos. Éstos se muestran en la Tabla 1.1.

Ω_m	Ω_b	Ω_Λ	Ω_{DM}
0.3156 ± 0.0091	0.04916 ± 0.00016	0.6844 ± 0.0091	0.2655 ± 0.0091

Tabla 1.1: Valores de la densidad total de materia y energía en el universo (Ω_m), densidad relativa de energía oscura (Ω_Λ), densidad relativa de bariones (Ω_b) y densidad relativa de DM ($\Omega_{DM} = \Omega_m - \Omega_b$). [10]

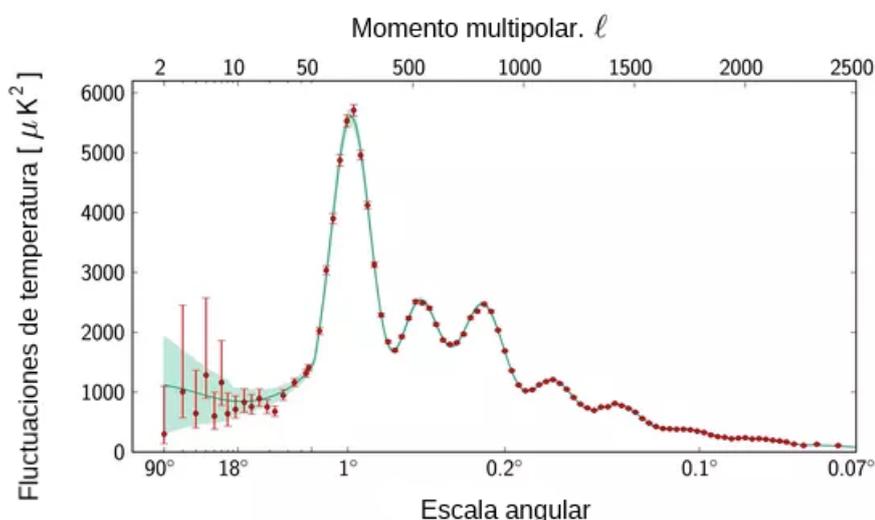


Figura 1.2: Espectro angular de potencias obtenido a partir de los datos del satélite Planck (rojo) [10]. Fijando la posición y amplitud de los picos, es posible constreñir el resto de los parámetros cosmológicos involucrados.

1.4. Características y candidatos a materia oscura

1.4.1. Características y propiedades

Como se mencionó anteriormente, existen diversas características que debe de tener una partícula para poder ser considerada candidato a DM. Las propiedades más representativas son:

- La DM debe ser oscura, es decir que generalmente no tiene, o son muy débiles, las interacciones con fotones. De no ser así, ésta contribuiría en otros procesos como la creación de líneas de absorción o emisión de fotones, cosa de lo cual no ha habido registro alguno todavía.
- La interacción entre partículas de DM debe ser mínima. Ésto se asocia a que en el caso contrario, si dos partículas de DM interaccionaran dentro de un halo de DM, una saldría del halo con mayor energía, mientras que la segunda se adentraría en el halo con una energía menor, pero si esto ocurriera continuamente el halo tendría una tasa de evaporación grande provocando que éste redujera su tamaño en un periodo relativamente corto de tiempo. Existe evidencia que apoya la idea de que las partículas de DM tengan auto-interacciones mínimas o nulas, como es el cúmulo Bala el cual es producto

de la colisión de dos cúmulos de materia bariónica con sus respectivos halos de DM que muestra la redistribución de la materia bariónica debido a la colisión, mientras que los halos de DM continúan su trayectoria transparentes entre sí, lo cual indica que sus partículas no interactúan entre ellas o su interacción es mínima.

- Las interacciones entre DM y materia bariónica también debe ser mínima. Fenómenos como la formación de galaxias son evidencia indirecta de esto. Supongamos que la materia bariónica interactúa con la DM, entonces en una región de sobredensidad el conjunto colapsaría formando una galaxia, emitiendo fotones provenientes de todo el fluido de partículas bariónicas y de DM. Siguiendo este proceso, entonces se formaría un disco de DM, lo cual contradice las observaciones realizadas que indican que los halos de DM son mucho más extendidos y difusos. Además, si interactuaran entre sí, el fluido de materia bariónica y DM antes de la recombinación del universo temprano debería ser más pesado, y esto se vería reflejado en las oscilaciones acústicas, por lo que el espectro angular del CMB se vería modificado, cosa que no sucede.
- La DM no puede estar formada por partículas del SM dado que la mayoría de los leptones y bariones son partículas cargadas. El único posible candidato es el neutrino, pero no puede ser DM dado el límite Gunn-Tremaine [11], el cual marca una cota inferior a la masa de una partícula de DM debido al desacoplamiento cuando es relativista, y dicha masa es $m_{DM} \gtrsim 50$ eV y junto con las observaciones actuales mostrando que la densidad de neutrinos provenientes del Big-Bang es $\Omega_\nu h^2 \sim 0.1$ ($m_\nu/10$ eV), sería necesario un neutrino con una masa $m_\nu \gtrsim 300$, que a su vez contradice las observaciones actuales de que la masa del neutrino es casi cero. Por lo tanto, el neutrino tampoco puede ser candidato a DM. [2]

1.4.2. WIMPs

El candidato más atractivo y comúnmente utilizado es la *Partícula Masiva de Interacción Débil* (WIMP), el cual tiene masas en el rango de $m \sim 10$ GeV-TeV. Se considera que estos candidatos interactúan con los bosones Z y W , pero no con gluones ni fotones. Los WIMPs son los candidatos de DM más estudiados debido que se les encuentra en gran cantidad de teorías de física de partículas.

1.4.3. Enfriamiento del WIMP en el universo temprano y el *WIMP miracle*

Para estimar la abundancia de WIMPs en el escenario de producción térmica, consideremos que en el universo temprano, es decir a temperaturas $T \gg M_\chi$, los WIMPs estaban en equilibrio térmico y casi tan abundantes como las partículas ligeras (fotones, leptones, quarks,...). Su equilibrio en abundancia se debía a la rápida recombinación entre pares $\chi\chi$ y pares partícula-antipartícula del SM. Cuando la temperatura cayó por debajo de la masa del WIMP, $T < M_\chi$, por lo que la cantidad de WIMPs comenzó a seguir la distribución de Boltzmann cayendo exponencialmente de la forma $e^{-m_\chi/T}$. La abundancia de éstos comenzó a sufrir una disminución tendiendo a cero, pero además del enfriamiento, el universo también se expandía por lo que la probabilidad de encontrar otra partícula para aniquilarse fue cada vez menor. Eventualmente, el universo se volvió tan grande y las partículas de DM se distribuyeron a lo largo del mismo al punto de ya no poderse encontrar entre sí para su aniquilación. Entonces las partículas de DM se “enfriaron”, por lo que la cantidad de estas partículas se acercara asintóticamente a una constante: su *densidad térmica reliquia*. [6]

Si un WIMP está en equilibrio térmico con las partículas del SM en el universo temprano antes de la recombinación, resolviendo la ecuación de Boltzmann para su densidad reliquia, se obtiene la relación:

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}. \quad (1.4)$$

donde Ω_χ es la densidad de DM en el universo, h es la constante de Hubble reducida en unidades de $100 \text{ km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ es la sección eficaz de aniquilación, y con lo anterior el valor $3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ es el valor mínimo para la vida media de las partículas de gran masa con interacción débil dada por el principio de incertidumbre. En la Figura 1.3 se muestra el comportamiento del número de partículas de DM n_χ con respecto a la temperatura T y a la edad del universo. Ahí se muestra como la cantidad de partículas de DM n_χ disminuye conforme la temperatura T disminuye (debido a la expansión del universo), hasta que llega a una temperatura de quiebre en la cual n_χ se vuelve casi constante. Esta cantidad de partículas restante es la llamada *densidad reliquia* de DM Ω_χ .

Utilizando los valores de la densidad reliquia observados $\Omega_\chi h^2 = 0.1198$ [5] [10], y sustituyéndolos en la ecuación (1.4), obtenemos que el valor de la sección eficaz de aniquilación es:

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{0.1198} = 2.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.5)$$

lo cual sugiere que al menos gran parte de la DM está conformada por partículas

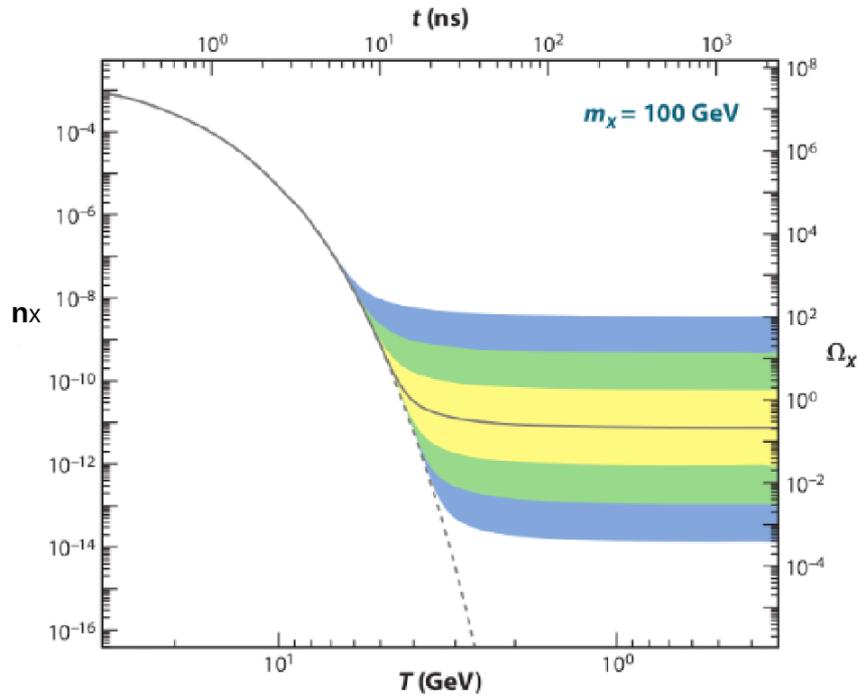


Figura 1.3: Dependencia de la cantidad de partículas de DM (WIMPs) n_χ (eje izquierdo), con respecto a la temperatura T en unidades de GeV (eje inferior). (eje derecho). Este modelo es para un WIMP con masa $M_\chi = 100 \text{ GeV}$. La línea sólida negra corresponde al valor teórico actual de la sección eficaz de aniquilación. Por otro lado, la línea punteada corresponde al comportamiento que hubiera seguido n_χ en caso de no haber expansión del universo. Las bandas de colores corresponden al comportamiento de la densidad reliquia dependiendo de la sección eficaz utilizada: entre mayor es la sección eficaz, menor es la densidad reliquia.

de interacción débil o por WIMPs. El considerar partículas masivas indica que es CDM. [4]

Un dato interesante de este modelo es el que la expansión del universo surgió en el momento oportuno, justo antes de que la abundancia de WIMPs disminuyera hasta la aniquilación total, ya que de no haberse expandido el universo y teniendo en cuenta que la sección eficaz promedio térmica de aniquilación de los WIMPs no cambia, entonces éstos se hubieran aniquilado hasta la extinción, es decir que los WIMPs tienen las características adecuadas para que su enfriamiento suceda. A este suceso “milagroso” se le nombra *WIMP miracle*.

Además notamos cómo la densidad reliquia resultante de la expansión del universo, es inversamente dependiente de la sección eficaz promedio térmica de aniquilación: entre mayor sea la probabilidad de que las partículas de DM se encuentren y se aniquilen, menor será la cantidad de partículas restantes. [2]

Estos resultados son para candidatos WIMP, los cuales están basados en SUSY y

dimensiones universales extra. Para modelos basados en otras hipótesis, lo anterior no necesariamente se cumple.

2

MÉTODOS DE DETECCIÓN

Como se mencionó en el Capítulo 1, existe evidencia que la materia forma el 26 % del contenido energético del universo, y de dicho porcentaje el 24.7 % corresponde a DM. Sabemos, por dichas evidencias, que las partículas componentes de esta densidad no-luminosa deben de ser neutrales, muy masivas y con velocidades relativistas. Pero a pesar de lo anterior, no se ha podido detectar ninguna de estas partículas, por lo que se han ideado diferentes métodos de búsqueda: directos, indirectos o producción de estas partículas en aceleradores. En la Figura 2.1 se muestra esquemáticamente los procesos fenomenológicos en los cuales están basados los tres distintos métodos de detección.

A continuación se explica brevemente en qué consiste cada método de detección, aunque en particular, por la naturaleza de esta tesis, el método de detección indirecta será más ampliamente discutido.

2.1. Detección directa

La evidencia de la existencia de DM discutida en el Capítulo 1 es principalmente por efectos gravitacionales y colisiones. Bajo esta última hipótesis, si una partícula de DM llegara hasta un detector de la Tierra donde se encontrara localizado un núcleo bien conocido, ambas colisionarían produciendo una dispersión que no parecería tener explicación directa. Es por esto que este tipo de experimentos se debe de realizar en locaciones subterráneas donde el ruido de partículas provenientes del universo sea despreciable. Entonces si se piensa al WIMP como la partícula de DM (partiendo de sus propiedades y características), se busca los efectos que pudieran producir en los núcleos de distintos experimentos. Si la respuesta de dicha interacción pudiese ser registrada, esto daría lugar a la detección de DM a

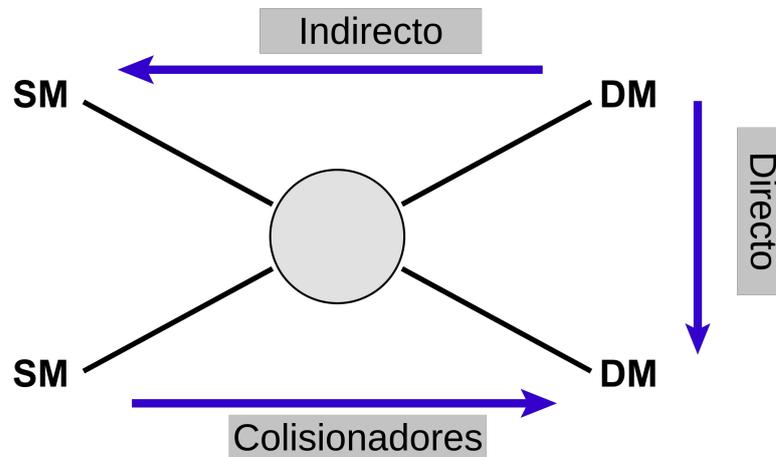


Figura 2.1: En el diagrama se muestran los tres procesos en los cuales se basan los distintos métodos de detección. Directa: basada en la interacción de una partícula del SM con una partícula de DM, produciendo así partículas secundarias de ambos géneros. Indirecta: se basa en la producción de partículas del SM a partir de la interacción de partículas de DM. Colisionadores: Al contrario de la manera indirecta, está basado en la producción de partículas de DM a partir de la interacción de partículas del SM.

través de su impacto directo con el detector. A este proceso se le llama *detección directa de DM*. Un experimento que usa este tipo de búsqueda es el detector PICO, localizado en Ontario, Canadá. [4]

2.2. Producción en colisionadores de partículas

Un colisionador de partículas parte de la idea de acelerar dos partículas del SM a lo largo de grandes circuitos a muy altas velocidades hasta hacerlas colisionar entre ellas. Al momento del impacto, por sus velocidades y masas, éstas se desintegran formando partículas secundarias, las cuales a su vez decaen y así sucesivamente, creando una cascada de partículas. Los circuitos por los que se mueven las partículas están rodeados por sensores, por lo que al momento del impacto éstos recolectan toda la información de la cascada producida para confirmar que todos los valores físicos sean conservados: masas, energías, momentos, etc. En caso de que haya algún déficit en alguna medición y no haya explicación directa alguna, es posible suponer que a partir del impacto las dos partículas del SM crearon partículas de DM. A este tipo de búsqueda se le conoce como *búsqueda por producción de DM en colisionadores de partículas*.

Un ejemplo de un experimento de este tipo, es el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés), que es un colisionador protón-protón con energías de TeV, y que comenzó a tomar datos en el CERN en 2009. Unos de sus propósitos

es entender la naturaleza de la violación de la simetría electrodébil y la búsqueda de física más allá del SM.

La supersimetría (SUSY) es, por muchas razones, el candidato más prometedor para la física más allá del SM. La elección de diversos modelos supersimétricos ha dado pauta a estudios de diversas áreas y a probar el desempeño del LHC para el descubrimiento de nueva física en escalas de TeV.

Los resultados de los colisionadores, como el LHC, pueden predecir observables de interés cosmológico y abrir el camino a un análisis combinado. En particular, estas estrategias pueden ser extendidas a cualquier modelo de nueva física en escalas de TeV, mientras aún se contenga un agente de DM en estas energías. [1]

2.3. Detección indirecta

Ahora consideremos el caso de que existan dos partículas de DM, en particular WIMPs, los cuales tienen asociada su respectiva antipartícula. Consideremos la hipótesis de que una partícula y su antipartícula se encontraran y aniquilaran creando una cascada de partículas del SM, las cuales a su vez continuarían produciendo más partículas hasta crear fotones. Experimentos localizados en la Tierra, así como satélites podrían detectar este exceso de fotones que, en principio, no tendrían explicación mediante los fenómenos conocidos, entonces asociándolo a aniquilación de DM.

Otra hipótesis supone el hecho de que una partícula de DM sea capaz de decaer generando partículas secundarias mediante fuerzas electrodébiles (ya que no hay evidencia de que la DM interactúe mediante fuerza electromagnética o fuerte), generando así una cascada sin la necesidad de su antipartícula. Análogamente produciría fotones los cuales podrían ser medidos por experimentos.

Los fotones generados son llamados *rayos gamma* o *rayos γ* debido a su energía. Son particularmente interesantes dado que viajan en líneas rectas y prácticamente sin absorción en el universo local. Debido a recientes desarrollos en técnicas de detección, junto con el gran éxito de las nuevas generaciones de detectores de rayos gamma, hacen a las nuevas fuentes observables que producen este tipo de fotones grandes prospectos para estas búsquedas.

2.3.1. Aniquilación de DM

La idea de detectar señales de rayos gamma creados en la aniquilación de WIMPs surgió muchos años atrás. Ésto es especialmente importante para la nueva generación de detectores de rayos gamma actualmente funcionando o que están siendo planeados.

El flujo debido a la aniquilación proveniente de una dirección específica Ω está da-

do por la expresión factorizada en dos componentes: la componente de física de partículas y la componente astrofísica. La primera expresa las características del espectro de energía, mientras que la segunda es la componente que introduce las características de la morfología del blanco de estudio y del detector (fuente puntual, difusa o extendida). La expresión antes explicada es:

$$\frac{d\phi}{d\Omega dE} = \underbrace{\frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_\chi^2} \frac{dN_\gamma}{dE}}_{\text{FÍSICA DE PARTÍCULAS}} \times \underbrace{\int_{\text{l.d.v.}} ds \rho(\vec{r}[l, \Omega])^2}_{\text{ASTROFÍSICA}} \quad (2.1)$$

donde definimos la función:

$$J(\Delta\Omega) \equiv \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{l.d.v.}} ds \rho(\vec{r}[l, \Omega])^2 \quad (2.2)$$

donde $\rho(\vec{r}[l, \Omega])$ es el perfil de densidad de DM a lo largo de la línea de visión (l.d.v.), m_χ la masa de la partícula de DM, $\langle\sigma v\rangle$ es el previamente explicado promedio térmico de la sección eficaz de aniquilación y el factor J es el llamado *factor astrofísico*.

El factor de física de partículas dN_γ/dE que es el número de fotones producidos a partir de una masa inicial (energía), puede ser calculado para un candidato dado de DM. Para ésto han surgido diversos generadores “Monte Carlo” (MC) los cuales estiman numéricamente el número de fotones con distribución continua de energía creados por mesones (principalmente piones neutros, π^0) resultantes de la aniquilación de las partículas de DM. Uno de los principales generadores MC de este estilo es PYTHIA, el cual simula las partículas generadas por aniquilación de DM. Como aún no se conocen todas las propiedades de la DM, no es posible simularlas para ver sus efectos, es por ésto que PYTHIA simula la aniquilación de partículas masivas con interacción débil (generalmente es el par e^-e^+) similar al comportamiento esperado de la DM, ésto para distintas masas asociadas a las partículas simuladas. De manera simultánea, se estudian distintos casos en donde se establece un par de partículas preferente que se generará bajo la aniquilación, como son $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, etc. Estos pares de partículas preferentes, llamados canales, se consideran a partir de sus propiedades bajo la idea de que todas las características físicas hipotéticas de la DM deben de conservarse, es decir no deben ser cargadas, deben ser masivas, etc.

En la Figura 2.2 se muestra el espectro correspondiente a diferentes canales de aniquilación calculados con PYTHIA. Actualmente existen tablas con valores asociados a la producción de fotones mediante aniquilación de DM para candidatos de diferentes masas, estimadas a partir del promedio de miles de simulaciones realizadas con *Pythia*, y las cuales son muy aceptadas como base fundamental en la consideración del espectro por aniquilación de DM. [13]

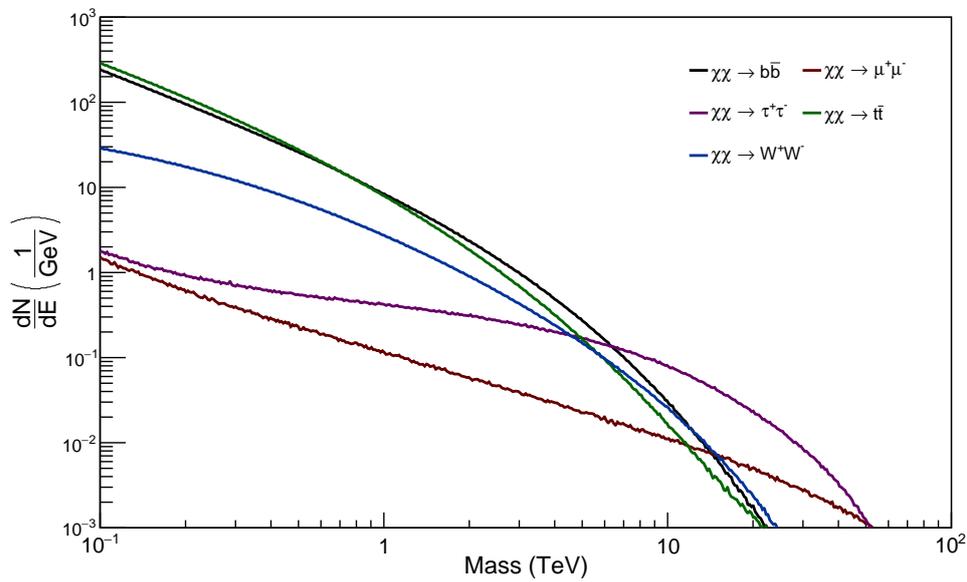


Figura 2.2: Multiplicidad de fotones por aniquilación para varios estados finales. Las curvas café oscuro y verde representan el espectro esperado a los canales de aniquilación a los quarks $b\bar{b}$ y $t\bar{t}$ respectivamente; la café claro y morada corresponden a los leptones $\mu^+\mu^-$ y $\tau^+\tau^-$ respectivamente; y finalmente la azul está asociada a los bosones W^+W^- . Todos los espectros están asociados a una partícula de $m_\chi = 60$ TeV. [14]

■ Aniquilación a 2γ

Una característica particular de la detección indirecta de DM por medio de la aniquilación a rayos gamma es que el espectro analizado puede dar el valor de la masa del WIMP. Dado que las partículas de DM no se mueven a velocidades relativistas, y además por conservación de energía y de momento, se obtienen dos fotones resultantes con energía $E_\gamma = m_{\text{WIMP}}$, donde hay una disipación de energía debido a otros fenómenos como el efecto Doppler. Si una de estas señales fuera observada por un detector con una resolución mejor que el 10 %, éste sería una prueba contundente de la existencia de DM, considerando que se conoce el comportamiento y propiedades del fondo asociado a la fuente.

2.3.2. Decaimiento de DM

Por otro lado, otra forma de producción de rayos gamma a partir de partículas de DM es mediante el decaimiento de estas últimas. Al igual que el caso del protón, no se sabe si la DM es absolutamente estable, o simplemente su tiempo de vida media es mucho más grande que la edad del universo. Existen modelos que parten del SM en los cuales se garantiza la estabilidad absoluta del candidato de DM mediante la imposición de alguna simetría que impide el decaimiento de éste. El caso más representativo es la paridad R en teorías supersimétricas.

También, existen modelos en los cuales se cumple una pequeña violación a la paridad R, por lo que la DM tiene la posibilidad de decaer. Algunos candidatos que decaen son los neutralinos, gravitinos y neutrinos estériles, entre otros.

Similar a lo presentado para aniquilación, para el decaimiento de DM es posible suponer su espectro de energía bajo las simulaciones de PYTHIA. De manera análoga, existen tablas que contienen esta información para candidatos de distintas masas y que son ampliamente aceptadas en el área. [13]

Análogo a la ecuación 2.1, el flujo de rayos gamma para el caso de decaimiento de DM se puede escribir de la siguiente manera:

$$\frac{d\phi}{dE} = \underbrace{\frac{2}{m_\chi} \frac{dN_\gamma}{dE} \frac{1}{8\pi\tau_\chi}}_{\text{FÍSICA DE PARTÍCULAS}} \times \underbrace{\int_{\text{l.d.v.}} ds \rho_\chi(l)}_{\text{ASTROFÍSICA}} \quad (2.3)$$

donde τ_χ es la vida media del candidato y la integral únicamente depende linealmente del perfil de densidad, a diferencia del caso de aniquilación en donde depende del cuadrado del perfil de densidad.

Esta diferencia en ρ en las ecuaciones 2.1 y 2.3 da pauta a distintas estrategias de detección considerando aniquilación o decaimiento de DM.

Se debe de tener en cuenta que los métodos de detección dependen directamente de la resolución angular del detector, lo cual a su vez indica qué objeto es más viable para analizar bajo dichas condiciones. Por otro lado la resolución en energía, así como el rango de operación energético, imponen restricciones en el candidato de DM. [15]

2.4. Subestructura

Como se mencionó en el Capítulo 1, la formación de subestructuras es una predicción del modelo de CDM. Éstas son de gran importancia ya que la presencia de cualquier subestructura afecta directamente al flujo de fotones por aniquilación de DM incrementándola. Las funciones que describen la cantidad de subhalos de una masa específica que están contenidos dentro del halo de DM pueden ser aproximadas por $M^{-\alpha}$, donde α varía entre 1.9 y 2.0, la cual se debe normalizar para que aquellos subhalos que sean mayores a $10^{-6}M_{\text{ANFITRIÓN}}$ y contengan del 5 % al 15 % de la masa total sirvan como referencia para comparar los subhalos más pequeños; por otro lado, la distribución espacial de los subhalos no está relacionada con el la normalización en la masa de los halos.

Las subestructuras tienen dos importantes consecuencias. La primera es el flujo por aniquilación en el fondo astrofísico, lo cual corresponde al flujo proveniente de satélites de la Vía Láctea o de estructuras externas que es incrementado debido a la distribución de las subestructuras de DM. La segunda consecuencia corresponde a las subestructuras que tengan alta luminosidad, brindando la oportunidad de considerar a cada una de éstas como una fuente individual, las cuales son buenas fuentes para el estudio de aniquilación de DM.

El “factor de incremento” para subestructuras consiste de dos partes: una es la distribución espacial de las subestructuras, y otra es expresar el promedio térmico de la sección eficaz de aniquilación $\langle\sigma v\rangle$ bajo su dependencia con v , ya que la dispersión de velocidades de la DM dentro de los subhalos es menor que la dispersión de velocidades en el halo anfitrión.

Es importante notar que para esta aproximación se considera un promedio sobre el volumen donde partículas secundarias sufren difusión, por lo cual existe una dependencia en la energía. Cuando se consideran observaciones de rayos gamma, este incremento se calcula únicamente a lo largo de la línea de visión y si se considera que las subestructuras son lo suficientemente densas y juntas, entonces la señal intensificada por ellas será mayor al fondo astrofísico, por lo que serán emisiones detectables por telescopios de rayos gamma.

Los métodos para detectar subestructuras individuales son complicados ya que los procesos involucrados en la intensificación del flujo de rayos gamma debido a la subestructura también intensifican la señal del difuso, considerado como el fondo

astrofísico; por ésto la relevancia de las diferentes señales que contribuyen al flujo total de rayos gamma. En la Figura 2.3 se muestra un ejemplo explícito de la importancia de distinguir entre las diferentes fuentes que contribuyen a la señal total proveniente de una fuente estudiada. [15]

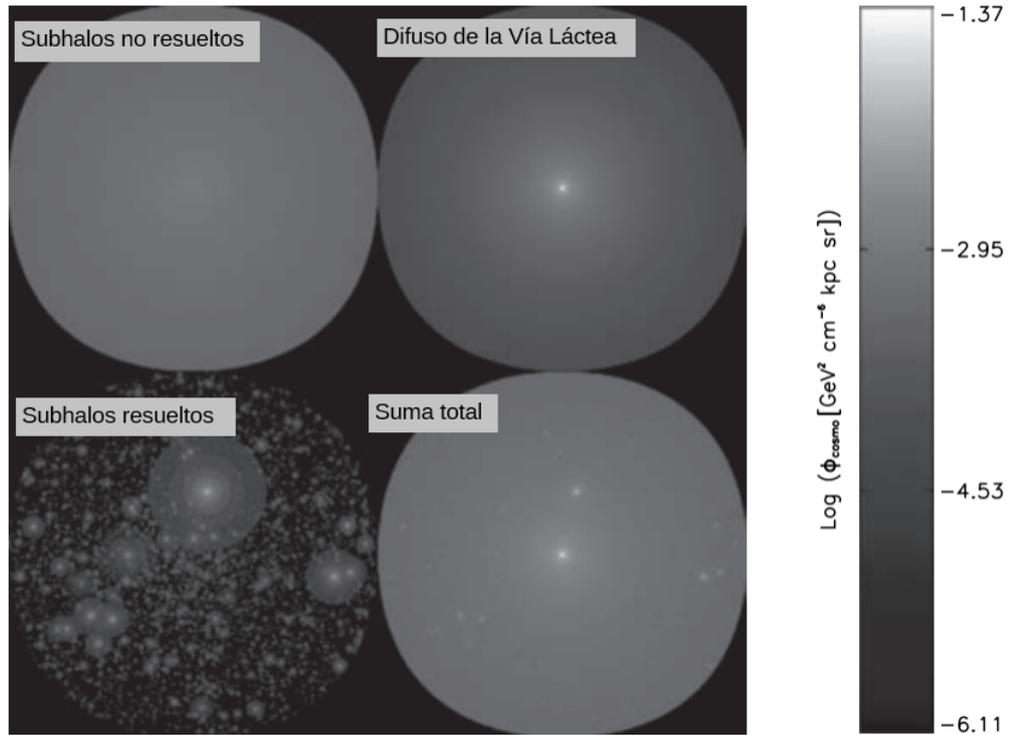


Figura 2.3: Mapa del flujo de rayos gamma cosmológicos (proporcionales a la señal por aniquilación), en un cono de 50 grados alrededor del Centro Galáctico visto desde la posición del Sol. En el panel superior izquierdo se muestra la contribución suave debida a subhalos no resueltos (descritos). En el panel superior derecho se muestra la contribución suave proveniente del halo de la Vía Láctea. En el panel inferior izquierdo se muestra la contribución de los halos correctamente identificados. Finalmente, en el panel inferior derecho se muestra la suma de las tres contribuciones anteriores. [15]

2.5. Experimentos

Para observar los rayos gamma directamente, dichas observaciones deben de ser realizadas en el espacio. En caso contrario, fotones con las energías que nos interesan (GeV y TeV) no logran alcanzar el suelo terrestre debido a que su longitud de interacción es menor que el espesor atmosférico, es decir que la probabilidad de que interaccionen con algún núcleo de la atmósfera al momento de atravesarla

es muy alta. Es por ésto que los detectores de rayos gamma que se encuentran localizados sobre la superficie terrestre se basan en la detección indirecta.

2.5.1. Experimentos terrestres

Cuando los fotones provenientes del universo interactúan con la atmósfera terrestre se produce una cascada electromagnética, similar a una lluvia de partículas secundarias, permitiendo a los telescopios terrestres observar de forma indirecta los rayos gamma a través de sus partículas secundarias producidas y la radiación Cherenkov¹ que éstas producen al pasar por la atmósfera terrestre (aire) o algún otro medio. [12]

Uno de los principales problemas de la detección de rayos gamma por este método, es que los rayos cósmicos también sufren este mismo fenómeno, por lo que es esencial discernir entre la señal producida por las partículas de un rayo gamma y la señal producida por las partículas de un rayo cósmico. Hay que tener en cuenta que los rayos cósmicos provienen de una distribución isotrópica, es decir, provienen de todas partes del universo, mientras que los rayos gamma, al no ser deflectados por los campos electromagnéticos existentes en el universo, su dirección indica la fuente en la cual se originaron. Para realizar la distinción entre rayos gamma y rayos cósmicos, se comparan los datos obtenidos experimentalmente con simulaciones, las cuales incluyen distintas variables como el campo magnético terrestre o el perfil de densidad de la atmósfera. Existen simuladores de acceso libre para estos casos, como es CORSIKA. [1]

Existen diversos métodos de detección de partículas asociadas a cascadas electromagnéticas, como lo son los telescopios atmosféricos o los observatorios de Cherenkov en agua. Los primeros, llamados IACTs (Imaging Air Cherenkov Telescope por sus siglas en inglés), son conjuntos de telescopios parabólicos que detectan y caracterizan la luz Cherenkov producida por partículas secundarias que irradian al viajar a través de la atmósfera. Los IACTs son observatorios con alta sensibilidad debido a que necesariamente apuntan a la región donde se produjo el destello, mientras que el resto del cielo visible es ignorado completamente en ese lapso de observación. Por otro lado, están los detectores de Cherenkov en agua los cuales, como su nombre lo indica, recolectan y caracterizan la luz Cherenkov radiada por partículas que viajan a través de agua. La ventaja de este tipo de ob-

¹La radiación Cherenkov es radiación electromagnética producida cuando una partícula cargada (como, por ejemplo, un electrón) que viaja a velocidades relativistas pasa a través de un medio con una velocidad mayor que la velocidad de la luz en dicho medio. Cuando ésto pasa, la partícula emite radiación en forma de “onda de choque”, conocida como *radiación Cherenkov*. Un ejemplo observable de este fenómeno es el característico resplandecer azul de los reactores nucleares, que se debe a la radiación Cherenkov, nombrada en honor al científico ruso Pavel Alekseyevich Cherenkov.

servatorio con respecto a los IACTs es que éstos tienen un campo de visión más amplio y pueden observar todo el cielo visible de forma continua; pero en cambio, la sensibilidad² de dichos observatorios es menor en comparación con los IACTs.

2.6. Fuentes de materia oscura

Anteriormente se describieron los diversos candidatos a partículas de DM, así como las diversas hipótesis consideradas para su detección. Con estas hipótesis es posible identificar diversos objetos astrofísicos con alto contenido de DM y, por consiguiente, buenos objetos de estudio y búsqueda de estas partículas exóticas.

Entre las distintas poblaciones de estudio para la detección indirecta de DM resaltan las galaxias enanas esferoidales e irregulares. Estas galaxias en general se caracterizan por tener poca cantidad de estrellas en comparación con galaxias como la Vía Láctea. Éstas son buenos blancos para la búsqueda de DM de manera indirecta, debido a que su razón de masa-luminosidad (M/L) es muy grande, es decir, su masa total es mucho mayor que su masa bariónica asociada (masa visible). A pesar de que algunas de estas galaxias han sido detectadas en el óptico y otras frecuencias, su búsqueda y detección es difícil debido a su poca luminosidad. Para este trabajo, las poblaciones de galaxias enanas a destacar son las *galaxias enanas esferoidales* (dSph por sus siglas en inglés) y las *galaxias enanas irregulares* (dIrr por sus siglas en inglés). Las dSph son galaxias difusas. Son sistemas de estrellas de mediana edad y viejas, además de que contienen casi nada de material gaseoso ionizado del cual producir nuevas estrellas y rayos gamma. Las estrellas contenidas en estos sistemas poseen muy poca masa, por lo que muchas de estas dSph están en proceso de disolución conforme son separadas por el campo gravitacional de la Vía Láctea.

Por otro lado, las dIrr son llamadas así por su apariencia desordenada y asimétrica. El nacimiento estelar en estas galaxias ocurre de manera desorganizada ocupando una fracción relativamente larga del disco de la galaxia. A diferencia de las dSph, las dIrr contienen gas y forman estrellas azules, además de que su dinámica y evolución difiere con respecto a las dSph. También son difusas y tienen bajo contenido de metalicidad, aproximadamente 10 % del valor del Sol. Las dIrr tienden a ser más brillantes que las dSph, pero esto es debido a su población de estrellas jóvenes. Contienen grandes cantidades de gas, el cual se extiende a lo largo de todo el disco estelar principal. [16].

Considerando la poca metalicidad de este tipo de galaxias y, por consiguiente, la poca tasa de formación estelar, las galaxias enanas son un muy buenos objetos de estudio para los detectores de altas energías (GeV-TeV) ya que es muy poco

²La sensibilidad de un detector es la cantidad mínima de señal necesaria para poder ser medida con certeza estadística razonable, es decir, ¿cuánto es lo mínimo que puedo medir?

probable o nula la producción de rayos gamma, por lo que a estos objetos se les considera libres de fondo cósmico (en estas energías). Es por ésto que las similitudes entre ambas poblaciones solo puede declararse para observaciones a muy altas energías.

En la Figura 2.4 se muestra una comparación entre una dSph y una dIrr donde claramente se puede apreciar la diferencia en cuanto a la morfología y luminosidad de cada tipo.

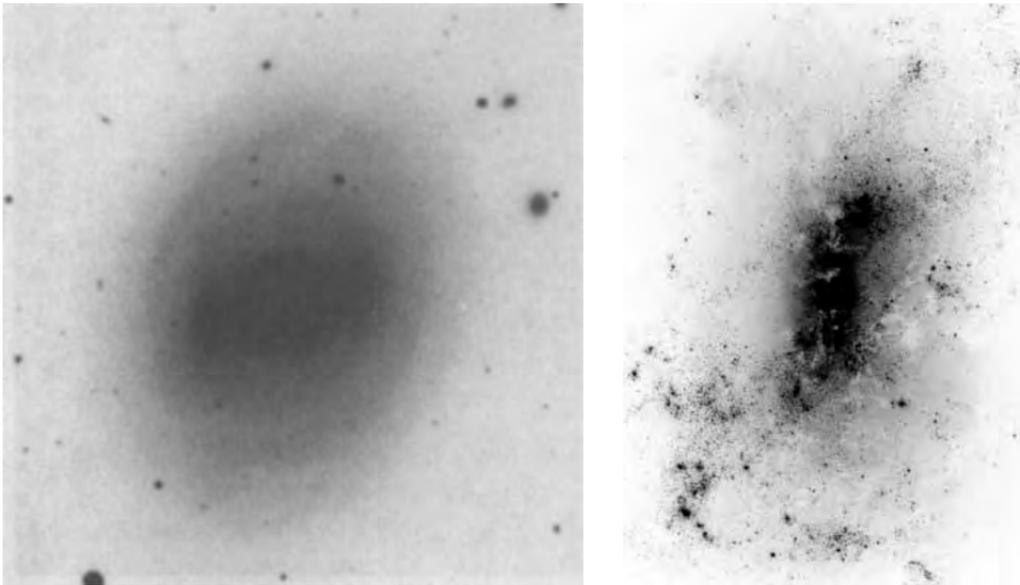


Figura 2.4: Las imágenes corresponden a negativos de una dSph y una dIrr, donde las regiones más luminosas son las que aparecen más oscuras. Del lado izquierdo se muestra una dSph y se aprecia que su morfología es esferoidal, concentrando la principal luminosidad al centro de la galaxia. Del lado derecho se observa una dIrr y se puede apreciar su morfología asimétrica, además de que tiene una mayor luminosidad en comparación a la dSph, pero no está concentrada al centro de la estructura. [16]

3

DETECCIÓN INDIRECTA DE RAYOS GAMMA Y EXPERIMENTOS

En el Capítulo anterior se discutió brevemente la idea de los experimentos por detección indirecta basados en la radiación Cherenkov que las partículas secundarias, provenientes de un rayo γ de alta energía, producían al pasar a través del aire (atmósfera) o del agua. Pero para entender el funcionamiento de estos detectores, primero hay que entender el origen de dichas partículas secundarias.

3.1. Rayos cósmicos

En todo momento la Tierra está siendo impactada por núcleos de alta energía conocidos como *rayos cósmicos*. Durante mucho tiempo se tuvo la certeza de que existía radiación ionizante presente en la superficie de la Tierra, pero no se sabía si su origen era terrestre o extraterrestre. Tiempo después, Victor Hess realizó estudios de la radiación en función de la altitud, demostrando que el origen de la radiación cósmica era más lejana que la atmósfera terrestre. Este descubrimiento le mereció el premio Nobel en 1936.

Actualmente sabemos que los rayos cósmicos están constituidos por núcleos atómicos que van desde simples núcleos de hidrógeno (protones), hasta núcleos de hierro o más allá.

Cuando los rayos cósmicos entran a la atmósfera terrestre, éstos pierden energía por medio de interacciones que sufren con los componentes del medio. A muy altas energías, los rayos cósmicos que interaccionan se descomponen en partículas de menor energía, las cuales, a su vez producen más partículas de cada vez menor energía. Al conjunto de partículas propagándose hacia la Tierra creadas debidas al proceso de multiplicación se le llama *cascada de partículas*. En la imagen 3.1 se

muestra un diagrama de la creación de una cascada de partículas generada a partir de un protón.

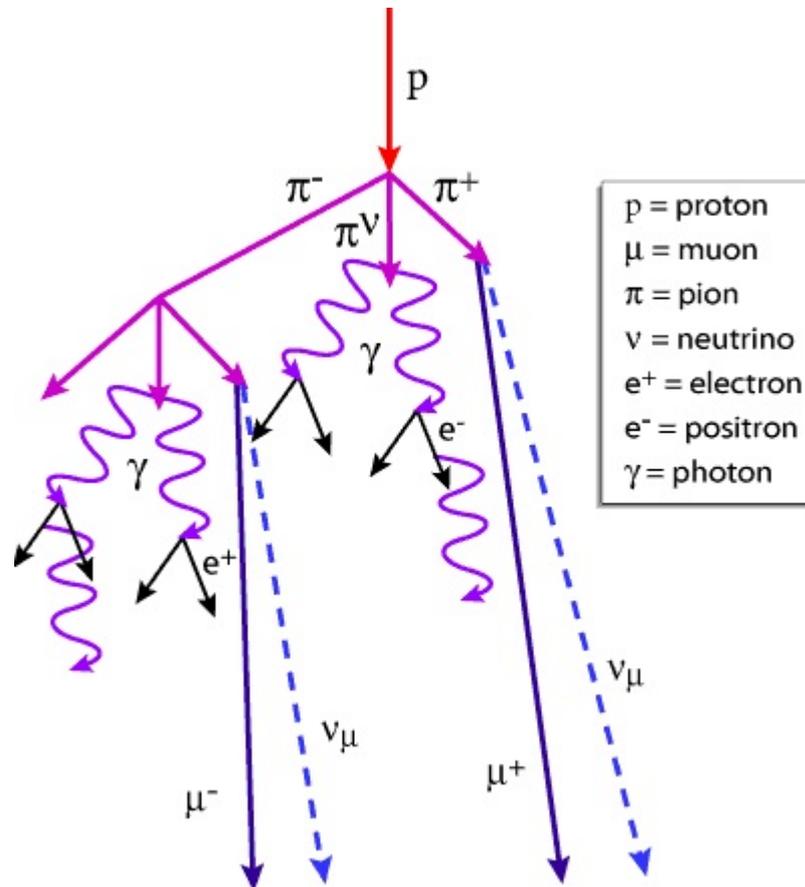


Figura 3.1: Ejemplificación del proceso de creación de una cascada de partículas. Un protón (p), como partícula primaria, interactúa y decae en piones (π), los cuales a su vez decaen en muones (μ), neutrinos (ν) y rayos gamma, para éstos después producir más partículas como electrones y positrones (e^- y e^+) mediante mecanismos de aniquilación o creación de partículas. [17]

Conforme este proceso continúa, se forma un plano circular de partículas que viaja casi a la velocidad de la luz. Mientras este frente de partículas avanza, el frente circular crece de tamaño dada la dispersión de las partículas. Cuando éste alcanza el suelo, tiene un grosor de aproximadamente 2 metros, y su radio depende de la energía de la partícula primaria, de las fluctuaciones sufridas durante el recorrido por la atmósfera y de la altitud a partir de la cual se realiza la observación. A este frente circular de partículas, se le llama *Cascada Atmosférica Extensa* (o EAS por sus siglas en inglés), o simplemente *cascada atmosférica*.

3.1.1. Detección de rayos cósmicos

Para detectar un rayo cósmico de forma indirecta, se mide la radiación producida por sus partículas secundarias. Cuando una partícula cargada viaja a través de un medio a una velocidad mayor a la de la luz (en dicho medio), la partícula produce luz conocida como *luz Cherenkov*, la cual es un análogo al boom sónico producido al romper la barrera del sonido, pero ésta en el espectro electromagnético. La luz Cherenkov se emite principalmente en el rango ultravioleta en forma de cono alrededor de la dirección principal trazada por la partícula que se mueve. Una partícula cargada típica producida en una cascada atmosférica produce en promedio de 10 a 20 fotones Cherenkov (fotones que constituyen la luz Cherenkov) por metro cuadrado conforme se mueve a través del medio. [18]

Una cascada atmosférica produce partículas cargadas las cuales, a su vez, producen luz Cherenkov. Entonces una cascada atmosférica puede ser detectada indirectamente al analizar toda la luz producida por sus partículas secundarias usando detectores sensibles en el rango ultravioleta.

Es posible detectar la luz Cherenkov producida por las partículas conforme atraviesan la atmósfera (aire). A este tipo de detectores se les llama *Telescopios Cherenkov Atmosféricos* (o IACT). Otro método de detección indirecta es analizando las partículas secundarias producidas en la cascada cuando llegan al suelo. Para esto es necesario contar con otra sustancia que puedan cruzar produciendo efecto Cherenkov al interactuar con él. La luz Cherenkov producida se colecta y analiza brindando información de la partícula primaria que generó la cascada. La configuración de estos detectores requiere garantizar que se puede colectar la mayor cantidad de luz Cherenkov producido por las partículas, y esto se logra si se maximiza el número de partículas de la cascada que crucen el detector. Para esto, es necesario un detector con un área efectiva muy grande, o realizar un arreglo de detectores pequeños que en conjunto cubran un área amplia. A este tipo de arreglos se les nombra *arreglos extendidos*. En particular, si la sustancia usada es agua entonces a los detectores se les nombra *detectores de Cherenkov en agua*.

Ambos tipos de detectores tienen ventajas y desventajas, por lo que los dos métodos se complementan mutuamente. Por ejemplo, imaginemos una cascada atmosférica proveniente de una partícula de alrededor de cientos de GeV, muchas de las partículas secundarias generadas son absorbidas mucho antes de alcanzar el nivel del suelo, al contrario de su luz Cherenkov producida en la atmósfera, la cual sí logra llegar. Entonces los IACTs colectan dicha luz para identificar el rayo cósmico inicial y por su alta sensibilidad estos detectores son capaces de detectar señales de baja energía (GeV), pero esto a su vez genera una desventaja ya que estos telescopios no pueden estar en funcionamiento durante el día (debido a que la luz Cherenkov se ve opacada por la luz solar), ni tampoco durante climas adversos (cuando está nublado, cuando llueve, con Luna llena, etc.). Otra característica más

de los IACTs es que su campo de visión es muy pequeño, lo cual representa una ventaja siendo altamente sensible a la dirección que esté observando, pero genera una desventaja al no observar nada del cielo restante. En la Figura 3.2 se muestra el arreglo de dos IACTs llamado MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope*), ubicado en La Palma, España.



Figura 3.2: El arreglo de telescopios del sistema de telescopios MAGIC que consta de dos IACTs de 17 metros de diámetro, localizado en el Observatorio Roque de los Muchachos en La Palma. [19]

Por otro lado, los arreglos para cascadas atmosféricas, como son los detectores de Cherenkov en agua, no poseen la misma sensibilidad a bajas energías que los IACTs; éstos tienen un umbral mucho mayor lo cual indica que no son tan eficientes en la detección de rayos cósmicos de bajas energías (GeV), pero sí más eficaces para altas energías (TeV). Además, a diferencia de los IACTs, estos arreglos pueden tabajar continuamente sin importar el clima ni horario, además de que tienen la ventaja de que pueden observar simultáneamente todo el cielo disponible, lo cual representa una ventaja sobre los IACTs en el estudio de fuentes extendidas. [20]

3.1.2. Identificación de rayos gamma

Un reto importante que tienen los observatorios de rayos gamma, es la discriminación entre rayos gamma y hadrones, ésto dado que el flujo de rayos cósmicos es 1000 veces más grande que el flujo de rayos gamma. Para poder diferenciar e

identificar la señal de un rayo gamma, se analiza la estructura topológica de dicha señal, ya sea en el IACT o en el arreglo extendido. Ésto brinda información de tiempos de llegada, dirección de origen y carga, y con esta información se pueden reconstruir las características de la partícula principal, que en el caso de cascadas por rayos gamma corresponde a un fotón de alta energía. Más adelante se explicará con un poco más de detalle el proceso de separación gamma-hadrón para cada tipo de observatorio.

3.2. Observatorios

3.2.1. Arreglos extendidos: Observatorio HAWC

Un arreglo extendido para la detección de cascadas atmosféricas consta de detectores al nivel del suelo que contienen un medio por el cual las partículas de una cascada atmosférica, generadas por una partícula primaria y que llegan al detector, lo atraviesan y producen luz Cherenkov. Esta luz se colecta y brinda la información necesaria para detectar un rayo cósmico. En particular, el Observatorio HAWC (Observatorio de Cherenkov en Agua a Gran Altura, por sus siglas en inglés) es un arreglo constituido por 300 detectores de Cherenkov en agua de forma cilíndrica con un diámetro de 7.3 metros y 4.5 metros de altura. Cada detector contiene 200,000 litros de agua purificada.

Cuando una partícula atraviesa uno de estos detectores, ésta viaja más rápido que la velocidad de la luz en el agua produciendo luz Cherenkov. Para colectar esta luz, en la base de cada detector se encuentran colocados cuatro tubos fotomultiplicadores (PMT por sus siglas en inglés), los cuales son dispositivos electrónicos que generan un pulso eléctrico cuando detectan un fotón mediante el efecto fotoeléctrico. Dado ésto, es crucial que el detector esté aislado de la luz al máximo posible, evitando contaminación de señales debidas a luz exterior filtrada. Tres de los cuatro PMTs están colocados en forma de triángulo equilátero, dejando al cuarto PMT al centro. En la Figura 3.3 se muestra un diagrama representativo de un detector de Cherenkov en agua usado en el Observatorio HAWC.

El Observatorio HAWC está localizado en las laderas del volcán Sierra Negra en Puebla, México. Está a una altitud de 4,100 metros sobre el nivel del mar (por éso lo de “Gran Altura” en el nombre del observatorio). HAWC observa dos terceras partes del cielo en un periodo de 24 horas. En la Figura 3.4 se muestra una fotografía del Observatorio HAWC.

Para la separación gamma-hadrón es posible identificar las cascadas hadrónicas por medio de la distribución de energía que depositan en el arreglo. Mientras que un rayo gamma induce cascadas que tienen centros compactos con una caída

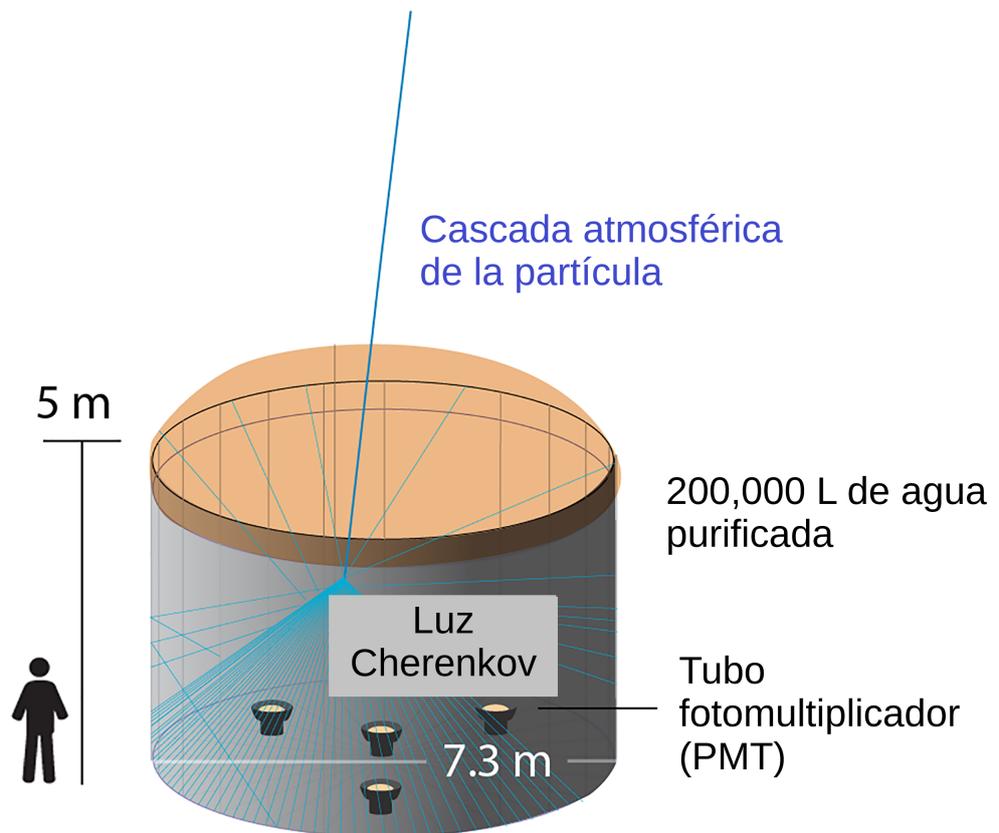


Figura 3.3: Diagrama de un detector de Cherenkov en agua del Observatorio HAWC donde se muestran las dimensiones del detector, la distribución de los PMTs en la base del mismo, y el cono de luz Cherenkov generado por una partícula de la cascada atmosférica que alcanza al detector. [22]

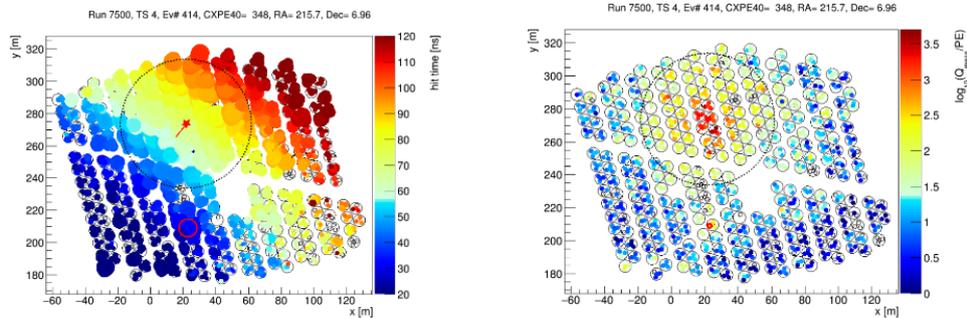


Figura 3.4: El Observatorio HAWC y al fondo el volcán Citlaltepetl, mejor conocido como Pico de Orizaba. [23]

suave de la densidad de partículas, las cascadas hadrónicas depositan grandes cantidades de energía aglomerada en distintos puntos del detector lejos del centro de la cascada. Ésto último se debe a la presencia de hadrones y muones en la cascada hadrónica. Un parámetro simple para la discriminación gamma-hadrón en HAWC es el parámetro *compactness*, C , el cual está definido como el número total de PMTs que tuvieron detección dividida entre el área de una circunferencia de 30 metros de radio centrada en el PMT con la señal de mayor amplitud detectada. Para un rayo gamma el valor de C será alto ya que los PMTs que tuvieron detección estarán alrededor del que tuvo la amplitud mayor, mientras que para un hadrón C será pequeño, ya que la distribución de energía no es uniforme alrededor del centro de la cascada. En la Figura 3.5 se muestra una comparación entre la detección de un rayo γ contra la de una partícula cargada. [21]

Constantemente están llegando rayos cósmicos isotrópicamente, entonces para poder identificar la señal de partículas de una misma cascada atmosférica se debe de establecer un umbral de tiempo. Este umbral de tiempo establece que todas aquellas partículas que son detectadas dentro de una ventana de tiempo (es decir, un lapso) previamente establecida, serán partículas generadas por una misma partícula primaria, estableciendo el tiempo inicial a partir de la primer señal detectada, y el tiempo final dada la última señal medida. En la Figura 3.5 se muestra las diferencias entre los tiempos de llegada desde el tiempo inicial (color azul) hasta el tiempo final (color rojo) en los paneles del lado izquierdo.

RAYO GAMMA



PARTÍCULA CARGADA

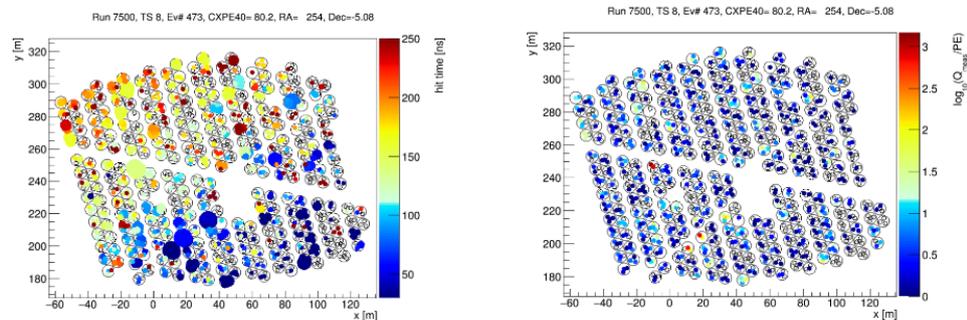


Figura 3.5: Se muestran las señales colectadas por cada detector Cherenkov del Observatorio HAWC, donde los ejes cartesianos indican la posición de cada uno de estos detectores. En la imagen superior izquierda se indican los tiempos de llegada dado el gradiente de colores, indicando las partículas de la cascada atmosférica que llegaron primero (azul), y las últimas (rojo). El círculo punteado negro indica el área con mayor energía detectada de la cascada, asociado al centro de la misma; mientras que la estrella roja indica dónde se estima que cayó el centro de la cascada, y con la línea roja se indica la dirección reconstruida de la misma. En la imagen superior derecha se muestra la distribución de energía que tuvo esa misma cascada, es decir las cargas asociadas a la señal colectada por cada detector Cherenkov. Con el gradiente de colores se muestra la menor carga detectada (azul) hasta la máxima (rojo). Usando ambos mapeos, se puede observar que la distribución de carga está muy ordenada, al igual que los tiempos de llegada, por lo que se puede concluir que dicha señal corresponde a un rayo γ como partícula primaria. Por otro lado, en la imagen inferior izquierda se muestra la distribución de tiempos de otra cascada atmosférica, y se puede notar que no hay un patrón claro en comparación al mostrado para el rayo γ . En la imagen inferior derecha se enseñan las cargas detectadas, las cuales tampoco muestran una distribución clara similar a la mostrada para el rayo γ . En ambas imágenes inferiores se muestran distribuciones desordenadas, por lo que no es posible asignar un área de carga principal, reconstruir el centro ni la dirección de la cascada, como se hizo para el caso del rayo γ . Dado esto, se pueden asociar estas señales a una cascada cuyo primario es un hadrón.

Este tipo de observatorios tiene desventajas en los límites de energía que pueden detectar. Dado que HAWC es un arreglo discreto, es decir que son detectores individuales, todas aquellas partículas que cruzan entre el espacio de separación entre uno y otro no son medidas. Suponiendo un rayo γ de baja energía (~ 100 GeV), su cascada atmosférica sería pequeña por lo que el número de partículas en ella sería menor en comparación con otras más energéticas. De esta cascada pequeña solo pocas alcanzan el nivel del suelo, por lo que cada partícula no detectada representa información perdida para la reconstrucción de la partícula primaria. Lo ideal en este caso sería un observatorio continuo, similar a una alberca de gran tamaño, así no habría espacio por el cual las partículas pudieran cruzar sin ser detectadas. Por otro lado, tiene amplias ventajas. Entre las más importantes destacan: la operación continua, sensibilidad a fuentes extendidas, campo de visión amplio, seguimiento de fuentes, estudios de poblaciones grandes, etc.

3.2.2. Telescopios de imagen Cherenkov en aire: CTA

Los Telescopios de Imagen Cherenkov en Aire (*IACT*) son detectores parabólicos sensibles al rango de energías del ultravioleta. Están cubiertos de material reflectante que concentra toda la luz incidente en una cámara localizada en el foco de la parábola. Esta cámara está constituida por PMTs los cuales, análogo a los utilizados en el Observatorio HAWC, utilizan el efecto fotoeléctrico para traducir señales luminosas a eléctricas. La luz Cherenkov que colectan los IACTs es la generada por las partículas al atravesar la atmósfera terrestre, por lo que deben apuntar en la dirección del cielo donde se produjo la cascada atmosférica. Dado que deben observar la atmósfera para poder detectar señales, los IACTs tienen una sensibilidad mucho mayor a los arreglos de cascadas atmosféricas, por lo que su discriminación de la señal con respecto al fondo cósmico es muy buena. Por esto mismo, su umbral de energías es bajo, lo cual indica que les es posible detectar y reconstruir con mucha eficiencia rayos gamma de cientos de GeV.

Esta alta sensibilidad también es contraproducente considerando que en el día, por el exceso de luz, no les es posible trabajar. Aquellas noches con Luna, nubladas, con lluvia o nieve, tampoco son óptimas para su funcionamiento, por lo que solo las noches sin Luna y clima tranquilo, brindan la oportunidad de observar el cielo. Ésto se ve reflejado en su ciclo de trabajo, es decir el porcentaje del año que es productivo, el cual va del 5 % al 10 %, mientras que un arreglo para cascadas atmosféricas tiene un ciclo de trabajo del 90 %.

Diferentes observatorios al rededor del mundo han ocupado esta técnica, como es MAGIC (España), HESS (Namibia) y Veritas (EUA), por mencionar algunos. Cada uno de estos arreglos cuenta con más de un IACT, lo cual ayuda a mejorar la observación de las fuentes, además de que optimizan el barrido del cielo.

Lo ideal sería contar con un observatorio que tuviera una cantidad inmensa de

IACTs, pero por el alto costo de construcción de un solo IACT, esta idea es inviable. Pero partiendo de ella, surgió la propuesta de construir un observatorio que contara con docenas de IACTs, distribuidos en dos locaciones: una en el hemisferio norte y otra en el hemisferio sur. A esta propuesta de arreglo de IACTs se le nombró Arreglo de Telescopios Cherenkov (CTA por sus siglas en inglés. En la Figura 3.6(a) están señaladas las localizaciones de los dos futuros arreglos de CTA, el del hemisferio norte estará situado en La Palma, España, mientras que el del hemisferio sur estará en Chile. Respecto al costo de producción, el observatorio será financiado por 31 países miembros de la colaboración los cuales se indican en la Figura 3.6(b).



Figura 3.6: En la imagen (a) se muestra la ubicación de los dos arreglos de CTA en color rojo: La Palma, España (hemisferio norte), y Chile (hemisferio sur). En color verde se encuentran señaladas las oficinas de CTA (Heidelberg, Alemania y Boloña, Italia) y en color rojo el centro de mantenimientos de datos científicos de CTA (Zeuthen, Alemania). [24] En la imagen (b) se encuentran señalados en color azul marino los diferentes países miembros de la colaboración de CTA. [25]

CTA constará con más de cien telescopios en total. El arreglo del hemisferio norte contará con 20 IACTs de tamaño mediano (MST por sus siglas en inglés) y grandes (LST). Los MST tendrán un diámetro de 12 metros aproximadamente, mientras que los LST serán de 23 metros. Este arreglo piensa ser enfocado para el estudio del universo profundo debido a que entre mayor sea el IACT, puede detectar señales más débiles las cuales corresponden a fuentes lejanas siendo así éstas sus mejores objetos de estudio.

Por otro lado, el arreglo del hemisferio sur estará constituido por 100 IACTs medianos, grandes y también pequeños. En este arreglo se planea que el 70 % de los IACTs sean SST, poco más del 20 % sean MST, y el resto de LST. Ésto nos indica que, a diferencia del arreglo del norte, éste observará el universo cercano, ya que los SST son muy buenos observatorios para fuentes próximas. En la Figura 3.7 se muestra un diagrama de la distribución de los IACTs como se tiene planeada para ambas locaciones.

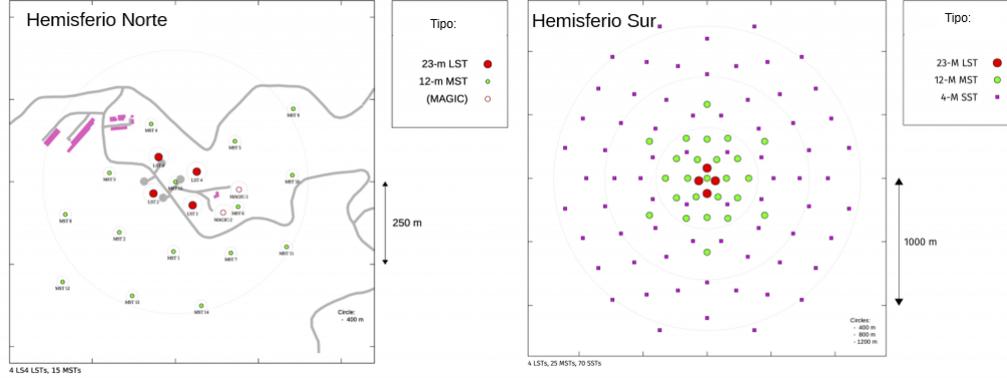


Figura 3.7: Diagrama planeado de la distribución de los IACTs para cada arreglo. En color rojo sólido se muestran los LST, en color verde los MST y en cuadros morados los SST. La imagen izquierda corresponde al arreglo en La Palma, mientras que la derecha es el de Chile. [26]

Con los tres tipos de IACTs que se colocarán, será posible cubrir el rango de energías estimado por CTA que va desde 20 GeV hasta 300 TeV. Con ésto, CTA estudiaría fuentes de un rango muy amplio de energías, pero por su limitado campo de visión, es necesario planificar la observación definiendo fuentes prometedoras para análisis.

3.3. Galaxias dSph y dIrr como fuentes de materia oscura

Una fuente de rayos gamma es aquel objeto astronómico que sufre procesos físicos capaces de producir fotones con energías de cientos de GeV hasta cientos de TeV. Existen diversos objetos asociados a estos tipos de emisión como son las remanentes de supernovas o los centros activos de galaxias. Para el estudio de DM mediante detección indirecta de rayos gamma, los mejores blancos son aquellos que muestren indicios de poseer gran cantidad de DM y que sean cercanos a la Tierra. Con ésto, existe una población con características ideales para este tipo de estudios, las cuales son las galaxias enanas esferoidales (dSph) y las galaxias enanas irregulares (dIrr), cuyas características se mencionan brevemente en el Capítulo 2. Ambas poseen una razón masa-luminosidad alta, es decir:

$$\frac{M_T}{M_\star + M_G} \gg 1 \quad \Rightarrow \quad M_T \gg M_\star + M_G, \quad (3.1)$$

la cual indica que la masa total de estas galaxias, M_T , calculada a partir de las curvas de velocidades de rotación medidas, es mucho mayor a la masa estelar de

las mismas, M_* , más la masa gravitacional, M_G . Es decir que es mucha mayor la cantidad de masa total (DM y materia bariónica) que de simple masa luminosa (materia bariónica), indicando que son sistemas dominados por DM.

La población de dSph es de los principales blancos considerados al realizar estudios de esta área ya que son “pequeños laboratorios” para probar, analizar, mejorar y proponer nuevas teorías en este campo. Por otro lado, se han realizado diversos estudios sobre las dIrr, pero hasta muy recientemente se han considerado como objetos de estudio en altas energías.

nunca ha sido considerada como blanco viable para estos estudios.

La ventaja de ocupar estas poblaciones de galaxias como blancos de estudio para búsqueda de DM por señal de rayos gamma, es que en altas energías se consideran *gamma-ray background free*, es decir que no se espera ningún tipo de producción de rayos gamma mediante algún proceso conocido.

Como se mencionó anteriormente, los IACTs están limitados en operación respecto a su corto campo de visión y su ciclo de trabajo. Ahí radica la dificultad de que un IACT estudie una nueva fuente o población sin previos indicios de su comportamiento. Ésta es una de las razones por las cuales CTA considera a las dSph dentro de su plan de observación, y a las dIrr no.

Por otro lado, el Observatorio HAWC observa el cielo dentro de su campo de visión todo el tiempo, lo cual brinda la oportunidad de estudiar múltiples objetos simultáneamente, y así estudiar nuevos blancos o poblaciones promisorias, aunque recordemos que la sensibilidad del detector a bajas energías no es tan buena como la de un IACT.

En este trabajo se simulará la observación de cuatro galaxias dSph con el Observatorio CTA, mientras que se analizarán datos reales recabados para 31 galaxias dIrr dentro del campo de visión del Observatorio HAWC para poder analizar los límites de exclusión arrojados por ambas poblaciones, analizándolos y entendiendo que los resultados obtenidos serán complementarios. Ésto bajo la consideración de fuentes puntuales.

4

MODELADO DE LA MATERIA OSCURA

Para estudiar la naturaleza de la DM, o más concretamente de los halos de DM, se utilizan sus parámetros asociados que están dados por sus efectos gravitacionales. Partiendo de ésto, las descripciones implican factores relacionados con la masa y densidad del halo de DM que rodea a un cuerpo. Los principales parámetros usados para describir los halos de DM se explican a continuación. De igual manera, se muestra un ejemplo sencillo del cálculo de estos parámetros para un modelo de juguete.

4.1. Parámetros

4.1.1. Masa del halo de DM (M_{Δ})

La masa total de DM asociada a un cuerpo, en particular una galaxia, es la diferencia entre su masa total luminosa y su masa total dinámica. Se puede realizar una estimación de esta masa estableciendo una dependencia sobre el perfil de distribución de densidad (explicado más adelante), de la forma:

$$M_{\Delta} = \int_0^{R_{\Delta}} dr 4\pi r \rho(r, r_s, \rho_s). \quad (4.1)$$

donde:

- M_{Δ} es la masa del halo de DM. Su valor se obtiene a partir de observaciones astronómicas.
- R_{Δ} es el radio del halo de DM.
- $\rho(R_{\Delta}, r_s, \rho_s)$ es el perfil de distribución de densidad.

- r_s es el radio de escala.
- ρ_s es la densidad de escala.
- Δ es el valor de sobredensidad respecto a la densidad crítica del Universo ρ_0 .

La sobredensidad Δ es un parámetro de normalización explicado más adelante, al igual que el resto de las variables antes mencionadas. De utilizarse un valor de sobredensidad $\Delta = 340$ (caso virializado), la masa corresponde a la *masa virial* del halo (M_{vir}).

4.1.2. Radio del halo de DM (R_Δ)

Al no saber la distribución espacial específica de la DM dentro del halo, se supone al halo de forma esférica cuyo centro coincide con el centro geométrico de la galaxia, por lo que teniendo la masa previamente estimada se puede calcular indirectamente el radio del halo esférico de DM, (R_Δ), mediante la formula:

$$R_\Delta = \left(\frac{3M_\Delta}{4\pi\Delta\rho_c} \right)^{1/3} (1+z) \quad (4.2)$$

donde:

- M_Δ es la masa del halo de DM. Su valor se obtiene a partir de observaciones astronómicas.
- Δ es el valor de sobredensidad.
- ρ_c es el valor de la densidad crítica del Universo. Ésta densidad es la que caracteriza el tipo de Universo que se está describiendo.
- R_Δ es el radio del halo de materia oscura esférico modelado, bajo una sobredensidad Δ .
- z es el corrimiento al rojo del objeto analizado.

Similar a la masa, el radio debe ser normalizado bajo una misma sobredensidad y ésta debe ser congruente con la utilizada para la masa y densidad del halo. En el caso virializado, el radio será el *radio virial* (R_{vir}).

4.1.3. Densidad del halo de DM (ρ)

La densidad del halo de DM, expresada por una ρ , es un escalar que indica la densidad estimada a partir de la masa y radio calculado para el halo de DM. Esta densidad es normalizada respecto a la densidad crítica del Universo (ρ_c):

$$\rho = \Delta\rho_c. \quad (4.3)$$

La Δ es una sobredensidad característica para la densidad crítica del Universo, es decir una normalización arbitraria de ρ_c , y los valores comúnmente utilizados son de 100, 200 y 340, donde éste último es asociado al estado virial del objeto, es decir cuando éste está descrito por el teorema del virial y es conocida como *densidad virial* (ρ_{vir}). El valor medido actualmente de la densidad crítica del Universo es [5]:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G_N} = 2.77536627 \times 10^{11} \cdot h^2 \text{ M}_\odot \text{Mpc}^{-3}$$

donde:

- H_0 es la constante de Hubble.
- G_N es la constante de gravitación de Newton.
- h es la constante de Planck.

4.1.4. Perfil de distribución de densidad ($\rho(r)$)

Al no saber exactamente cómo se encuentra distribuida la DM a lo largo y ancho del halo esférico, entonces se propone un perfil de distribución de densidad, ($\rho(r)$), el cual describe el comportamiento de la cantidad de densidad de DM respecto a su distancia al centro del halo, y donde dicho perfil se considera esféricamente simétrico. Es importante indicar que no representa el mismo valor que el mostrado en la Sección 4.1.3, ya que esta es una función que depende explícitamente de los valores del radio, mientras que el otro es un valor escalar.

Diversos perfiles se han propuesto, pero uno de los más conocidos y utilizados es el propuesto por Navarro, Frenk & White [27] (conocido como perfil NFW), que tiene la forma:

$$\rho^{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}. \quad (4.4)$$

El parámetro ρ_s se explica más adelante en la Sección 4.1.7.

Las posibles diferencias entre los distintos perfiles de densidad radica en la densidad de masa al centro del halo de DM, y la forma en que ésta decrece conforme

nos alejamos del centro de dicho halo. El perfil NFW es un modelo que predice una mayor densidad de materia al centro del halo y que decae rápidamente conforme nos alejamos de él. A estos tipos de perfiles que son más densos al centro del halo se les conoce como *cusp* por el término en inglés. De igual manera, existen perfiles cuya distribución de densidad es menor al centro del halo, y ésta no decrece tan rápido hacia los bordes. Un ejemplo de este tipo de perfiles es el propuesto por A. Burkert [28], cuya parametrización es:

$$\rho^{\text{Burkert}} = \frac{\rho_s r_s}{(r + r_s)(r^2 + r_s^2)}, \quad (4.5)$$

y podemos notar que también está parametrizado en función al radio y densidad de escala. A este tipo de perfiles se les conoce como *core*, por su término en inglés. En el caso particular de las dSph se ha observado que el perfil que mejor ajusta a sus curvas de dispersión de velocidades observadas es el NFW [29] [30] [31] dado que son galaxias pequeñas cuya masa asociada es muy grande, lo que hace que gran cantidad de su masa esté agrupada en el centro y que decaiga rápidamente hacia los bordes debido a su pequeña extensión. Por otro lado, estudios recientes han mostrado que el perfil de Burkert ajusta mejor a las curvas de dispersión de velocidades observadas en las dIrr, dado que éstas son galaxias un poco más grandes que las dSph, y su masa está distribuida de manera más uniformemente a lo largo de toda su extensión.

4.1.5. Parámetro de concentración (c_Δ)

El parámetro de concentración c_Δ , a una sobredensidad específica Δ , se define de la forma:

$$c_\Delta = \frac{R_\Delta}{r_{-2}}, \quad (4.6)$$

donde R_Δ es el radio del halo (Sección 4.1.2), y r_{-2} es un parámetro que se explica más adelante en la Sección 4.1.6. Este factor se estima a partir de simulaciones, por lo que es posible estimarlo a partir de parametrizaciones bajo diversas hipótesis. En nuestro caso se ocupará la *parametrización de Sánchez-Conde* [32]. Esta parametrización está dada por:

$$c_{200}(M_{200}, z = 0) = \sum_{i=0}^5 c_i \times \left[\ln \left(\frac{M_{200}}{h^{-1} M_\odot} \right) \right]^i \quad (4.7)$$

con $c_i = [37.5153, -1.5093, 1.636 \times 10^{-2}, 3.66 \times 10^{-4}, -2.89237 \times 10^{-5}, 5.32 \times 10^{-7}]$, donde h es el valor de escala para la tasa de expansión de Hubble y M_\odot es la masa solar. Podemos notar que las hipótesis en las cuales está basada esta

parametrización es en suponer una sobredensidad $\Delta = 200$ y un corrimiento al rojo $z = 0$ (en la Sección 4.1.8 se menciona la relevancia del corrimiento al rojo en estas estimaciones). En el caso particular de las galaxias dSph y dIrr que se analizan en este trabajo, su corrimiento al rojo es muy cercano a cero, además de que una sobredensidad de 200 es un valor estándar actualmente, por lo cual es plausible ocupar esta parametrización.

4.1.6. Radio r_{-2} y radio de escala (r_s)

Existen parámetros de normalización del radio del halo asociados a los perfiles de densidad utilizados. Un parámetro físico utilizado es el radio r_{-2} , que corresponde al radio donde el perfil de densidad $\rho(r)$ tiene una pendiente de -2 , es decir:

$$\left. \frac{d \log r}{d \log \rho} \right|_{r=r_{-2}} = -2. \quad (4.8)$$

Este parámetro sirve para entender el comportamiento del perfil de densidad $\rho(r)$ ya que geoméricamente representa el cambio en la pendiente para la distribución de DM a lo largo del halo, es decir físicamente representa cuándo hay un cambio notorio de la distribución de DM en el halo. Además, sirve como parámetro en la comparación de la forma de los perfiles de distribución de densidad.

Existe otro parámetro asociado al radio el cual es conocido como *radio de escala*, r_s . Éste corresponde a un valor estimado el cual puede ser utilizado para una correcta normalización del perfil de distribución de densidad.

De manera general, los radios r_{-2} y r_s están relacionados, y dicha relación depende del perfil de densidad considerado. En particular, para el perfil NFW el radio de escala se define como [33]:

$$r_s^{\text{NFW}}(M_\Delta) = \frac{R_\Delta(M_\Delta)}{c_\Delta(M_\Delta)}. \quad (4.9)$$

y utilizando la definición del parámetro de concentración (ecuación 4.7), llegamos a la relación particular para NFW:

$$r_s^{\text{NFW}} = r_{-2}^{\text{NFW}}. \quad (4.10)$$

Por otro lado, para el perfil de Burkert existe un radio que, en principio, se define de manera muy semejante al radio de escala, y se llama *radio del núcleo*, r_0^{Burkert} . Para entender este parámetro, primero recordemos el comportamiento del perfil de densidad de Burkert: es un perfil que al centro del halo tiene una densidad casi constante, y a partir de un “radio específico” la densidad comienza a disminuir exponencialmente. Dicho “radio específico” es r_0^{Burkert} . Es decir, es el radio al cual

la densidad del halo deja de ser casi constante y comienza a disminuir, sufriendo un cambio de pendiente notorio. Físicamente este radio lo podemos asociar al radio del núcleo del halo donde se encuentra concentrada la mayor cantidad de materia de manera casi uniforme, por lo que la densidad es mayor y su distribución es casi constante todo lo largo de éste.

De manera similar, también es posible obtener una relación entre los radios r^{Burkert} y r_{-2} .

4.1.7. Densidad de escala (ρ_s)

De manera similar al radio de escala, la densidad de escala ρ_s , es un parámetro para normalizar correctamente el perfil de distribución de densidad. Una manera para estimarlo es partiendo de la ecuación (4.1):

$$M_\Delta = \int_0^{R_\Delta} dr 4\pi r \rho(r, r_s, \rho_s) \quad (4.11)$$

pero teniendo en cuenta que:

$$R_\Delta = R_\Delta(M_\Delta) \text{ y } r_s = r_s(R_\Delta) = r_s(M_\Delta),$$

donde M_Δ es posible inferirla a partir de observaciones y la relación entre R_Δ y r_s está dada por el factor de concentración c_Δ (explicado previamente), entonces de la ecuación (4.11) tenemos:

$$\rho_s = \rho_s(M_\Delta, \rho(r)), \quad (4.12)$$

lo cual nos indica que es posible calcular la densidad de escala a partir de la masa inferida del halo y del perfil de distribución de densidad propuesto.

4.1.8. Corrimiento al rojo (z)

Al incremento en la longitud de onda del espectro electromagnético detectado por un observador en comparación con la longitud de onda original emitida por el objeto observado, se le conoce como *corrimiento al rojo*, denotado como z . Éste efecto se genera cuando un objeto se aleja del observador, aumentando la longitud de onda de su señal emitida y causando un corrimiento en el espectro electromagnético detectado por el observador estático. Es posible calcular dicho corrimiento a partir de las longitudes de onda emitida y detectada por medio de la ecuación:

$$z = \frac{\lambda_{\text{observada}} - \lambda_{\text{emitida}}}{\lambda_{\text{emitida}}}. \quad (4.13)$$

Por otro lado, gracias a este fenómeno, es posible calcular la distancia de objetos lejanos como estrellas o galaxias, considerando que el corrimiento al rojo del objeto está directamente relacionado con su distancia mediante la Ley de Hubble [34]:

$$z = \frac{H_0 D}{c} \quad (4.14)$$

donde:

- z es el corrimiento al rojo,
- H_0 es la constante de Hubble,
- c es la velocidad de la luz en el vacío,
- D es la distancia del objeto respecto a la Tierra,

y a partir de las ecuaciones (4.13) y (4.14) es posible estimar la distancia del objeto a partir de la diferencia en sus longitudes de onda emitidas y observadas.

Con lo anterior podemos notar que cuanto más cercano a cero es z , la distancia con respecto a la Tierra es menor.

El corrimiento al rojo es relevante en estudios a altas energías ya que la señal proveniente de fuentes muy lejanas se ve atenuada por la *Luz del Fondo Extragaláctico* (EBL por sus siglas en inglés). Es decir, de la señal original producida en una fuente muy lejana, a la Tierra solo llega una fracción de ella dado que ésta interactúa con el EBL [35] [36].

4.1.9. Otros parámetros

Para una mayor descripción del halo de DM existen más parámetros que aquí no se mencionan ya que por la naturaleza de este trabajo, no son necesarias. Algunos ejemplos de ellos son:

- *Parámetro de subestructura*: este valor indica la proporción de subhalos formados dentro del halo principal de DM. En el caso de las galaxias enanas (dSph o dIrr), su tamaño es muy pequeño para considerar que pudieran contener subhalos.
- *Masa de los subhalos*: es el porcentaje de masa del halo principal de DM que conforma los subhalos.
- *Boost*: el boost es el aumento en la señal detectada debido a la contribución de la subestructura del halo principal de DM. En caso de no haber subestructura, no hay boost.

- *Perfil de distribución espacial*: es una parametrización que describe la distribución espacial de los subhalos dentro del halo principal de DM dependiendo de su distancia al centro del mismo.
- *Parámetros triaxiales*: cuando se tiene una mejor descripción del halo de materia bariónica, es posible establecer una descripción espacial del halo principal de DM sin simetría esférica dando valores a los tres ejes espaciales.

4.2. Ejemplo: modelo de juguete

Para ejemplificar el uso de los parámetros explicados anteriormente y principalmente la importancia del perfil de distribución de densidad, se propondrá un pequeño modelo ficticio.

Consideremos una fuente que posea un halo de DM, la cual se encuentra en una posición arbitraria del cielo, sea en coordenadas galácticas:

$$(l, b) = (184.5574, -5.78436).$$

Supongamos que dicha fuente se encuentra a una distancia cercana a la Tierra cuyo corrimiento al rojo sea:

$$z = 0.001 \Rightarrow D = 3.9 \times 10^5 \text{kpc}.$$

Finalmente, suponemos que las observaciones de dicho blanco estiman una masa del halo de DM de:

$$M_{200} = 10^5 M_{\odot},$$

donde se tiene un valor de sobredensidad $\Delta = 200$. Este valor se encuentra a partir de observaciones experimentales.

Con los datos anteriores, se calculan el radio del halo, el radio de escala y la densidad de escala asociados al halo. Los valores calculados se muestran en el Tabla 4.1.

En la Figura 4.1 se muestra la diferencia entre los perfiles de distribución NFW y Burkert: se aprecia mayor concentración de densidad de DM al centro del halo si se considera el perfil NFW, mientras que con el perfil de Burkert se tiene una concentración más uniforme al centro del halo previo a un cambio brusco en la pendiente. Es importante notar que el radio de escala del perfil de Burkert corresponde al radio del halo a partir del cual la distribución de densidad sufre dicho cambio en la pendiente; mientras que el radio de escala del perfil NFW únicamente es un parámetro de normalización, por ésto se indican cuales son los valores de los radios de escala de ambos perfiles.

Parámetro	Datos	
	NFW	BURKERT
Perfil de distribución de densidad $\rho(r)$	NFW	BURKERT
Sobredensidad (Δ)	200	
Masa (M_Δ) [M_\odot]	10^5	
Corrimiento al rojo (z)	0.001	
Distancia (D) [kpc]	3.9×10^3	
Longitud galáctica (l) [$^\circ$]	184.5574	
Latitud galáctica (b) [$^\circ$]	-5.78436	
Factor de concentración (c_Δ)	19.96	
Radio (R_Δ) [kpc]	1.8	
Radio de escala (r_s) [kpc]	0.06	0.04
Densidad de escala (ρ_s) [$M_\odot \cdot \text{kpc}^{-3}$]	1.4×10^8	4.3×10^8

Tabla 4.1: En esta tabla se muestran los parámetros estimados para un halo de DM con una masa de $M_\Delta = 10^5 M_\odot$, a partir de la cual se estimó su radio R_Δ bajo un valor de sobredensidad preestablecido Δ . Considerando su corrimiento al rojo z se estimó su distancia D . Los valores de radio y densidad de escala, r_s y ρ_s , se calcularon dependiendo del perfil de distribución de densidad $\rho(r)$ considerado, pero bajo una misma parametrización del factor de concentración c_Δ , la cual corresponde a la de Sánchez-Conde [32].

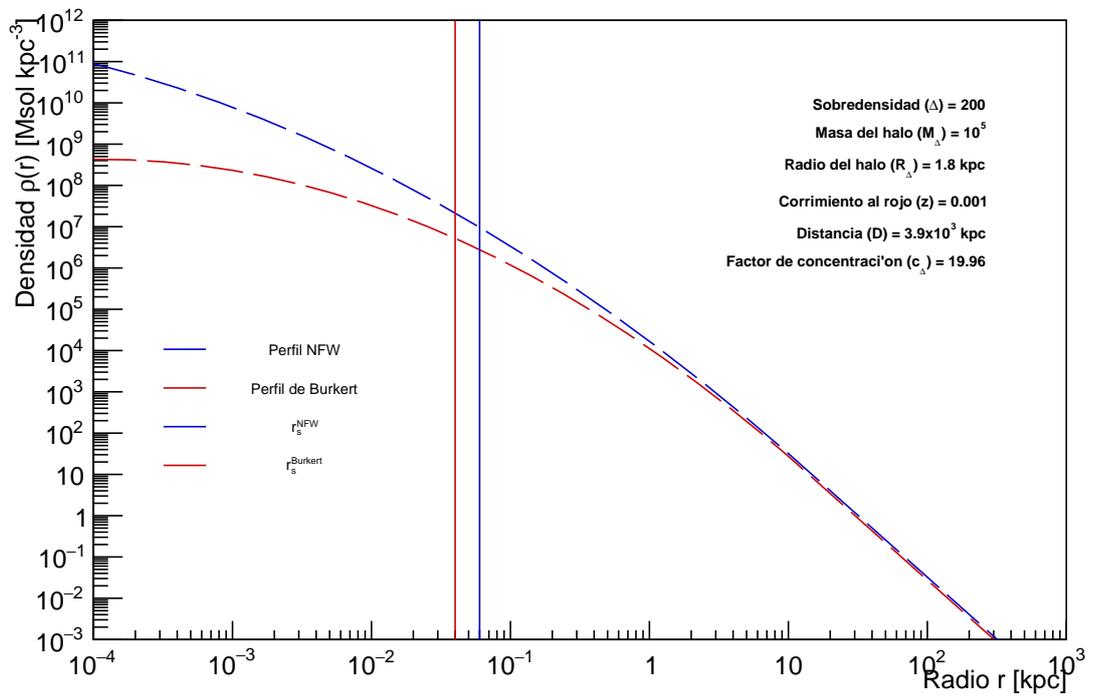


Figura 4.1: En la gráfica se muestran con líneas rayadas la distribución de densidad con respecto al radio del halo dependiendo del perfil usado: perfil NFW en color azul y perfil de Burkert en color rojo. Además se indican los radios de escala y núcleo para los perfiles NFW y Burkert con líneas sólidas azul y rojo respectivamente. Los parámetros del halo supuesto también se especifican.

5

ANÁLISIS DE DATOS Y RESULTADOS

El Observatorio HAWC inició su funcionamiento en marzo de 2015 por lo que se tienen cuatro años de datos con los cuales se analizarán las galaxias dIrr que se encuentran en su campo de visión. Se buscará un exceso de fotones detectados los cuales se puedan asociar al modelo de DM propuesto.

Simultáneamente se analizarán las dSph mediante simulaciones del comportamiento esperado del Observatorio CTA, el cual aún se encuentra en proceso de construcción.

El objetivo de este trabajo es comparar los límites calculados con mediciones reales al analizar una población particular de galaxias, en este caso las dIrr; contra los límites esperados por el Observatorio CTA a partir de la observación de otra población de galaxias similares, las dSph. Con esta comparación se podrá confirmar que tan factibles son las dSph como objetivos de observación para CTA y se podrá concluir si las dIrr son una nueva población factible para el estudio de DM por detección indirecta.

Los resultados obtenidos para el Observatorio HAWC corresponderán a señales de detección en caso de encontrar un exceso significativo de rayos gamma provenientes de una fuente, o a límites de exclusión en caso de no encontrarse ningún exceso significativo. Mientras que para CTA se obtendrán únicamente límites de exclusión bajo el supuesto de que no se detecte ningún exceso significativo con dicho observatorio. A continuación se muestran la metodología, análisis y resultados obtenidos con ambos experimentos.

5.1. Análisis de datos

Para analizar los datos recabados es necesario el entendimiento de lo que se detecta. Por ésto es importante el tratamiento que se le da a los datos para poder extraer

la información que se busca de forma correcta. Dependiendo de cada experimento, es el proceso de análisis que se necesita, por lo que cada experimento cuenta con su propio software para analizar los datos obtenidos. En particular, el software ocupado en el Observatorio HAWC se llama *Aerie* [37], y el del Observatorio CTA es *ctools* [38].

5.1.1. HAWC: LIFF

En todo momento HAWC está siendo impactado por millones de partículas, las cuales provienen de la descomposición de un rayo cósmico al interactuar con la atmósfera. Los rayos cósmicos están conformados por partículas cargadas y no cargadas. Entre las partículas no cargadas están los rayos gamma. El Observatorio HAWC hace uso de dichos rayos gamma para mapear el Universo en el rango de altas energías. Como previamente se mencionó, un rayo gamma detectado y cuya dirección primordial se puede estimar, brinda la certeza de que fue producido en alguna fuente posicionada en esa misma dirección, mientras que con una partícula cargada no es posible asegurar esto dado que dicha partícula interactuó con campos electromagnéticos durante su recorrido que lo deflectaron en su trayecto original hasta llegar a la Tierra. La dificultad de mapear el Universo usando rayos gamma es que éstos conforman el 1% del total de rayos cósmicos. Para discriminar entre las cascadas producidas por una partícula cargada y aquellas provenientes de un rayo gamma, el Observatorio HAWC utiliza la diferente forma topológica en las que los hadrones y los rayos gamma depositan energía a lo largo del arreglo extendido.

Una vez discriminadas las señales producidas por los rayos gamma, se usan éstos para crear mapas del Universo indicando de dónde proviene mayor cantidad de fotones de este rango de energías y donde la señal recibida es completamente asociada al fondo cósmico. Estos mapas son los que permitirán la búsqueda indirecta de DM en blancos predeterminados.

En la Figura 5.1 se muestra un diagrama de flujo que indica la metodología para la búsqueda indirecta de DM con HAWC. La parte de color amarillo de la Figura (5.1), corresponde a la sección de análisis teórico de la fuente y la estimación de su comportamiento. Para esto se hacen suposiciones en cuanto a la morfología del objeto, su tamaño, masa, densidad, distancia y composición, entre otros. En la Sección anterior se discutió brevemente los parámetros utilizados para describir al halo de DM, los cuales entran en relevancia aquí ya que son los que describen el modelo teórico del objeto. El modelo propuesto para describir al objeto estudiado brinda información de cómo se espera su comportamiento, así como de los posibles procesos que pueden estar ocurriendo para la generación de los fenómenos observados. La metodología es la siguiente: inicialmente se supone una fuente que genere rayos gamma con energías a escalas de TeV. A partir de sus parámetros

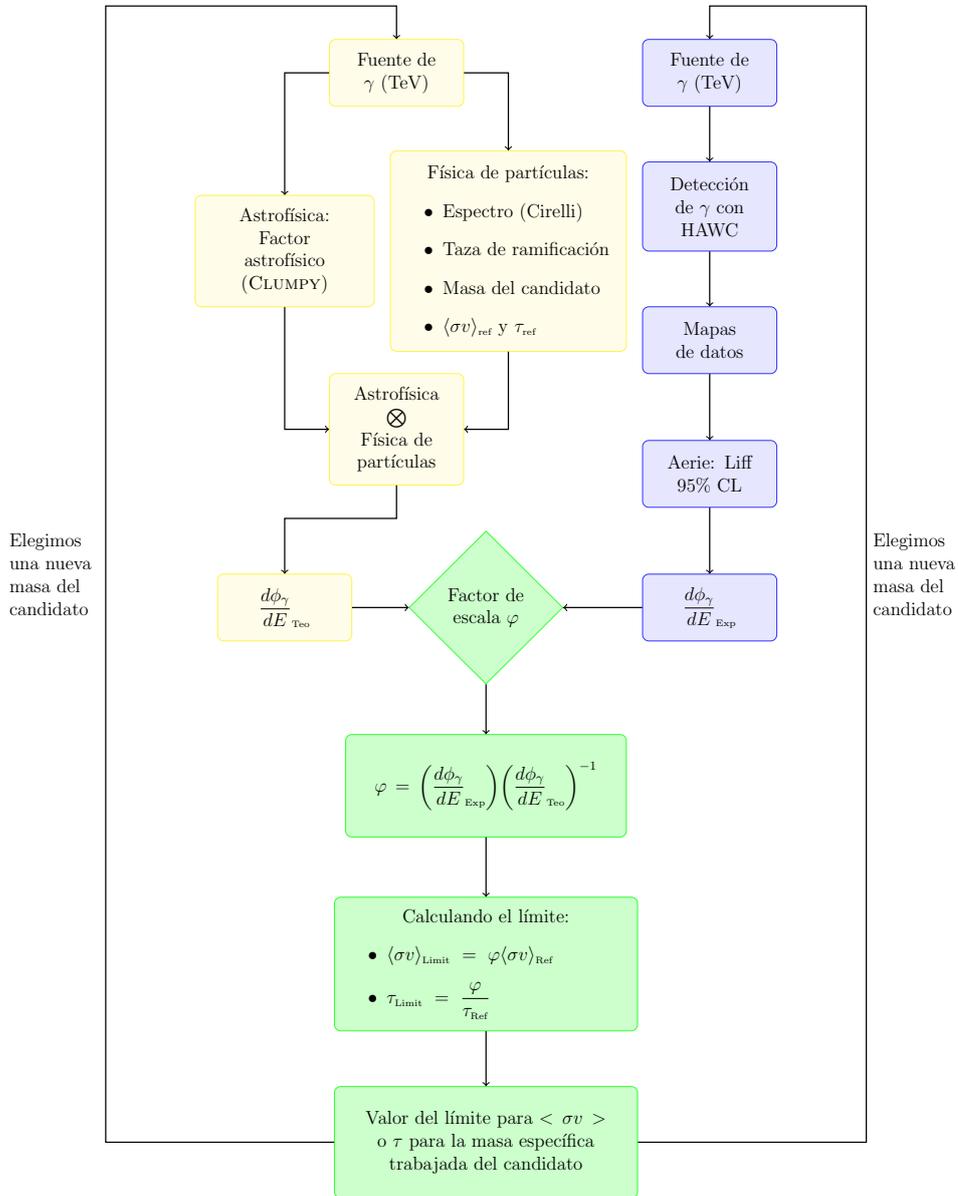


Figura 5.1: En amarillo se encuentra la sección estimada a partir de modelos teóricos, mientras que la parte azul corresponde a la medición experimental con el Observatorio HAWC. En verde se indica el proceso de comparación entre el comportamiento estimado teóricamente contra las mediciones experimentales, y cuyo resultado da información respecto a la eficiencia del modelo teórico utilizado.

asociados que la describen, se calcula el valor del factor astrofísico y de la probabilidad de interacción de partículas para dicha fuente. Al convolucionar ambos valores, se obtiene el flujo de rayos gamma que se estima de forma teórica que dicha fuente puede producir.

Por otra parte, la sección azul corresponde al tratamiento de los datos experimentales recabados con el Observatorio HAWC. Esta información es totalmente experimental, lo cual muestra el comportamiento real de la fuente. Para ésto, primero se selecciona una fuente que se quiera estudiar dentro del campo de visión del observatorio y se miden la cantidad de rayos gamma que llegan a la Tierra provenientes de dicha fuente. Con estos datos, se realizan mapas de eventos los cuales contienen la información de los rayos gamma detectados en la dirección estudiada y en sus alrededores. Ahora, haciendo uso del software de HAWC, AERIE, se hace un estudio de probabilidad para estimar qué tan probable es que los rayos gamma detectados sean de esa fuente, así como que no correspondan a fluctuaciones del fondo cósmico. En particular se hace un análisis con *Maximum Likelihood* (se explica brevemente este análisis estadístico en el Apéndice A, para tener un nivel de confianza del 95 % de que ésto sea cierto mediante una herramienta de AERIE llamada LIFF. Una vez verificada la señal proveniente de la fuente, se calcula el flujo de rayos gamma que impactan a la Tierra y que provienen de dicha fuente. Finalmente, con color verde se muestra la sección del análisis correspondiente a la comparación entre lo estimado teóricamente y lo medido experimentalmente, calculando su diferencia y, así, estimar si el modelo teórico propuesto da una buena descripción de la fuente o hace falta modificarlo más. Esta comparación se traduce en límites de exclusión los cuales indican qué tan bueno es el modelo con respecto a las hipótesis supuestas inicialmente, y provienen de comparación con datos reales obtenidos por medio de mediciones experimentales.

5.1.2. CTA: ctools

A diferencia del Observatorio HAWC, CTA aún no puede tomar datos para reconstruir eventos reales aún. Para ésto se realizan simulaciones del comportamiento esperado del detector y los resultados que se obtienen son aquellos que se comparan con los modelos teóricos propuestos para la fuente estudiada. Para simular la detección estimada que el observatorio tendrá, primero es necesario especificar el tipo de fuente estudiada: galaxias enanas, cúmulos galácticos, centro galáctico y otras más, lo cual, a partir de la parametrización de dicho objeto, se simulará la cantidad de fotones producidos por la fuente en un rango de energías dado. Posteriormente es necesario establecer un tiempo de observación, es decir, el tiempo que el observatorio dedicará a observar dicho objeto, y entonces de esta forma se puede estimar cuántos de los fotones que el objeto produce dadas sus características, llegaran hasta el observatorio y serán detectadas.

En la Figura (5.2) se muestra la metodología del análisis para el Observatorio CTA.

Podemos notar que el proceso de análisis del Observatorio CTA es similar al realizado para el Observatorio HAWC, pero con la diferencia que en vez de datos reales, para CTA es necesario simular el comportamiento de la fuente, y ésto compararlo con la predicción teórica.

Las secciones amarilla y verde del diagrama de la Figura (5.2) son idénticas a las secciones correspondientes del diagrama de flujo de HAWC. Pero, por otro lado, la sección azul es la que cambia: inicialmente se supone una fuente, pero dado que la fuente no se puede observar de forma real, se estima la cantidad de rayos gamma que puede generar, lo cual es justamente lo que se hace en la sección teórica. Después, se calcula cuál es la cantidad de rayos gamma generados por la fuente que llegan a la Tierra y son detectados por el Observatorio CTA bajo la hipótesis de no detectar una partícula de DM, para posteriormente hacerles un análisis estadístico bajo un nivel de confianza del 95 % de que dichos rayos gamma provienen de la fuente y no están asociados con el fondo cósmico. También para este análisis probabilístico se utiliza el *Maximum Likelihood*. Con lo anterior se calcula un flujo de rayos gamma el cual corresponde al flujo máximo sin haber detección de DM. Con él, se inicia el análisis comparativo entre el flujo de rayos esperados teóricamente y los obtenidos al simular el comportamiento del detector. Finalmente esta comparación se traduce en límites de exclusión dependientes del modelo y sus hipótesis, análogo a lo realizado con HAWC.

5.2. Resultados

Después de la breve explicación de las metodologías para el análisis de datos por ambos observatorios, a continuación se muestran los límites de exclusión obtenidos mediante ambos tratamientos. Para ambos análisis se supusieron las mismas hipótesis sobre el candidato de DM analizado, pero se consideraron diferentes poblaciones de galaxias: para el Observatorio HAWC se consideraron las galaxias enanas irregulares (dIrr), mientras que para el Observatorio CTA se consideraron las galaxias enanas esferoidales (dSph). En la Figura 5.3 se indica la localización de todas las fuentes estudiadas.

5.2.1. HAWC

Se analizaron mapas con datos colectados a lo largo de 1017 días de funcionamiento del Observatorio HAWC para estudiar una población de 31 dIrr en su campo de visión. Recientemente E. Karukes y P. Salucci realizaron un análisis del comportamiento dinámico y modelaron perfiles de distribución de densidad

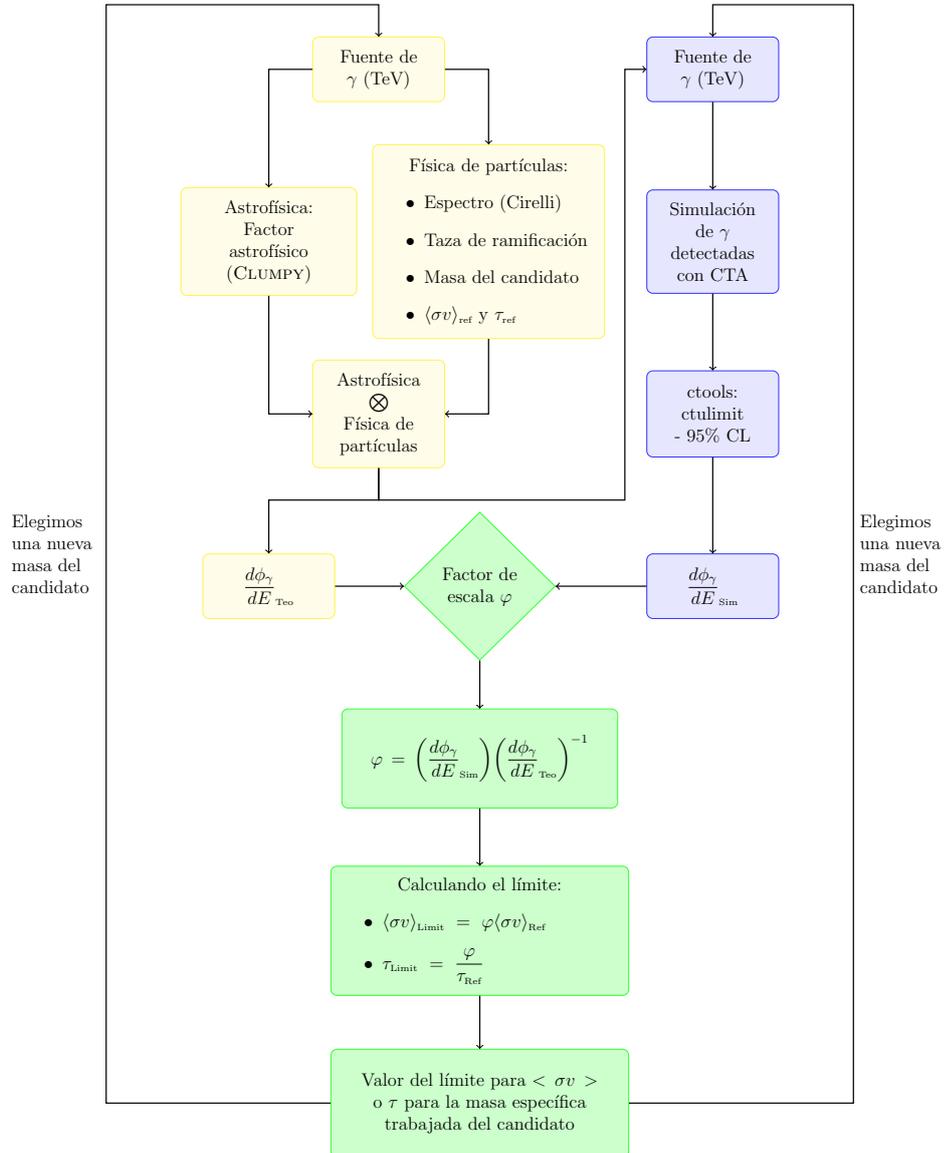


Figura 5.2: En amarillo se encuentra la sección estimada a partir de modelos teóricos, mientras que la parte azul corresponde a la detección estimada mediante simulaciones con el Observatorio CTA. En verde se indica el proceso de comparación entre el comportamiento estimado teóricamente contra las simulaciones, y cuyo resultado da información respecto a la eficiencia del modelo teórico utilizado.

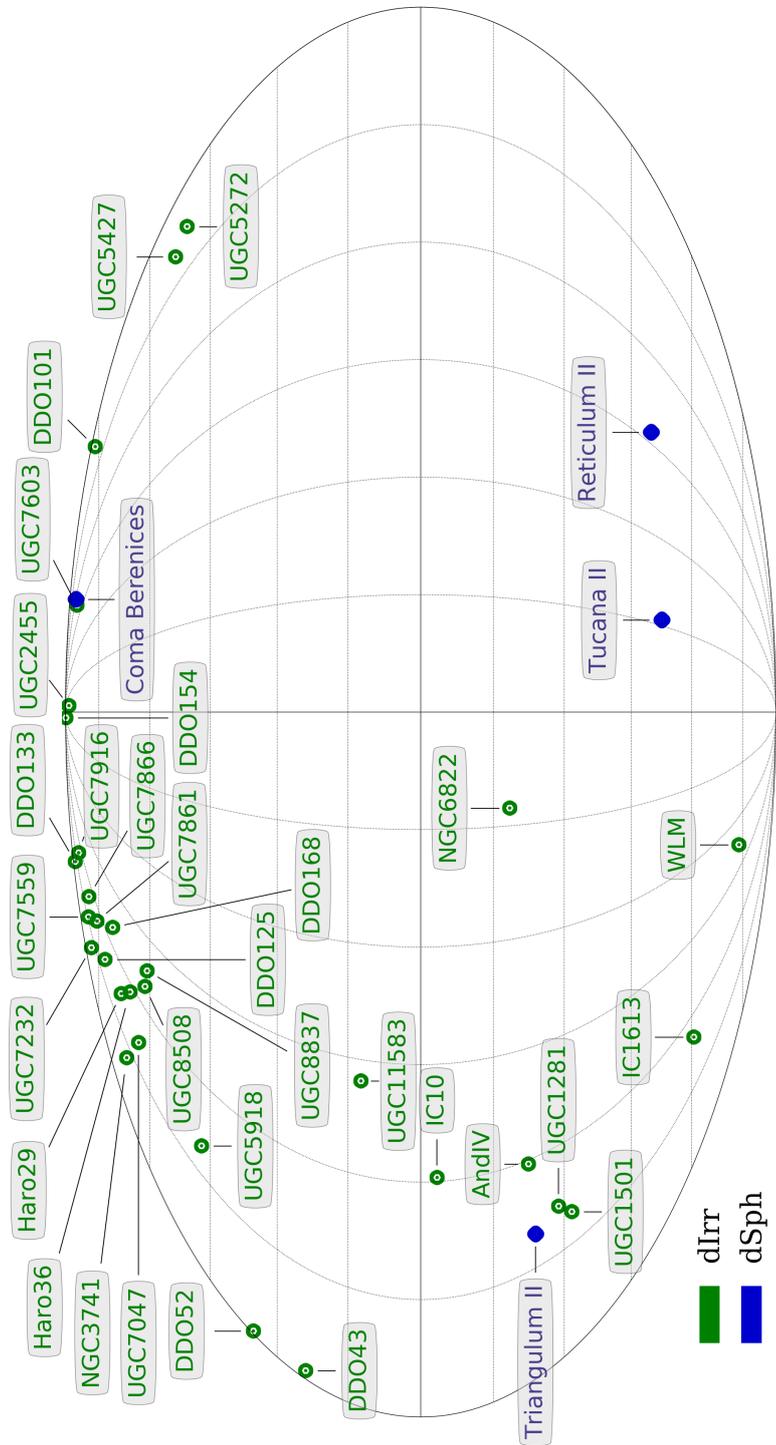


Figura 5.3: Mapa en coordenadas galácticas que muestra la ubicación de las galaxias dIrr y dSph seleccionadas para su análisis con HAWC y CTA respectivamente.

de DM de dIrr, proponiendo al de Burkert como el perfil que mejor ajustaba a las observaciones [39]. De la población de dIrr analizada en ese artículo, se seleccionaron aquellas contenidas dentro del campo de visión del Observatorio HAWC para ser analizadas experimentalmente.

Partiendo de su ascensión recta, declinación, su masa asociada, corrimiento al rojo y tomando el perfil de Burkert como el perfil de distribución de densidad que mejor ajusta para estas galaxias [39], se estimó el factor astrofísico de aniquilación (J) y de decaimiento (D) usando el software llamado CLUMPY [40]. En la Tabla 5.1 se muestran estos valores para las galaxias dIrr seleccionadas.

Dentro de las hipótesis que se toman para realizar este análisis, se supone una tasa de ramificación del cien por ciento ($B_R = 100\%$), lo que significa que se considera que las partículas secundarias creadas a partir de la aniquilación o decaimiento de partículas de DM son todas de un mismo canal. Los canales considerados para el análisis con el Observatorio HAWC son:

$$\left\| \begin{array}{l} \text{Aniquilación} \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow b\bar{b} \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow t\bar{t} \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow W^+ W^- \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{l} \text{Decaimiento} \\ \chi \rightarrow \tau^+ \tau^- \\ \chi \rightarrow \mu^+ \mu^- \\ \chi \rightarrow b\bar{b} \\ \chi \rightarrow t\bar{t} \\ \chi \rightarrow W^+ W^- \end{array} \right\|$$

donde, de forma descendente, son los leptones μ^- y τ^- , los quarks b y t y el bosón W^+ , con sus respectivas antipartículas.

Realizando el desarrollo mostrado en el diagrama de flujo en la Figura 5.1, se obtuvieron límites de exclusión bajo dos premisas distintas: aniquilación de partícula de DM con su antipartícula, y decaimiento de la partícula de DM.

Aniquilación de materia oscura

El análisis por hipótesis de aniquilación de partículas de DM se basa en la idea de suponer una colisión entre una partícula de DM con su antipartícula, descomponiéndose en partículas del SM. Las posibles partículas del SM generadas por la colisión son los canales indicados previamente. Las partículas que constituyen dichos canales, se descomponen en más partículas entre las que se pueden encontrar fotones de alta energía (rayos gamma), que son los que se detectan con el Observatorio HAWC.

A partir de los datos analizados, se considera la hipótesis de que en dichas galaxias no hay producción de rayos gamma de alta energía mediante procesos conocidos, por lo que la emisión de éstos es atribuida a la aniquilación de partículas de DM. A continuación se muestran los resultados obtenidos al analizar una colección de 1017 días de funcionamiento.

Nombre	α [°]	δ [°]	M_{200} [$\times 10^9 M_{\odot}$]	$\log_{10} J$ [$\text{TeV}^2 \cdot \text{cm}^{-5}$]	$\log_{10} D$ [$\text{TeV} \cdot \text{cm}^{-2}$]
AndIV	10.6250	40.5758	1.88	9.7643	13.4637
DDO101	177.9125	31.5194	36.8	10.3563	14.3125
DDO125	186.9208	46.4939	0.93	10.4676	14.1653
DDO133	188.2208	31.5392	16.4	11.5009	15.2745
DDO154	193.5208	27.1486	10.0	11.8008	15.3972
DDO168	198.6167	45.9194	32.5	11.3653	15.2713
DDO43	112.0708	40.7703	5.92	10.1098	13.8534
DDO52	127.1167	41.8567	60.1	10.4521	14.4013
Haro29	186.5667	48.4919	2.02	9.9748	13.7641
Haro36	191.7333	51.6131	35.1	10.6423	13.5816
IC10	5.100	59.2917	4.94	11.8571	15.6194
IC1613	16.1958	2.1333	1.53	11.6323	15.3252
NGC3741	174.0267	45.2853	0.55	9.8148	13.4177
NGC6822	296.2375	-14.8031	5.68	12.1735	15.9430
UGC11583	307.5637	60.4402	37.8	10.6765	14.6050
UGC1281	27.3833	32.5925	32.4	10.8540	14.6050
UGC1501	30.3167	28.8436	40.2	10.9176	14.8430
UGC2455	194.9267	25.2375	26.0	10.3929	14.2505
UGC5272	147.5917	31.4875	48.1	10.7218	14.7319
UGC5427	151.1708	29.3664	8.89	10.1332	14.0077
UGC5918	162.4000	65.5306	28.3	10.5121	14.4208
UGC7047	181.0083	52.5886	6.53	10.6306	14.4445
UGC7232	183.4333	36.6333	1.88	10.8457	14.5813
UGC7559	186.7708	37.1452	11.9	11.1054	14.9382
UGC7603	187.1833	22.8225	49.0	11.3687	15.2511
UGC7861	190.4667	41.2739	22.6	10.8043	14.7153
UGC7866	190.5625	38.5019	3.49	10.6729	14.4629
UGC7916	191.1042	34.3864	26.3	11.0128	14.8987
UGC8508	202.6850	54.9100	1.15	11.0128	14.0715
UGC8837	208.6875	53.9047	44.6	10.8562	14.8027
WLM	0.4917	-15.4611	4.86	12.0620	15.7771

Tabla 5.1: Información de las dIrr analizadas con el Observatorio HAWC. Columnas de izquierda a derecha: nombre respectivo de la galaxia, ascensión recta en grados, declinación en grados, masa de la galaxia bajo una sobredensidad de $\Delta = 200$ [39], logaritmo base diez del factor astrofísico de aniquilación y logaritmo base diez del factor astrofísico de decaimiento.

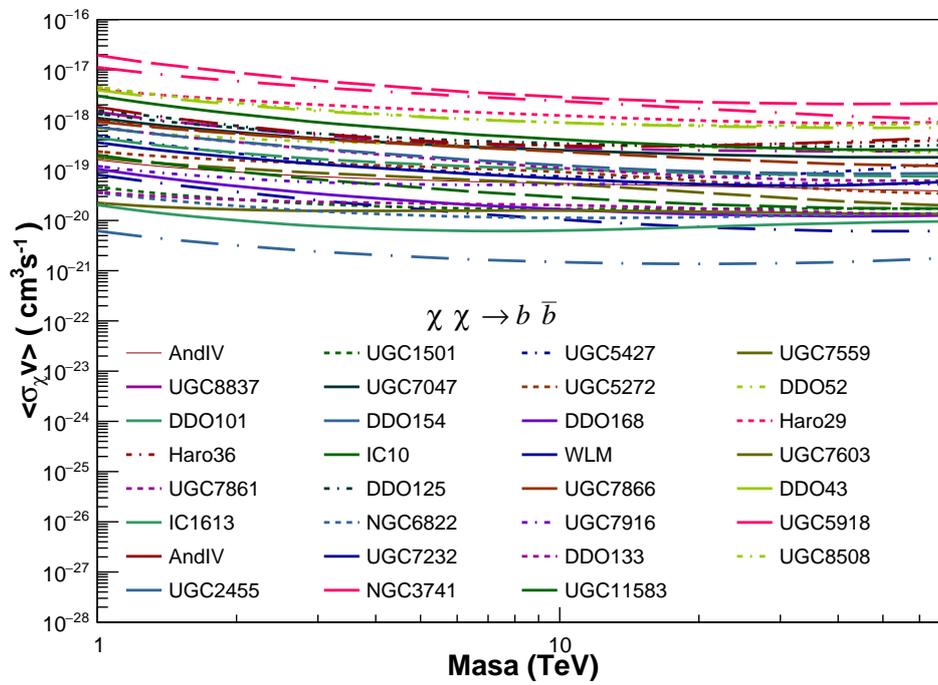


Figura 5.4: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $b\bar{b}$.

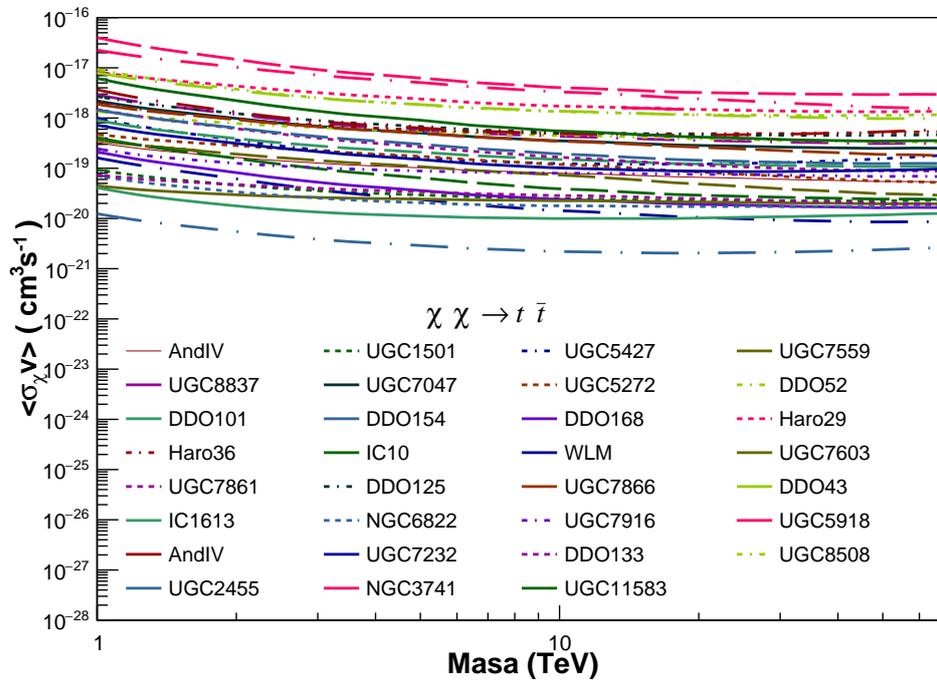


Figura 5.5: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $t\bar{t}$.

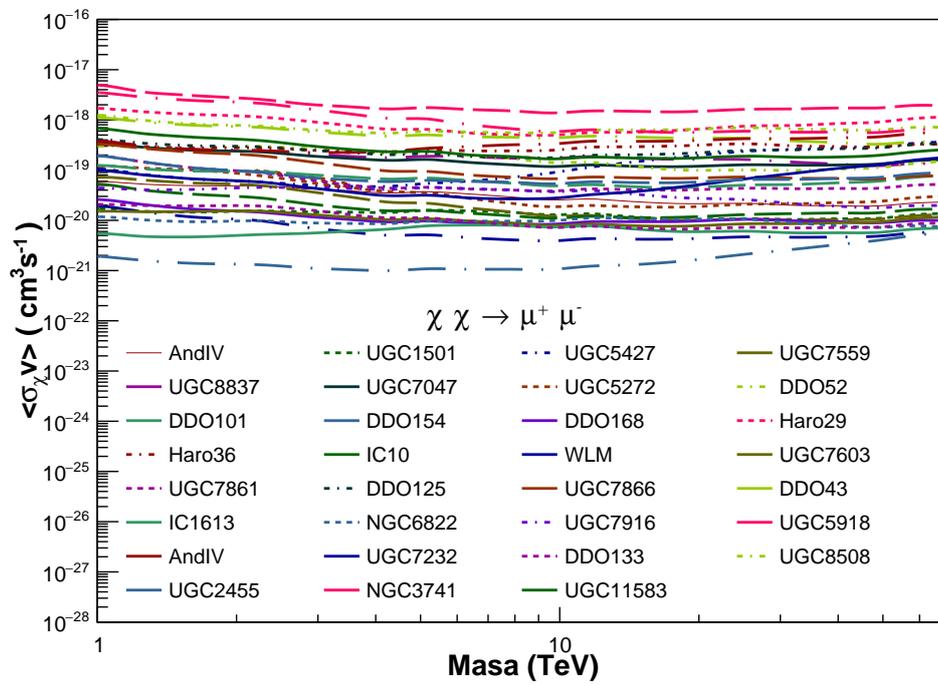


Figura 5.6: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\mu^+\mu^-$.

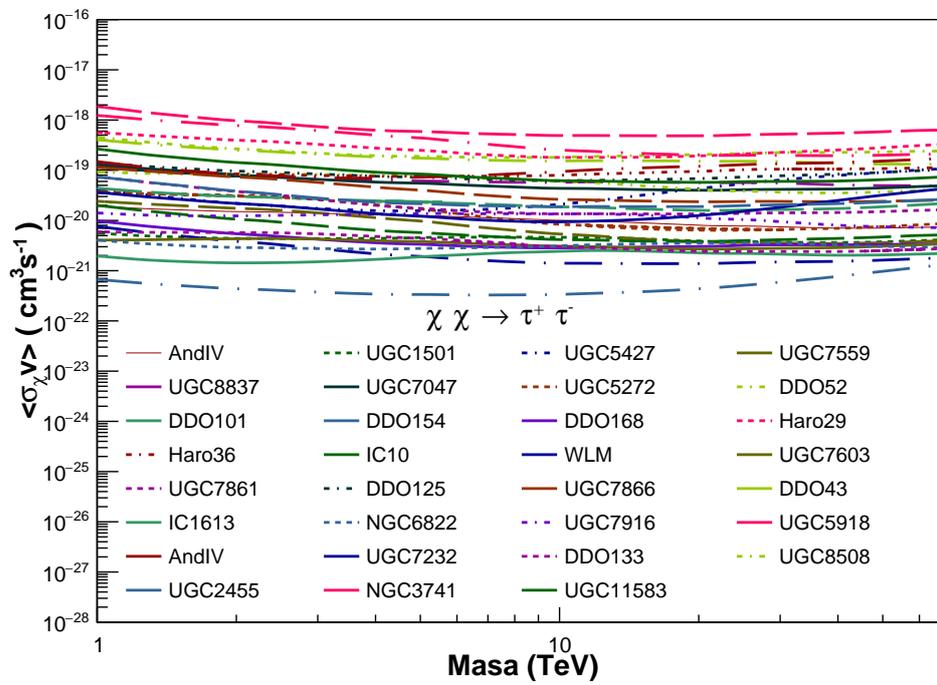


Figura 5.7: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\tau^+\tau^-$.

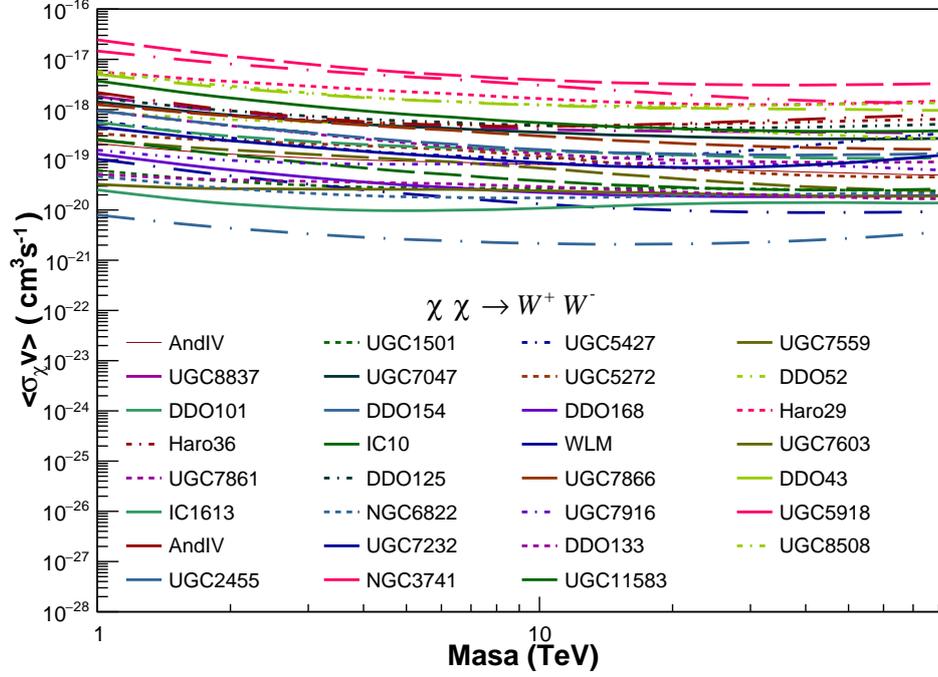


Figura 5.8: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de aniquilación W^+W^- .

Para entender la información que nos brindan los límites, hay que tratar de comprender la física involucrada. En la hipótesis de aniquilación de DM se estima teóricamente que la sección eficaz de aniquilación para que los WIMPs (partículas de DM que estamos considerando) existan hasta la actualidad, debe tener un valor aproximado de:

$$\langle\sigma v\rangle \cong 3 \times 10^{-26}. \quad (5.1)$$

En caso de llegar experimentalmente a este valor, pero sin obtener señales que indiquen la existencia de la DM, entonces estaríamos llegando a un límite dentro de nuestras hipótesis, ya que recordemos que este valor se estima teóricamente bajo la suposición de una producción térmica de las partículas. Es decir, si experimentalmente se alcanza este valor sin poder proclamar el descubrimiento de DM, entonces el modelo queda excluido en el rango de energías donde éste haya sucedido. Mientras no se alcance el valor teórico de $\langle\sigma v\rangle$, entonces el modelo no queda descartado, pero la región de detección posible queda acotada superiormente por el límite experimental obtenido, e inferiormente por el límite teórico calculado. Ahora, refiriéndonos a las gráficas antes mostradas (Figuras (5.4)-(5.8)), inmedia-

tamente podemos notar que ninguna llega a tocar ni sobrepasar el límite teórico de $\langle\sigma v\rangle$, por lo que no excluyen el modelo considerado. Asimismo podemos notar que los 31 límites de exclusión obtenidos con las dIrr están en el mismo rango de magnitudes que los límites previamente publicados por el Observatorio HAWC bajo el análisis de dSph [41], lo cual muestra que las dIrr son igual de competitivas para búsqueda de DM de forma indirecta que las dSph, corroborando a la población de dIrr como una nueva población plausible para el estudio de DM.

Otro comportamiento que hay que notar es que la morfología de los límites no es la misma para todos los canales. Existen canales que para las masas de menor energía tienen una mayor pendiente en sus límites, como es el caso del canal $t\bar{t}$ (Figura (5.5)); otros canales poseen variaciones a lo largo de todas las masas, como es el canal $\mu^+\mu^-$ (Figura (5.6)); y finalmente otros canales cuyos límites son suaves y no hay mayor variación entre masas de bajas y altas energías, como es el canal $\tau^+\tau^-$ (Figura (5.7)). Ésto se asocia a las características y procesos involucrados en la creación de las partículas de cada canal. Pero una característica general entre la morfología de todos los límites es que son convexas, es decir que alcanzan su punto mínimo aproximadamente a la mitad del rango de masas, lo cual está directamente relacionado con la sensibilidad del detector, ya que HAWC es muy sensible para decenas de TeVs, mientras que su sensibilidad disminuye conforme la energía medida es mucho más grande o mucho más pequeña.

Una característica importante es que existen canales más restrictivos que otros. Por ejemplo, el canal $t\bar{t}$ es el canal con los límites menos restrictivos de los cinco considerados, donde la galaxia más restrictiva es DDO154 con un límite en el orden de 10^{-20} (Figura (5.5)). Por otro lado, el canal con límites de exclusión más restrictivos es $\tau^+\tau^-$, ya que para la galaxia DDO154 muestra un límite del orden de 10^{-21} (Figura (5.7)), lo cual es un orden más restrictivo que el obtenido para el canal $t\bar{t}$.

Decaimiento de materia oscura

La otra hipótesis para la búsqueda de DM es la suposición de que las partículas de DM decaigan en partículas del SM, las cuales ya son detectables.

Entre las partículas del SM que se generan se encuentran los rayos gamma de alta energía. El Observatorio HAWC monitorea las 31 galaxias estudiadas, y en caso de detectar un exceso de señal de rayos gamma proveniente de alguna de estas galaxias, en este caso se plantea la posibilidad de que provenga del decaimiento de partículas de DM de dicha galaxia.

Los límites de exclusión experimentales tras 1017 días de observación con HAWC, son los mostrados en las Figuras (5.9)-(5.13).

Nuevamente, debemos de entender un poco de la física detrás de estos resultados para poder entenderlos.

Notemos que, a diferencia de la aniquilación de partículas, la hipótesis de decaimiento solo se necesita el comportamiento de una sola partícula, sin importar dónde esté localizada espacialmente a lo largo del halo, ni considerando la interacción con su antipartícula. Bajo estas hipótesis es posible plantear cotas al comportamiento de la partícula de DM. El tiempo de vida mínimo que se asocia a la DM para poder tener señal corresponde a la misma edad del Universo:

$$t_U = 4.3 \times 10^{17} \text{ segundos} \quad (5.2)$$

ya que en caso de ser menor, ya habría ocurrido el decaimiento de partículas y la detección indirecta de algunas de ellas sería plausible. De otra forma, si se considerara un tiempo de vida de la DM mayor a la edad del Universo entonces solo una pequeña fracción de partículas de DM habría decaído hasta el momento, por lo que la probabilidad de detección es casi nula.

Por otro lado, recordemos que la hipótesis de decaimiento de una partícula de DM surge a partir de la suposición del rompimiento de la paridad R en SUSY, lo cual a su vez nos brinda una cota superior sobre el tiempo de vida media de la forma:

$$t_{SUSY} = 1 \times 10^{27} \text{ segundos} \quad (5.3)$$

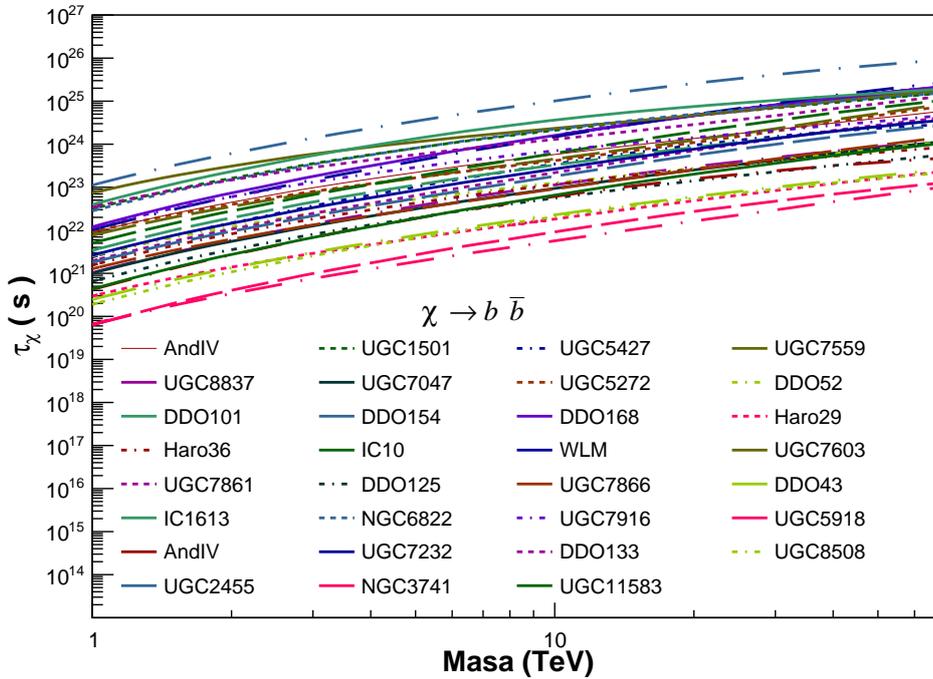


Figura 5.9: Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $b\bar{b}$.

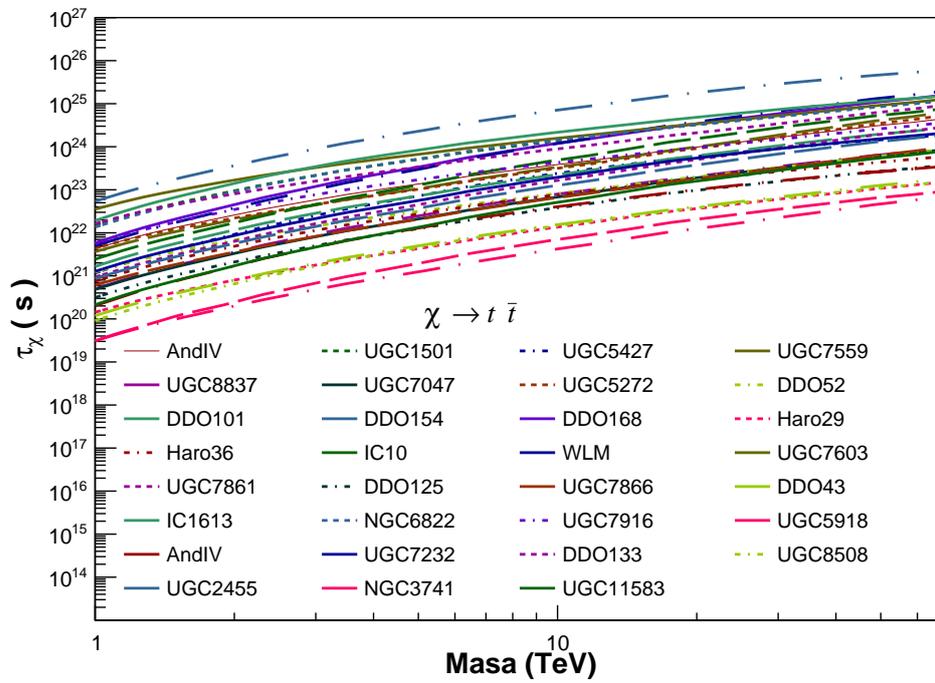


Figura 5.10: Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $t\bar{t}$.

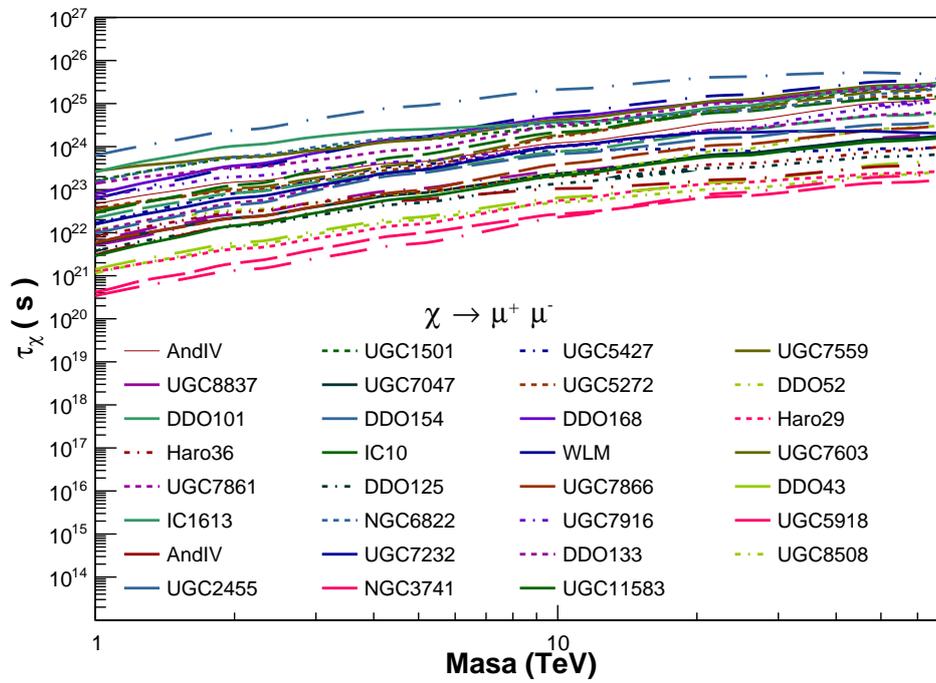


Figura 5.11: Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $\mu^+ \mu^-$.

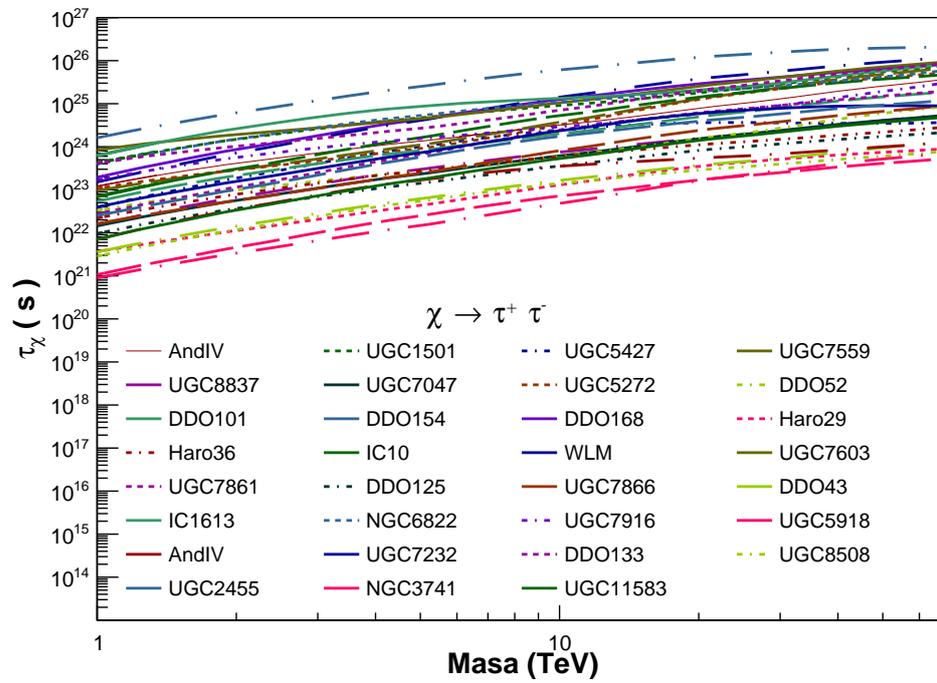


Figura 5.12: Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento $\tau^+ \tau^-$.

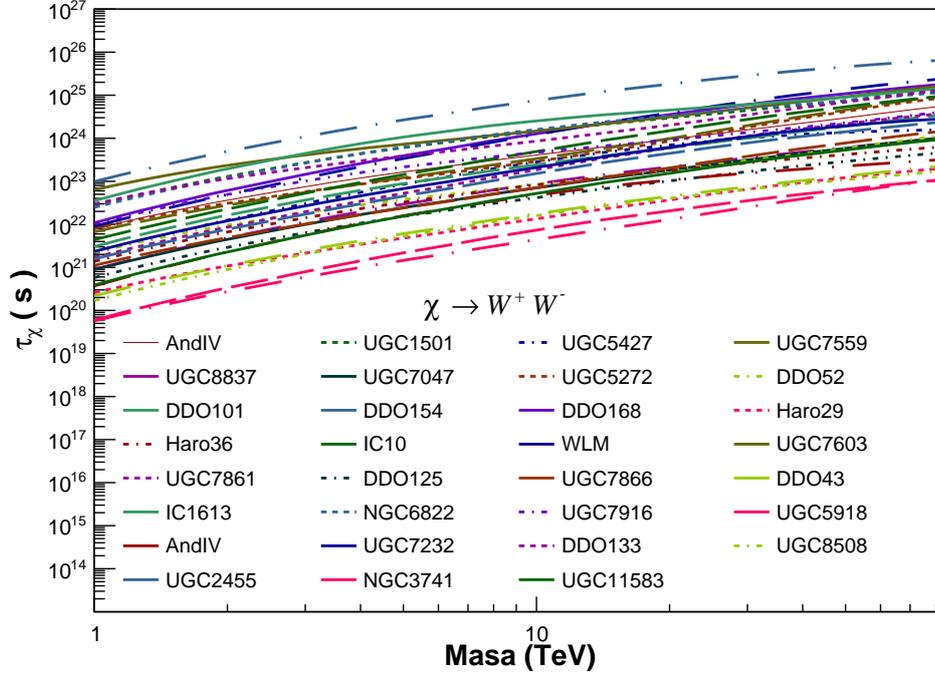


Figura 5.13: Límites de exclusión para decaimiento correspondientes a las 31 galaxias dIrr estudiadas por el Observatorio HAWC bajo la hipótesis del canal de decaimiento W^+W^- .

el cual es un valor de tiempo diez veces más grande que la edad del universo, por lo que este valor se convierte en la cota superior para el tiempo de vida media de una partícula de DM.

Con lo anterior, pasamos ahora a las gráficas mostradas para el caso de decaimiento (Figuras (5.9)-(5.13)). Notamos que ahora las curvas tienen un comportamiento cóncavo, aunque en su mayoría son monotonamente crecientes. Ésto se asocia a la sensibilidad del Observatorio HAWC, ya que al ser más sensible para altas energías que para bajas energías, conforme la masa es mayor el límite se vuelve más restrictivo, por lo que el límite de exclusión representa una cota inferior y el límite teórico una cota superior al valor posible de tiempo de vida media en caso de detección.

Notamos que nuevamente el canal más restrictivo es el de los leptones $\tau^+\tau^-$, mientras que el menos restrictivo es el de los quarks $t\bar{t}$.

También se puede notar que los límites experimentales están contenidos dentro de un rango de aproximadamente tres ordenes de magnitud de diferencia.

Similar al caso de aniquilación, ninguna de los límites experimentales sobrepasa el límite teórico propuesto de t_U , por lo que el modelo no queda descartado, pero

es importante señalar que estos límites son muy restrictivos para altas energías, llegando casi al límite teórico (Figura (5.12)).

Es importante mencionar que los límites obtenidos mediante la observación de las dIrr están dentro del mismo rango de magnitudes que los límites previamente publicados por la Colaboración HAWC analizando las dSph en su campo de visión [41], habiendo algunos límites de las dIrr más restrictivos que los de las dSph. Ésto confirma lo mencionado previamente de que la población de dIrr constituye una nueva y muy relevante población de objetos para la búsqueda de DM.

5.2.2. CTA

El Observatorio CTA, por su metodología de operación, necesita observar objetos previamente conocidos y estudiados para reducir al mínimo el tiempo nulo de observación. Por ésto es que no es viable considerar, por el momento, a las dIrr como blanco de estudio de CTA, entonces consideraremos los objetivos candidatos de CTA más semejantes a las dIrr: las dSph. Además, aprovechando el hecho de que CTA podrá observar ambos hemisferios, consideraremos dos objetivos del Norte y dos del Sur. Los objetivos seleccionados son cuatro dSph bien conocidas y estudiadas previamente, los cuales se muestran en la Tabla 5.2.

Nombre	Hemisferio	α [°]	δ [°]	$\log_{10} J_{0.5^\circ}$ [TeV ² · cm ⁻⁵]	$\log_{10} D_{0.5^\circ}$ [TeV · cm ⁻²]	Ref.
Coma Berenices	Norte	186.74	23.90	12.52	14.67	[42], [43]
Triangulum II	Norte	33.32	36.18	14.44	15.42	[42], [43]
Reticulum II	Sur	53.92	-54.05	11.76	14.03	[42], [43]
Tucana II	Sur	342.98	-58.57	13.05	15.45	[43]

Tabla 5.2: Información de las dSph consideradas para el Observatorio CTA. Columnas de izquierda a derecha: nombre respectivo de la galaxia, hemisferio de localización, ascensión recta en grados, declinación en grados, logaritmo base diez del factor astrofísico de aniquilación para una apertura angular de 0.5° y logaritmo base diez del factor astrofísico de decaimiento para una apertura angular de 0.5°.

A diferencia de lo mostrado con el Observatorio HAWC, para las dSph no se utilizó CLUMPY para estimar los factores astrofísicos, dado que en la literatura previamente se han estimado estos valores para observatorios de Cherenkov atmosférico.

Aniquilación de materia oscura

Para el Observatorio CTA únicamente se calcularon los límites de exclusión para aniquilación de DM ya que el algoritmo para el cálculo del caso de decaimiento apenas se está desarrollando. Los canales de aniquilación considerados para este análisis son:

$$\left\| \begin{array}{l} \text{Aniquilación} \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow b\bar{b} \\ \chi^+ \chi^- \rightarrow W^+ W^- \end{array} \right\|$$

Podemos notar que el canal de quarks $t\bar{t}$, que se consideró para el Observatorio HAWC, no se consideró para el Observatorio CTA y ésto se debe a que al analizar este canal en particular surgen problemas en el código *ctools* que producen una divergencia en los cálculos. Este problema actualmente se encuentra en proceso de solución.

Como se mencionó previamente, los límites de exclusión obtenidos para el Observatorio CTA son a partir de simulaciones, no de datos reales. Cada simulación arroja resultados similares, más no idénticos, es por ésto que es necesario realizar varias simulaciones con las cuales se puede establecer una tendencia del comportamiento y estimar un resultado promedio. Para este trabajo se realizaron 35 simulaciones para cada canal de decaimiento, con los cuales se estimó el límite de exclusión respectivo.

Por otro lado, recordemos que la metodología para la colección de datos del Observatorio CTA está basada en tiempos efectivos de observación, es decir en cuántas horas efectivas se observó directamente a la fuente estudiada. En las simulaciones realizadas para este trabajo se consideró un periodo de observación de 500 horas a cada galaxia. Este tiempo de observación se tomó con base en los tiempos de observación establecidos en publicaciones realizadas por la colaboración de CTA.

Los resultados obtenidos a partir de las simulaciones son los mostrados en las Figuras (5.14)-(5.17).

Los límites obtenidos simulando la observación de las dSph con el Observatorio CTA tienen una morfología similar a la descrita para los respectivos límites obtenidos experimentalmente con el Observatorio HAWC: las curvas de exclusión tienen una curvatura convexa, indicando que el valor mínimo de las curvas se encuentra en la región de funcionamiento más sensible del detector. Asimismo, también existen variaciones en la pendiente de las curvas dependiendo del canal considerado: hay curvas cuya curvatura está muy marcada y no muestran muchas variaciones a lo largo del rango de energías estudiado, como lo muestran los límites para el canal W^+W^- ; también se tiene el caso contrario donde los límites tienen una curvatura no tan pronunciada y se muestran más suaves, como son las simuladas para el canal $b\bar{b}$; y finalmente se tienen las curvas que muestran un crecimiento más pronunciado en su pendiente conforme se consideran masas más grandes, como lo obtenido para el canal $\mu^+\mu^-$.

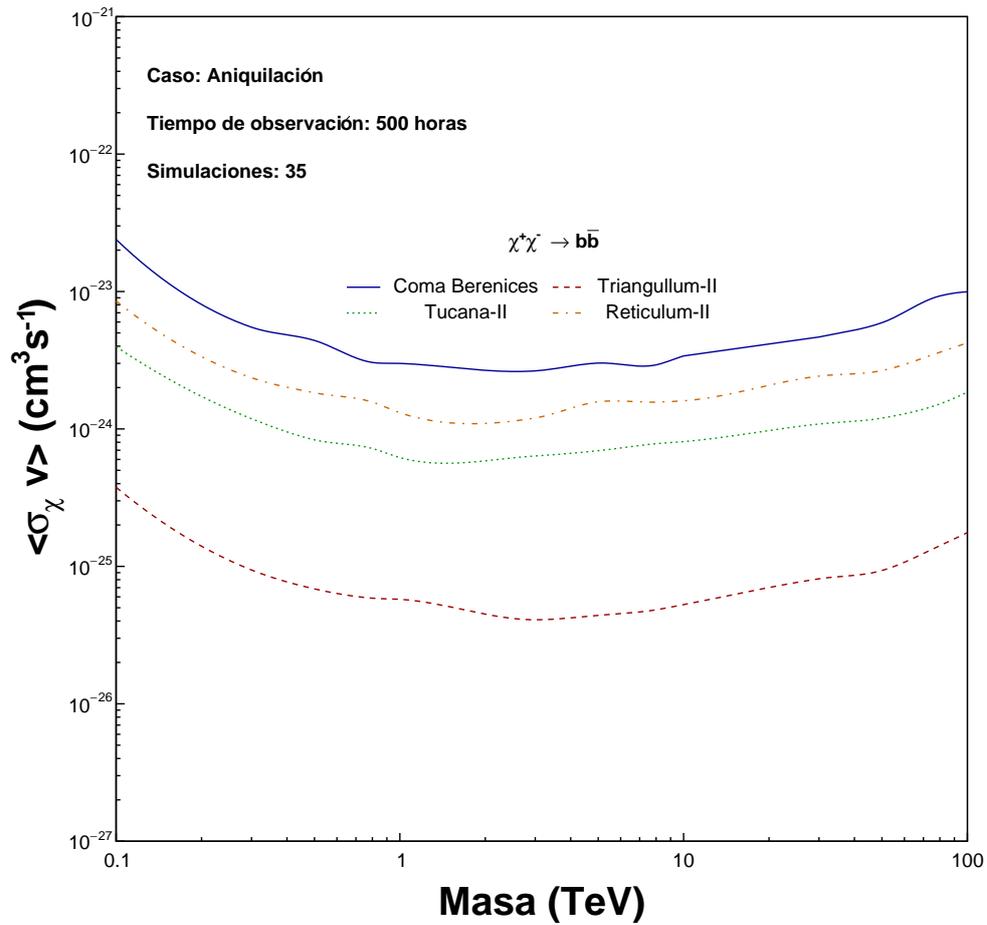


Figura 5.14: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación $b\bar{b}$.

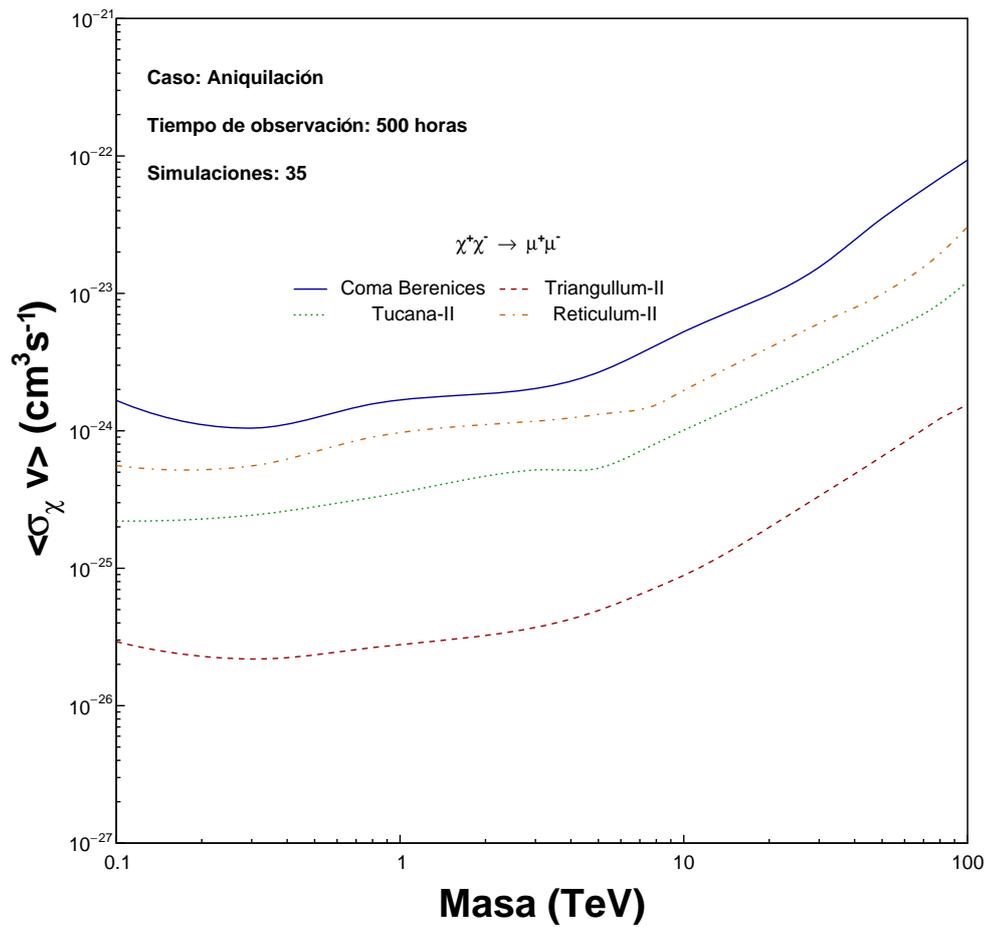


Figura 5.15: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\mu^+\mu^-$.

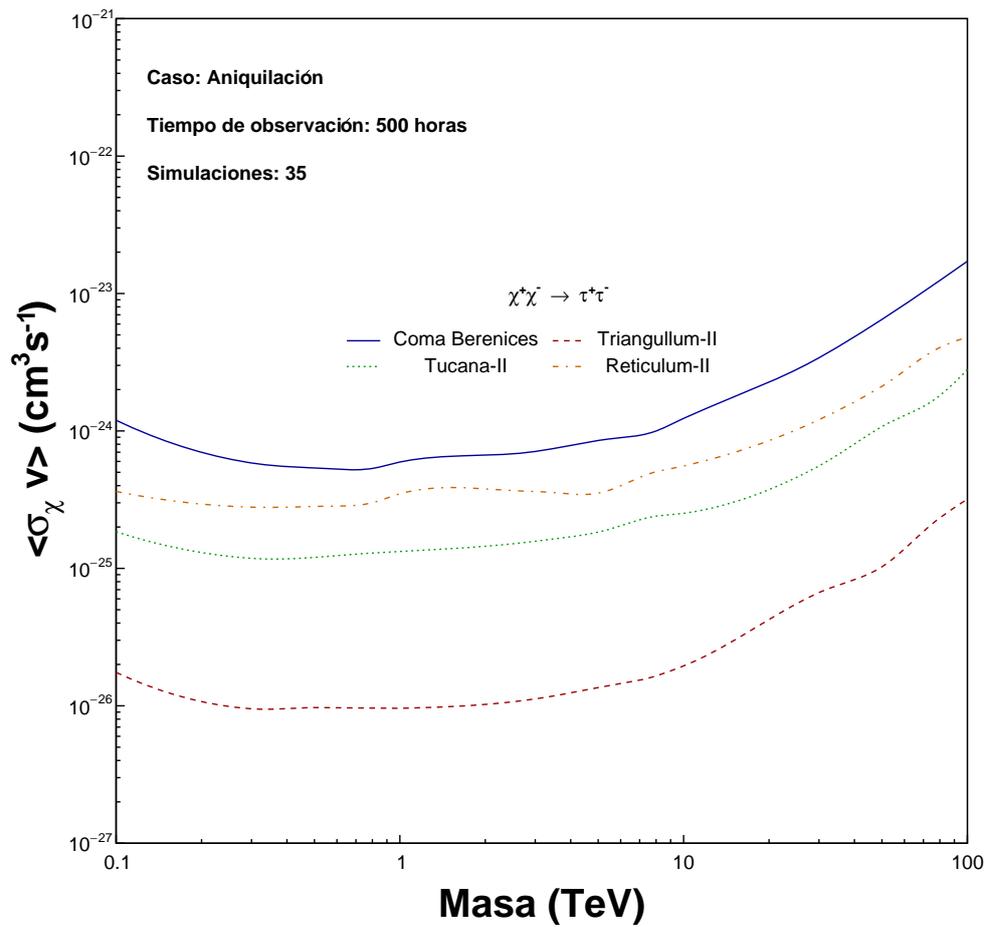


Figura 5.16: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación $\tau^+ \tau^-$.

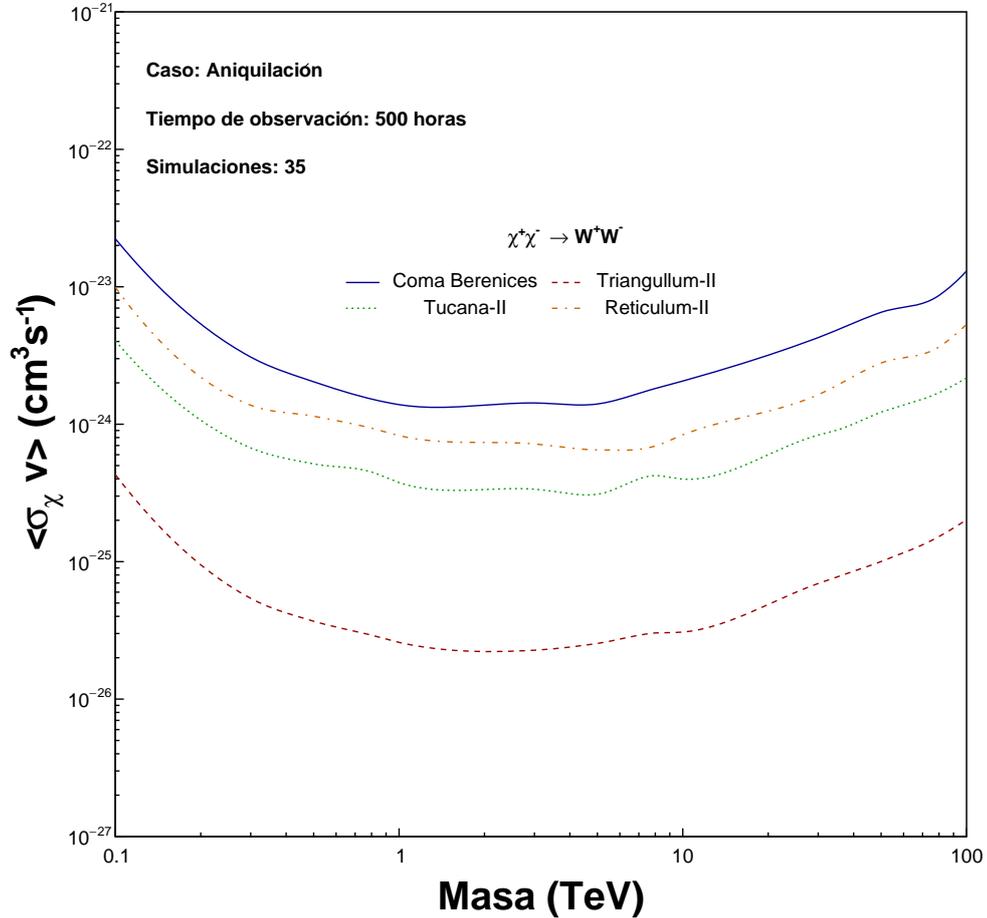


Figura 5.17: Límites de exclusión para aniquilación correspondientes a las 4 galaxias dSph estudiadas por el Observatorio CTA bajo la hipótesis del canal de aniquilación W^+W^- .

De igual manera que lo obtenido experimentalmente, se puede apreciar que hay canales más restrictivos que otros y nuevamente se muestra que los límites menos restrictivos corresponden al canal de quarks $b\bar{b}$, mientras que los límites más restrictivos son los resultantes del canal de leptones $\tau^+\tau^-$, similar a lo obtenido experimentalmente con el Observatorio HAWC, y donde además alcanza a restringir el modelo considerado de manera muy fuerte para masas desde ~ 0.2 TeV hasta ~ 3 TeV.

Es importante resaltar que para los cuatro canales considerados, el límite obtenido para la galaxia Triangulum-II es el más restrictivo de las cuatro galaxias estudiadas, siendo hasta casi un orden de magnitud más restrictivo que la segunda galaxia

más restrictiva de la muestra. Ésto se debe al factor astrofísico tan grande que se le ha asociado a esta galaxia. Es importante resaltar que ésta, junto con otras galaxias, son consideradas *dSph Ultra-Faint*, que en español se traducen como dSph ultra-tenues, ya que son galaxias enanas descubiertas recientemente las cuales poseen poca cantidad de estrellas en su interior por lo que se tienen poca estadística para la estimación de sus curvas de velocidades, por lo que el cálculo de su contenido de DM tiene una incertidumbre muy grande. Por ésto último es necesario tener cuidado en la consideración de estas galaxias como blancos de estudio, debido a la incerteza que puede conllevar su análisis.

Los resultados obtenidos muestran las ventajas y desventajas de la forma en que cada uno de los observatorios recaba datos. En un caso se tiene una mejor resolución de los datos, así como una mejor discriminación entre rayos gamma y hadrones (CTA), mientras que por otro lado se tiene una mejor eficiencia en el ciclo de trabajo, así como la libertad de poder observar lugares nunca antes observados sin la pérdida de tiempo efectivo (HAWC). Ambos observatorios mostraron resultados semejantes, lo cual establece el análisis correcto de los datos, así como el entendimiento básico de la física que se encuentra detrás de todos los fenómenos involucrados. No fue posible descartar el modelo utilizado para amplios rangos de energías, pero sí se establecieron restricciones fuertes, las cuales con mayor cantidad de datos, podrán ser aún más restrictivas.

6

CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO

A continuación se muestran las conclusiones obtenidas a partir del trabajo antes presentado, así como los planes a futuro para el seguimiento de este análisis.

6.1. Conclusiones

Existen diversos experimentos dedicados a la búsqueda de rayos gamma, pero el que trabaja en el rango de energías más alto es el Observatorio HAWC. Posee diversas ventajas debido a su metodología de observación, como es el estudio de fuentes extendidas, así como poder observar diversas fuentes astrofísicas de manera simultánea sin perder tiempo efectivo de medición, y ésto permite que se realicen observaciones y análisis sobre nuevas poblaciones de forma libre. Es por ésto que se seleccionó una población de 31 galaxias dIrr dentro del campo de visión de HAWC para su análisis como fuentes de DM. Con los datos obtenidos en un periodo de 1017 días no hubo detección de señales atribuibles a DM, es decir que fue posible explicar las señales obtenidas a partir de procesos previamente conocidos, así como señales correspondientes a fluctuaciones del fondo astrofísico. Al no haber detección de DM, se realizaron las estimaciones de los límites de exclusión para los valores de $\langle\sigma v\rangle$ y τ_χ , que corresponden a las hipótesis de aniquilación y decaimiento de DM respectivamente, con masas de 1 a 100 TeV. Para el caso de aniquilación los límites de exclusión resultaron ser de órdenes similares a los límites de exclusión a partir de las dSph, publicadas en la literatura. Por otro lado, los límites de exclusión para la hipótesis de decaimiento de DM también muestran un comportamiento restrictivo similar al de las dSph, siendo más restrictivas en alguno de los casos. Estos resultados nos indican que la población de dIrr es tan efectiva como blancos de estudio a altas energías para la búsqueda

indirecta de DM como son las dSph. Todo lo anterior está basado en la hipótesis que estipula que las dIrr y las dSph son semejantes a muy altas energías, ya que no existen procesos en ellas capaces de producir rayos gamma en el rango de energías en que HAWC funciona.

Partiendo de la idea de que no existe otro experimento para la detección de rayos gamma con un rango similar o mayor a HAWC, está en proceso de planificación y construcción un arreglo de telescopios de imagen Cherenkov en aire de distintos diámetros llamado CTA, los cuales estarán divididos en dos subarreglos localizados en España y Chile, llamados CTA Norte y CTA Sur respectivamente. Todo el arreglo en conjunto trabajará en un rango de energías más amplio que el de HAWC, además de que por su diferente metodología en el proceso de observación, las mediciones son más precisas. Por ésto, se seleccionó una población de 4 galaxias dSph para la simulación de su producción de rayos gamma para realizar búsquedas indirectas de DM en ellas utilizando el Observatorio CTA. A partir de dichas simulaciones, se estimaron límites de exclusión para el valor $\langle\sigma v\rangle$ correspondiente a la hipótesis de aniquilación de DM en un rango de masas de 0.1 a 100 TeV. Los límites de exclusión obtenidos fueron congruentes con lo esperado teóricamente, ya que son muy similares a los límites obtenidos a partir de datos experimentales publicados por distintos experimentos previamente, pero éstos son más restrictivos y ésto se puede deber a las horas de observación estimadas para cada fuente, a la sensibilidad de CTA y al rango más amplio de energías en que trabaja.

Ninguno de los límites calculados con HAWC y CTA sobrepasaron los límites teóricos preestablecidos por las hipótesis consideradas, por lo que no es posible aún descartar el modelo de DM utilizado (WIMP). A pesar de ésto, los límites de exclusión obtenidos, principalmente los de decaimiento para las dIrr y los de aniquilación para las dSph, representan restricciones fuertes al modelo. Ésto hay que tomarlo con la precaución debida ya que de representa un solo modelo entre tantos existentes, y en caso de llegar a ser descartado implicaría que hay que considerar otros modelos.

De igual manera, los resultados obtenidos confirman la complementación entre los dos detectores, ya que el cielo observable es cubierto al más del 95 % por ambos detectores en conjunto. De igual manera, si se realizaran campañas de observación simultáneas, ambos detectores se complementarían mediante sus distintas ventajas en sus propios métodos de observación, pudiendo llegar a analizar objetos extensos, varios de forma simultánea, en un rango de energías más grande y con una mejor precisión.

A pesar de no haber obtenido detección asociada a DM, los análisis realizados mostraron a la población de galaxias dIrr como un conjunto de blancos relevantes en el estudio de DM, siendo ésta similar y comparable a la población de dSph a muy altas energías. También fue posible observar las ventajas de cada método

de detección, así como considerar la utilidad y gran avance en la detección por sistemas híbridos: arreglos extendidos y telescopios atmosféricos.

6.2. Trabajo a futuro

Por cuestiones de tiempo, en este trabajo no se presenta los límites de exclusión para decaimiento mediante las simulaciones para el Observatorio CTA, por lo que es el siguiente paso inmediato a seguir.

Posteriormente, tenemos que a partir de un conjunto de límites de exclusión, donde cada límite está asociado a una galaxia observada o simulada, es posible calcular un *límite combinado* a partir de todos ellos, es decir obtener un límite de exclusión a partir de la combinación de señales de las fuentes estudiadas. Es por esto, que se planea calcular el límite combinado para aniquilación y decaimiento de DM con HAWC y CTA (una vez que se tenga los respectivos resultados de decaimiento con CTA). Estos límites pueden ser tan restrictivos como el límite más restrictivo de la muestra, o más restrictivo que todas en general. Ahí radica lo interesante de calcularlo, ya que podría restringir aún más el modelo de DM utilizado.

Partiendo de que se necesita una muestra de límites para realizar un análisis combinado, se planea hacer los mismos procedimientos realizados en este trabajo para una muestra de cientos de galaxias dIrr, lo cual brindaría una gran cantidad de límites de exclusión nunca antes estimada para esta población, y que a su vez sería de amplio interés un límite combinado de una muestra tan grande.

De forma simultánea, ya que se conoció y entendió la metodología del análisis de datos de CTA a partir de simulaciones, se planea expandir la búsqueda de DM a otro tipo de poblaciones, en particular a cúmulos de galaxias, ya que al ser un arreglo de cientos de telescopios atmosféricos, será posible también ver fuentes extendidas con muy buena resolución.



ESTIMACIÓN POR *Maximum Likelihood*

En el Capítulo 5 se menciona la utilidad del método estadístico *Maximum Likelihood* para estimar los valores que mejor ajustan y los límites de exclusión para los parámetros del caso de DM considerado. Este método restringe los valores de los parámetros libres maximizando la función Likelihood a partir de un conjunto de datos.

Sea un conjunto de datos $\mathbf{X} = (X_1, \dots, x_n)$ y consideremos una función de densidad $f(\mathbf{x}|\theta)$ que los describa. Entonces, cuando el conjunto de datos \mathbf{X} es observado, es decir $\mathbf{X} = \mathbf{x}$, la función para θ definida como:

$$\mathcal{L}(\theta|\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}|\theta), \quad (\text{A.1})$$

es la *función Likelihood*.

Si \mathbf{X} es un vector aleatorio discreto, entonces $\mathcal{L}(\theta|\mathbf{x}) = P_\theta(\mathbf{X} = \mathbf{x})$, donde $P_\theta(\mathbf{X})$ es la probabilidad de que la variable aleatoria \mathbf{X} tome el valor de \mathbf{x} . Si comparamos la función Likelihood para dos puntos distintos del parámetro libre θ encontramos que:

$$P_{\theta_1}(\mathbf{X} = \mathbf{x}) = \mathcal{L}(\theta_1|\mathbf{x}) > P_{\theta_2}(\mathbf{X} = \mathbf{x}) = \mathcal{L}(\theta_2|\mathbf{x}), \quad (\text{A.2})$$

y ésto nos indica que es más probable que la muestra observada haya ocurrido con $\theta = \theta_1$ que con $\theta = \theta_2$, que a su vez puede interpretarse como que θ_1 es un valor más plausible para el verdadero valor de θ que θ_2 . Esta manera de interpretar el resultado es la más útil, ya que nos lleva a examinar el comportamiento de la muestra observada \mathbf{X} bajo distintos valores de θ . Ésta es la razón para encontrar el valor de θ que maximice la función Likelihood, ya que estimaría el valor más cercano al valor real de θ . [44]

Para el Observatorio HAWC consideremos la función Likelihood, pero ahora con dos parámetros libres $\theta_1 = S$ y $\theta_2 = F$, los cuales corresponden a la señal detectada

y al fondo astrofísico, para un conjunto de datos observados D . Debido a que la señal detectada no es continua, entonces la función Likelihood asociada es de la forma:

$$\log \mathcal{L}(S_{i,k}, B_{i,k}|D) = \sum_{i,k} [N_{i,k} \log(B_{i,k} + S_{i,k}) - \log(N_{i,k}!) - (B_{i,k} + S_{i,k})], \quad (\text{A.3})$$

donde $S_{i,k}$ es el número de eventos esperados a partir de nuestro modelo de DM, $B_{i,k}$ es el número observado de eventos asociados al fondo astrofísico en una región de interés y alrededor de la posición de la fuente estudiada; y $N_{i,k}$ es el número total de eventos observados. Ésto describe la probabilidad de que un modelo (las hipótesis) con parámetros S y F puedan explicar al conjunto D .

El índice i corre a lo largo de una retícula espacial del arreglo, mientras que el índice k corre a lo largo de los sensores que detectaron señal en el arreglo.

Finalmente, podemos estimar la función Likelihood para el caso donde se considera que no hay señal, es decir que todos los eventos se atribuyen al fondo astrofísico, $\mathcal{L}(S_{i,k} = 0, B_{i,k}|D)$. Por el contrario, también tenemos la función Likelihood para el máximo valor del parámetro de la señal, $\mathcal{L}(\hat{S}_{i,k}, B_{i,k}|D)$. Con ambas funciones, podemos definir el *Test Statistic* a partir de la función Likelihood de la forma:

$$TS = -2 \log \left(\frac{\mathcal{L}(S_{i,k} = 0, B_{i,k}|D)}{\mathcal{L}(\hat{S}_{i,k}, B_{i,k}|D)} \right), \quad (\text{A.4})$$

y con este valor se tiene una referencia de qué tan bien se ajusta el modelo de DM al conjunto de datos observados D . Al numerador se le conoce como la “hipótesis nula”. La significancia estadística se obtiene de la forma:

$$\sigma = \sqrt{TS}. \quad (\text{A.5})$$

Cuando se tiene un valor de $\sigma \geq 5$ indica que el modelo de DM describe un 99.9999 % del conjunto de datos observados, y es posible confirmar la detección.

REFERENCIAS

- [1] Bertone, G. *et al.* (2005). *Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints*. Physics Reports. 405. 279-390.
- [2] Matarrese, S. *et al.* *Dark Matter and Dark Energy: A Challenge for Modern Cosmology*. Ed. Springer. Países Bajos. 2011.
- [3] Nishino, H. *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration). *Search for Proton Decay via $\mathbf{p} \rightarrow e^+ \pi^0$ and $\mathbf{p} \rightarrow \mu^+ \pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector*. Phys.Rev.Lett. **102**, 141801.
- [4] Majumdar, Debasish. *Dark Matter: An Introduction*. CRC Press. E.U.A. 2015.
- [5] Patrignani, C. *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C, **40**, 100001 (2016) and 2017 update.
- [6] Feng, Jonathan L. (2010). *Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection*. Annu. Rev. Astro. Astrophys. 48:495-545.
- [7] <https://www.quantumdiaries.org/2014/07/27/sterile-neutrinos/> (Marzo 2019)
- [8] Zwicky, F. Helv. Phys. Acta 6 (1933) 110.
- [9] Sahni, Varun. Lect. NotesPhys. (2004) 653:141-180 [DIO: 10.1007/b99562]
- [10] The Planck Collaboration. PLANCK 2015. RESULTS XII. COSMOLOGICAL PARAMETERS. *Journal of Astronomy & Astrophysics*. 594:A13. 2016. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830
- [11] D. J. Eisenstein *et al.* [SDSS Collaboration], Astrophys. J. 633, 560 (2005).

- [12] Mazure, A., *et al.* *Matter, Dark Matter and Anti-Matter*. Springer. Paris. 2009.
- [13] Cirelli, M., *et al.* (2012). *A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection*. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. DOI: 10.1088/1475-7516/2011/03/052
- [14] Hernández Cadena, S. *et al.* *Searching for TeV DM evidence from Dwarf Irregular Galaxies with the HAWC Observatory*. (ICRC 2017). [arXiv:1708.04642] (Ago 2018)
- [15] Bertone, G. *Particle Dark Matter: Observation, Models and Searches*. Cambridge University Press. R.U. 2010.
- [16] Sparke, L.S. & Gallagher, J.S. *Galaxies in the Universe: An Introduction*. Cambridge University Press. E.U.A. 2007.
- [17] <https://www.hawc-observatory.org/img/cosmic-interactions.gif> (Ago2018)
- [18] <https://www.hawc-observatory.org/science/detection.php> (Ago2018)
- [19] Aleksić, J. *et al.* *The Major Upgrade of the MAGIC telescopes, PART I: The Hardware Improvements and The Commissioning of the System*. Astr.Phys. 72 (2016) 61-75.
- [20] <https://www.hawc-observatory.org/science/cosmicrays.php> (Ago2018)
- [21] <https://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/Performance#Gamma.EF.80.A0.2FHadron-Separation> (Ago2018)
- [22] <https://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/File:HAWC-graphic-tank.png> (Ago2018)
- [23] <https://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/File:Hawc-November-2016-panorama.jpg> (Ago2018)
- [24] <https://www.cta-observatory.org/about/array-locations/> (Ago2018)
- [25] <https://www.cta-observatory.org/about/cta-consortium/> (Ago2018)

- [26] <https://www.cta-observatory.org/about/how-cta-works/>
(Ago2018)
- [27] Navarro, J. *et al.* (1997). *A Universal Density Profile From Hierarchical Clustering*. *ApJ*. 490:493-508.
- [28] Burkert, A. (1995). *The Structure Of DM Halos In Dwarf Galaxies*. *ApJ*. 447:125.
- [29] Hayashi, E. *et al.* (2004). *The Inner Structure Of λ CDM Halos II: Halo Mass Profiles And LSB Rotation Curves*. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 355:794-812.
- [30] Stringari, L. (2018). *Dark Matter In Dwarf Spheroidal Galaxies And Indirect Detection: A Review*. *Rept. Prog. Phys.* 81. No.5.
- [31] Łokas, E.(2002). *Dark Matter Distribution In Dwarf Spheroidal Galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 333:13:697–708.
- [32] Sánchez-Conde, M. *et al.* (2014). *The Flattering Of The Concentration-Mass Relation Towards Low Halo Masses And Its Implications For The Annihilations Signal Boost*. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* (arXiv:1312.1729)
- [33] Lavalle, J *et al.* (2008). *Full Calculation of Clumpiness Boost Factors for Antimatter Cosmic Rays in the Ligth of Λ CDM N-body Simulation Results*. *A&A*. 479. 427-452.
- [34] Karttunen, H. *Fundamental Astronomy*. 5a ed. Springer. EUA. 2003.
- [35] Franceschini, A. *et al.* (2017). *The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity*. *A&A*. 29684JN. DOI:10.1051/0004-6361/201629684.
- [36] Domínguez, A. *et al.* (2011). *Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions*. *MNRAS*. **410**, 2556–2578.
- [37] Zaborov, D. *et al.* (2018) *Data Acquisition Architecture and On-line Processing System for the HAWC gamma-ray observatory*. *Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.A* 888. 138-146.
- [38] Knödlseeder, J. *et al.* (2016) *GammaLib and ctools: A software framework for the analysis of astronomical gamma-ray data*. *A&A*. 593, A1. DOI: 10.1051/0004-6361/201628822
- [39] Karukes, E. *et al.* (2016) *The Universal Rotation Curve of Dwarf Disk Galaxies*. *MNRAS*. 465, 4703-4722. [arXiv:1609.06903]

-
- [40] Charbonnier, A. et al. (2012) *CLUMPY: A Code for Gamma-Ray Signals from Dark Matter Structures*. Computer Physics Communications. 183, 656-668. [arXiv:1201.4728]
- [41] Yapici, T. for The HAWC Collaboration. (2018) *Dark Matter Limits from Dwarf Spheroidal Galaxies with The HAWC Observatory*. ApJ. 853:154. [arXiv:1706.01277]
- [42] Hayashi, K. et al. (2016) *Dark Matter Annihilation and Decay from Non-Spherical Dark Haloes in the Galactic Dwarf Satellites*. MNRAS. 461, 2914-2928. [arXiv: 1603.08046]
- [43] Evans, N.W. et al. (2016) *Simple J-Factors and D-Factors for Indirect Dark Matter Detection*. Phys.Rev.D. 93, 103512. [arXiv:1604.05599]
- [44] Casella, G. et al. *Statistical Inference*. Duxbury Thomson Learning. E.U.A. 2002. 290-323.