



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**BÚSQUEDAS INDIRECTAS DE MATERIA OSCURA EN EL CÚMULO DE
GALAXIAS VIRGO CON EL OBSERVATORIO HAWC**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICA

PRESENTA:
SERGIO HERNÁNDEZ CADENA

DR. JOSÉ RUBÉN ALFARO MOLINA
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

DR. ANDRÉS SANDOVAL ESPINOSA
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

DR. OCTAVIO VALENZUELA TIJERINO
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

Ciudad Universitaria, CD. MX, Marzo 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

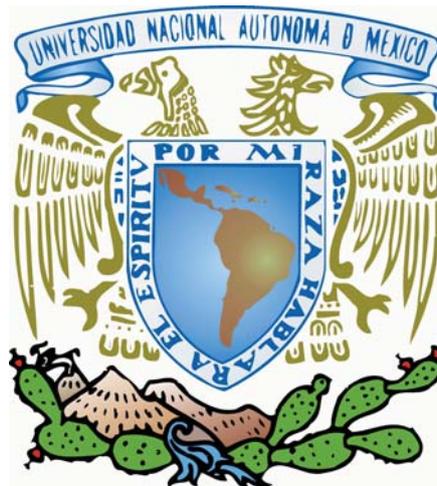
Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

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.

Búsquedas Indirectas de Materia Oscura en el Cúmulo de Galaxias Virgo con el Observatorio HAWC

Por

SERGIO HERNÁNDEZ CADENA



Posgrado en Ciencias Físicas
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

NOVIEMBRE 2017

RESUMEN

La naturaleza de la materia oscura es un problema abierto de la Cosmología Moderna para el que diversos esfuerzos, tanto experimentales como teóricos, han sido dedicados en las últimas décadas. Aunque contamos con varios escenarios teóricos plausibles, los resultados nulos de observaciones en aceleradores y búsquedas, directas e indirectas, han abierto nuevas ventanas de búsqueda a escalas de energías más altas. En este sentido, los observatorios de Astronomía de rayos gamma de muy alta energía representan una oportunidad única para poder discernir la naturaleza de la materia oscura (aunque también para refutar su existencia) a escalas de energía de decenas de TeV. El Observatorio a Gran Altura de Cherenkov en Agua, HAWC (High Altitude Water Cherenkov), actualmente en operación, es capaz de detectar fotones con energías en el rango de 100 GeV hasta 100 TeV. HAWC opera de manera continua observando 8.4 sr de la bóveda celeste por día, permitiendo analizar de manera simultánea las señales que provienen de fuentes puntuales y fuentes extendidas. Se espera que HAWC pueda detectar alguna señal debida a materia oscura en sus 10 años de operación. Uno de los objetos más prometedores y fascinantes de estudiar es el Cúmulo de Galaxias de Virgo, debido a su cercanía y a la gran cantidad de materia oscura presente en la región. En este trabajo presento los resultados del cálculo de los factores astrofísicos de aniquilación y decaimiento para tres posibles escenarios de la distribución de materia oscura en el Cúmulo de Virgo. Además, presento los resultados obtenidos de realizar búsquedas indirectas de materia oscura en la región del Cúmulo de Virgo utilizando los datos obtenidos en dos años de observaciones de HAWC. Las búsquedas son realizadas basados en una aproximación de fuente puntual. Debido a que no se detectó ningún exceso estadísticamente significativo, traducimos los resultados en curvas de exclusión en el promedio térmico de la sección eficaz de aniquilación ($\langle\sigma_\chi v\rangle$) y el tiempo de vida (τ_χ), así como la incertidumbre proveniente de los diferentes escenarios considerados. Todos los análisis son realizados suponiendo que los candidatos a materia oscura son partículas masivas de interacción débil (WIMPs) con masas entre 1 y 100 TeV (rango de operación de HAWC).

AGRADECIMIENTOS

Para aquellos que creen que un trabajo de posgrado no requiere de esfuerzos físicos, puedo mencionarles que, al menos en el que presento en esta investigación, requirió de una decena de largas caminatas al atardecer.

Cuando comencé a trabajar para mi tesis de Licenciatura, hace ya varios años, no imaginé la magnitud de lo que sería trabajar en el Observatorio HAWC. En particular, colaborar con el grupo de investigadores de la Universidad Nacional Autónoma de México ha sido una de las experiencias más gratas de mi vida. No solo me he formado como investigador, intentando contribuir a algunas de las muchas preguntas y problemas por resolver en Física, sino también en otros ámbitos. Por ejemplo, algunas de mis relaciones amistosas han crecido dentro de este círculo científico. Por esta razón, quiero comenzar esta breve sección agradeciendo a los miembros de la Colaboración HAWC UNAM por su compañía en el tortuoso camino de hacer investigación con un experimento de frontera como lo es HAWC. En particular quiero agradecer a Rubén Alfaro y Magda González por el apoyo incondicional, la confianza, las caminatas y los retos generados en diversas charlas; ya que han contribuido a mi formación personal y profesional en un ambiente tan difícil como lo es un grupo de físicos trabajando. En verdad, gracias a ambos, y espero que este solo sea uno de muchos otros proyectos en que podamos colaborar y hacer ciencia juntos. También quiero agradecer a Andrés Sandoval y Octavio Valenzuela por el apoyo y las sugerencias para poder avanzar con los análisis en este trabajo. A Daniel Avila (Danny Boy Rockin' Rolla), le agradezco su apoyo, ánimos y el sin fin de charlas discutiendo conceptos, tareas pendientes, y las listas interminables de series y juegos que intentar. Ha sido muy grato trabajar juntos, y espero lo siga siendo en un futuro (¡Doctorado, aquí vamos!). En este ámbito, por último quiero agradecer a Ana Becerril y José Andrés por su apoyo, comentarios y valiosa amistad.

A mis padres, Tomás y Rhode, y a mis hermanas, Karla y Tania; les agradezco su apoyo, su comprensión (aunque a veces ni yo mismo entienda a lo que me dedico), su confianza y su paciencia (casi infinita). Este trabajo se los dedico a ustedes. Gracias por entender y confiar en mí y en el camino que he decidido recorrer.

Para finalizar esta breve sección, agradezco a los doctores Alexis Aguilar, Jorge Luis Cervantes, Juan Carlos Hidalgo y Hernando Quevedo por sus valiosos comentarios y correcciones en la versión final de este trabajo.

TABLA DE CONTENIDOS

	Página
Índice de tablas	vii
Índice de figuras	ix
1 Generalidades de la materia oscura	1
1.1 Evidencias de la existencia de la materia oscura	3
1.1.1 Evidencia a escalas galácticas	3
1.1.2 Evidencias a escalas de Cúmulos de galaxias	6
1.1.3 Evidencias a escalas cosmológicas	8
1.1.4 Simulaciones de N-cuerpos	11
1.2 Características de la materia oscura y Posibles candidatos	13
1.2.1 Supersimetría	14
1.2.2 Dimensiones extra	16
1.2.3 Características de los candidatos a materia oscura	17
1.3 Métodos de Búsqueda de materia oscura	18
1.3.1 Producción en Aceleradores	18
1.3.2 Búsquedas Directas	19
1.3.3 Búsquedas indirectas	21
1.3.4 Búsquedas Beam Dump	24
1.4 Resumen	24
2 Búsquedas Indirectas de materia oscura	27
2.1 Búsquedas indirectas y el flujo esperado de fotones	28
2.2 Espectro de fotones para Aniquilación y Decaimiento de WIMPs	31
2.3 El factor Astrofísico	32
2.3.1 El perfil de densidad $\rho(r)$	33
2.3.2 El parámetro de concentración virial c_{vir}	36

TABLA DE CONTENIDOS

2.3.3	Toy Model. Ejemplo de cálculo de parámetros para el perfil de densidad	37
2.3.4	Sub-estructura y Boost Factor B	38
2.4	Cálculo del Factor Astrofísico. CLUMPY	43
2.4.1	Caso sin sub-estructura	43
2.4.2	Caso con sub-estructura	44
2.5	Posibles candidatos a fuentes de materia oscura	47
2.6	El Observatorio HAWC	49
2.6.1	Resultados de búsquedas indirectas de materia oscura realizadas por HAWC	51
2.7	Resumen	53
3	El Cúmulo de Galaxias Virgo	55
3.1	Introducción	55
3.2	Posibles fuentes de emisión de rayos gamma en el Cúmulo de Galaxias Virgo	58
3.2.1	Flujo de fotones debido a interacciones $p - p$	58
3.3	El factor astrofísico en el Cúmulo de Galaxias Virgo	61
3.4	Resumen	63
4	Análisis de datos y límites de exclusión en el Cúmulo de Galaxias Virgo	65
4.1	Los datos	65
4.2	Cálculo de significancia	67
4.3	Cálculo de límites de exclusión	68
4.4	Límites de exclusión para aniquilación y decaimiento de materia oscura en el Cúmulo de Galaxias Virgo	69
4.5	Resumen	72
5	Conclusiones y trabajo a futuro	75
5.1	Conclusiones	75
5.2	Trabajo a futuro	76
A	El Modelo Cosmológico Estándar	79
A.1	Logros del Modelo Cosmológico Estándar	81
A.2	Cuestiones abiertas del Modelo Cosmológico	82
	Bibliografía	83

ÍNDICE DE TABLAS

TABLA	Página
1.1 Contenido del Universo	11
2.1 Toy Model. Parámetros del halo de materia oscura	38
3.1 Algunos parámetros del Cúmulo de Virgo	58
3.2 Modelos para describir el perfil de densidad de materia oscura en el Cúmulo de Galaxias Virgo	61
3.3 Factores Astrofísicos para el Cúmulo de Galaxias Virgo	62
4.1 Deifinición de bins para datos de HAWC	66

ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA	Página
1.1 Curva de Rotación de la Galaxia NGC2403	4
1.2 Lente Gravitacional	7
1.3 El Cúmulo Bala	8
1.4 Espectro angular de potencias obtenido de los datos del Satélite Planck	10
1.5 Estructura a gran escala del Universo	12
1.6 El milagro de los WIMPs	13
1.7 Métodos de Búsqueda de candidatos a materia oscura	19
1.8 Resultados del experimento PICO	21
1.9 Resultados en sección eficaz de aniquilación por MAGIC	23
2.1 Diagrama para integral a lo largo de la línea de visión	29
2.2 Espectro de fotones en aniquilación de materia oscura	31
2.3 Espectro de fotones en aniquilación de materia oscura considerando correccio- nes electro-débiles	32
2.4 Relación $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$	38
2.5 Toy Model. Perfil de densidad de materia oscura	39
2.6 Contribución de diferentes niveles de sub-estructura al factor astrofísico J	42
2.7 Factores Astrofísicos para Toy Model	44
2.8 Toy Model. Factores B y J. Efecto de la distribución espacial de sub-halos	45
2.9 Toy Model. Perfil angular del factor B. Efecto de la cantidad y masa de sub-halos	46
2.10 Posibles candidatos a fuentes de materia en el campo de visión de HAWC	48
2.11 El Observatorio HAWC	50
2.12 Límites de exclusión (95% C.L.) en $\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle$ y τ_{χ} a dos años de observaciones	52
3.1 El Cúmulo de Galaxias Virgo	56
3.2 Flujo Diferencial de fotones obtenido del decaimiento de π^0 en el interior del Cúmulo de Virgo	60

4.1	Prueba Estadística para aniquilación de WIMPs en el Cúmulo de Galaxias Virgo	70
4.2	Límites de exclusión en τ_χ para el Cúmulo de Galaxias Virgo	71
4.3	Límites de exclusión en $\langle\sigma_\chi v\rangle$ para el Cúmulo de Galaxias Virgo	73
5.1	Corrección por EBL para el canal de aniquilación a leptones τ	77

GENERALIDADES DE LA MATERIA OSCURA

Uno de los problemas más grandes a los que se ha enfrentado la comunidad científica es el comprender el nacimiento y evolución del Universo en que habitamos. Actualmente contamos con una respuesta parcial basada en el escenario del Big-Bang en la que el Universo es originado por una explosión cósmica hace aproximadamente 13×10^9 años. Esta respuesta parcial, conocida como Modelo Cosmológico Estándar o Cosmología Λ – CDM, permite explicar la evolución del Universo a partir de 10^{-43} segundos después del Big-Bang.

La Cosmología Λ – CDM resulta del esfuerzo conjunto de diversas disciplinas y, como cualquier otro modelo, su éxito radica en la explicación y corroboración experimental de los fenómenos ocurridos durante la Historia térmica del Universo como la radiación Cósmica de Fondo (CMB radiation) y su anisotropía, la abundancia de elementos y la estructura a gran escala del Universo. Aunque este modelo es aceptado globalmente, es una respuesta parcial en el sentido de que aún se presentan algunos problemas abiertos:

1. El problema del Horizonte: ¿Cómo es posible que dos zonas disconexas causalmente muestren las mismas propiedades? Posible solución: Inflación
2. Observaciones recientes indican que el Universo está en una etapa de expansión acelerada que puede ser explicada por Energía Oscura.
3. La materia Oscura es una componente que permite explicar la formación de galaxias y cúmulos en las épocas tempranas y la estructura a gran escala del Universo. Su naturaleza es desconocida.

Se espera que el desarrollo de nueva física permita encontrar solución a estos problemas.

Basados en los resultados experimentales del Satélite Planck para la anisotropía de la radiación de fondo cósmico [1] sabemos que el contenido del Universo está distribuido de la siguiente forma:

- Energía oscura, $\sim 68\%$
- Materia ordinaria o luminosa, $\sim 4.9\%$
- Materia oscura, $\sim 27.1\%$

Dentro de la Cosmología, la materia oscura es una componente importante que permite la formación de estructuras y explicar adecuadamente la densidad de perturbaciones en el espectro de temperatura de la radiación cósmica de fondo. Hoy sabemos también que la materia oscura domina la dinámica de diversos objetos astrofísicos en todas las escalas del Universo. La idea de materia que no puede ser observada u “oscura” para explicar el movimiento anómalo de varios objetos se remonta al siglo XIX. El ejemplo más clásico es la predicción de la existencia del planeta Neptuno (1846) para poder describir el movimiento de Urano lo cual demostró la validez y poder de la Mecánica Newtoniana. Esta misma idea, aunque correcta conceptualmente, resultó equivocada cuando se trató de explicar el comportamiento del perihelio de Mercurio proponiendo la existencia de un nuevo planeta llamado Vulcano. La solución correcta resultó en la modificación de nuestra descripción de la interacción gravitacional, la geometría del espacio-tiempo y el surgimiento de la teoría de la Relatividad General de Einstein. Sin embargo, la corroboración del modelo Cosmológico por diversos métodos experimentales sugiere que la idea de la existencia de materia oscura debe de ser tomada con seriedad.

En este trabajo se estudian las capacidades del Observatorio HAWC (High Altitude Water Cherenkov, Observatorio en Agua Cherenkov de Gran Altura) para poder detectar señales indirectas en el flujo de fotones de alta energía debido a la aniquilación o decaimiento de posibles candidatos a materia oscura presente en el Cúmulo de Virgo. A continuación presento una breve descripción de las pruebas que permiten inferir la existencia de materia oscura, los posibles candidatos a materia oscura y los métodos de búsqueda realizados actualmente.

1.1 Evidencias de la existencia de la materia oscura

Sabemos de la existencia de materia oscura debido a las anomalías observadas en la dinámica de objetos astrofísicos en varias escalas del Universo.

1.1.1 Evidencia a escalas galácticas

En esta escala la principal evidencia de materia oscura proviene de los datos obtenidos de las curvas de rotación de galaxias en la vecindad local de la Vía Láctea.

1.1.1.1 Curvas de rotación en Galaxias

Una curva de rotación describe la velocidad radial de un objeto en el interior de una galaxia en función de la distancia al centro de la misma. Dentro del marco de gravitación Newtoniana se puede obtener una forma funcional de la velocidad radial en función de r , la distancia al centro de la galaxia, por igualar los valores de la fuerza centrífuga y la fuerza de gravedad:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_{<r}}{r}}$$

donde $M_{<r}$ es la masa encerrada a un radio r . En estudios de curvas de rotación de galaxias elípticas y galaxias de bajo brillo superficial (LSB) se han observado discrepancias entre las observaciones y la teoría. En los datos experimentales (por ejemplo ‘citefraternali) se observa que la velocidad radial se mantiene constante hacia la zona exterior de la galaxia, mientras que en el modelo teórico se espera que la curva de rotación disminuya conforme el radio aumenta, ver Figura 1.1. Un intento por explicar la materia faltante es considerar las contribuciones de gas y estrellas oscuras, sin embargo ambas contribuciones son sub-dominantes y no describen las curvas de rotación observadas, por lo que la curva de rotación observada en las galaxias vecinas es explicada por suponer la existencia de materia oscura.¹

En la Figura 1.1 se observan las contribuciones de las diversas componentes dentro de una galaxia. Las componentes consideradas son: materia luminosa, gas caliente y materia oscura. La importancia de la curva de rotación es que nos permite determinar el perfil de densidad de materia oscura, ρ_{DM} , presente en la galaxia. Para la curva

¹O por suponer que la interacción gravitacional adquiere otra forma funcional a partir de un radio característico. A esto se le conoce como Modelos de Gravedad Modificada, los cuales han tenido éxito en explicar las curvas de rotación galáctica, pero al tratar de realizar extensiones al marco de Relatividad General diversas complicaciones aparecen.

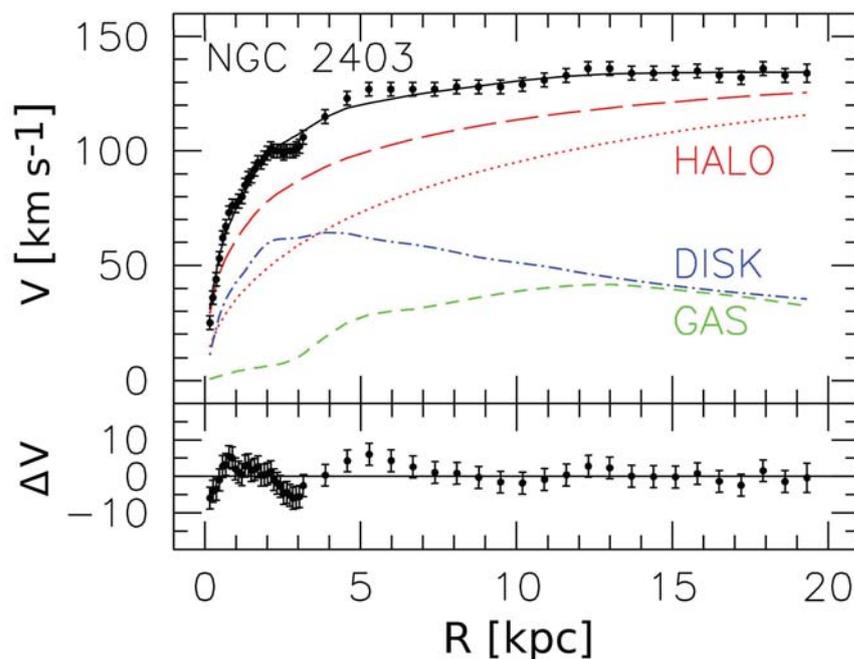


FIGURA 1.1. En el panel superior se muestra la contribución de tres componentes a la curva de rotación de la galaxia NGC2403: El disco de la galaxia (azul), Gas caliente (verde) y Halo de materia oscura (rojo). Los modelos para el perfil de densidad de materia oscura son incluyendo contracción adiabática (guiones), lo que puede dejar a un perfil isotérmico (tipo Burkert), y sin incluir contracción adiabática (puntos) descrito por un perfil NFW. Para más detalles sobre el modelo ver [2]. Los puntos representan la velocidad observada, [3, 4]. En el panel inferior se muestra la diferencia entre los datos obtenidos para la velocidad circular y el modelo teórico considerando materia oscura.

de rotación mostrada, las líneas rojas muestran la contribución de un halo esférico de materia oscura. La línea de guiones muestra el resultados de no considerar contracción adiabática², lo que deja a un perfil tipo Navarro-Frenk-White (NFW). La línea punteada roja es considerando contracción adiabática. Para este último caso, el perfil es mejor descrito por Burkert. Para mayor información sobre los perfiles usados para describir halos de materia oscura ver sección 2.3.1. Se puede observar en el panel inferior de la Figura 1.1 que para radios menores al radio de escala de la galaxia, el ajuste entre el modelo teórico y los resultados experimentales sufre mayor dispersión que para las regiones externas de la galaxia. Esta discrepancia puede deberse a la incertidumbre en conocer la pendiente del perfil de densidad de materia oscura en las regiones centrales

²Contracción adiabática se refiere al efecto derivado del enfriamiento de bariones, los cuales pueden colapsar a la región central de la galaxia. Este proceso ocurre durante la formación de la galaxia.

del halo. A este problema se le conoce como “Core-Cusp” [5].³

Analizando las curvas de rotación de galaxias en la vecindad de la Vía Láctea se observa que éstas pueden ser representadas por una función universal con muy pocos parámetros libres. Esta función, denominada Curva de Rotación Universal, codifica la información sobre el contenido de materia luminosa, gas caliente y la posible distribución de materia oscura presente en la galaxia [6]. Este método demuestra que las curvas de rotación de galaxias espirales y galaxias LSB es bien descrita por la suma de tres contribuciones: disco estelar delgado exponencial + gas caliente + halo esférico de materia oscura con región central plana, aunque no es claro aún si los perfiles de densidad de materia oscura presentan regiones centrales con pendientes planas o pronunciadas [5].

Recientemente se ha demostrado que una versión de baja masa se puede obtener para galaxias enanas irregulares (dIrr) demostrando que este tipo de galaxias también son dominadas por materia oscura [7]. El perfil de densidad de materia oscura que mejor ajusta las curvas de rotación de galaxias dIrr es un perfil tipo Burkert. En comparación al perfil NFW, el perfil Burkert es un perfil con pendiente poco pronunciada hacia el centro del halo.

1.1.1.2 Otras evidencias

Otras observaciones experimentales han sido usadas también para mostrar la discrepancia entre la masa gravitacional y la masa luminosa observada en galaxias y sus satélites:

1. Paradoja de Oort: Esta prueba se basa en inferir la existencia de materia no observada por comparar la densidad de materia debido a estrellas y otros trazadores como el gas caliente, y el potencial gravitacional de su distribución en la vecindad solar. La comparación de ambos límites deja a un estimado de la densidad de materia bariónica en la vecindad solar de $\rho_{\text{Oort}} = 0.14 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ [8]. En [9], Oort encontró que en la vecindad del sistema solar la cantidad de materia invisible (oscura) es aproximadamente la misma que la cantidad de materia bariónica.
2. Dispersión de galaxias enanas esferoidales (dwarf Spheroidal galaxies, dSph galaxies). Este tipo de galaxias se caracterizan por tener poco contenido de materia luminosa en forma de estrellas. Por medir la distribución de las velocidades en

³Aunque en algunos casos se ha mencionado que no es un problema real. Posibles soluciones puede ser la inclusión de los efectos de bariones y las fuerzas de marea durante el proceso de formación del halo principal.

estas galaxias, se ha observado que la razón Masa-Luminosidad, $\frac{M}{L}$, es muy grande lo que demuestra que son objetos dominados completamente por materia oscura.

1.1.2 Evidencias a escalas de Cúmulos de galaxias

Históricamente, ésta fue la primera evidencia clara de un faltante de materia para poder explicar las velocidades de galaxias en objetos astrofísicos. Este tipo de pruebas se basa en determinar experimentalmente la masa del cúmulo estudiado y compararlo con una estimación teórica. Algunas pruebas son:

- Aplicar teorema del virial a la distribución observada de velocidades radiales. El primero en realizar este trabajo fue el astrónomo Zwicky ([10]), quien analizando las velocidades de las siete galaxias conocidas en 1930 del Cúmulo de Coma, obtuvo que la masa contenida dentro del cúmulo es 50 veces mayor a la masa luminosa observada. Aproximando a un cúmulo de galaxias como una esfera de masa M y radio R , el teorema del Virial toma la forma:

$$-\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} + Mv_{rms}^2 = 0$$

Donde la energía cinética es calculada por el valor promedio de las velocidades de los objetos dentro del cúmulo. Para realizar un estimado correcto de la cantidad de materia oscura, debe de considerarse que existen dos componentes adicionales de materia ordinaria dentro del cúmulo: la materia presente dentro de las galaxias y el gas caliente presente en el medio intergaláctico. Observaciones recientes dejan a estimados similares a los obtenidos por Zwicky.

- Lente gravitacional. La Luz se propaga a lo largo de geodésicas en el espacio-tiempo. Estas geodésicas se desvían de una línea recta cuando los fotones pasan cerca de campos gravitacionales intensos. Así, la distorsión de las imágenes de objetos lejanos cuya posición se encuentra detrás de un cúmulo es usada para determinar la masa del cúmulo, ver Figura 1.2. Comparando este valor con el cálculo de la materia luminosa, se obtiene que la masa en forma de estrellas y gas no es suficiente para generar la lente gravitacional observada. Esta materia extra se debe a materia oscura presente en el cúmulo.
- Perfil de emisión de rayos X. La medición del flujo de rayos X en un cúmulo permite trazar la densidad de gas caliente en un cúmulo e inferir la temperatura del cúmulo.

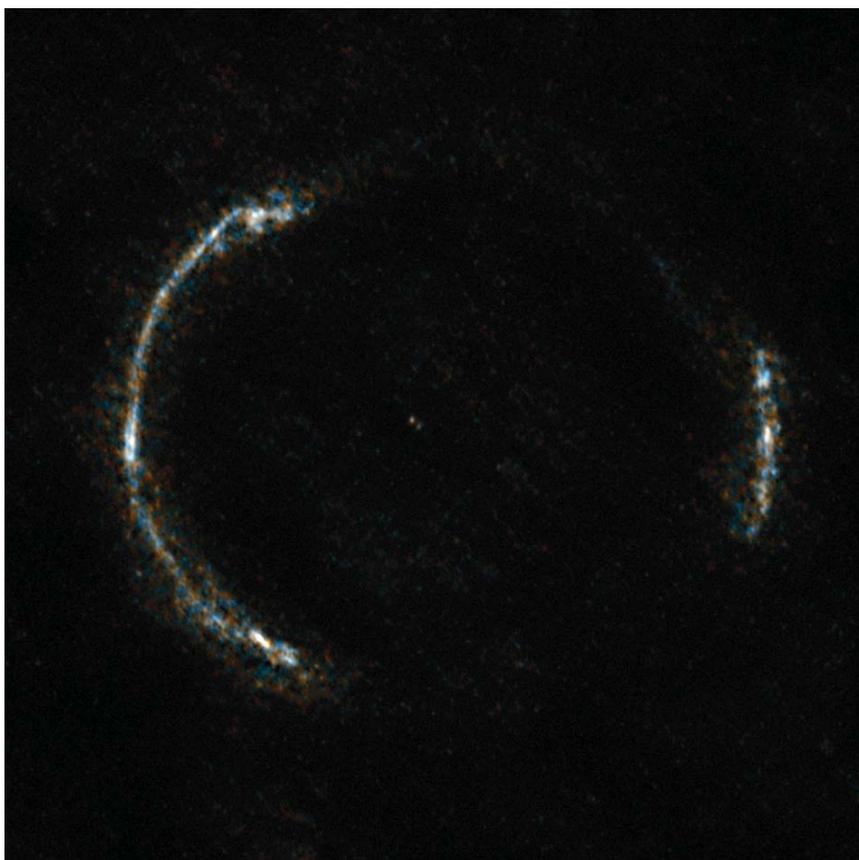


FIGURA 1.2. Anillo formado por la lente gravitacional generada por un cúmulo de galaxias localizado en el centro del anillo. La distorsión de la luz permite calcular la masa del objeto que produce la lente.

Existe una discrepancia entre la temperatura observada y la temperatura teórica del gas presente en los cúmulos dejando a la sugerencia de procesos de aceleración y materia oscura en el interior del cúmulo.

- El Cúmulo Bala (Bullet Cluster): Este sistema resultó de la colisión de dos cúmulos de galaxias. El evento fue observado en rayos X por el Satélite Chandra, mostrando que el gas caliente de ambos cúmulos se concentra hacia la región central del sistema. Esto se debe a que el gas experimenta una fuerza de arrastre durante la colisión (región en color rosa Figura 1.3). La estimación de la cantidad total de masa se hace a través de la observación de lentes gravitacionales. Esto es mostrado en color azul en la Figura 1.3. Debido a que la materia oscura tiene una interacción muy débil con materia ordinaria y consigo misma, los halos de materia oscura de ambos cúmulos atraviesan la región sin sufrir algún efecto. Este

sistema también ha servido para poner cotas a los valores de la sección eficaz de interacción de modelos materia oscura auto-interactuante [11]. Dichos modelos pueden reconciliar, por ejemplo, las predicciones a escalas pequeñas de masa donde el modelo cosmológico estándar falla para explicar el número de satélites esperado.



FIGURA 1.3. Se muestra la imagen compuesta de la región del Cúmulo Bala, el cual es el resultado de la colisión de dos Cúmulos. En color rosa se muestra la región donde se observó la emisión en rayos X por el satélite Chandra. En color azul se muestra la región donde se encuentra la mayor cantidad de materia del sistema obtenida de las observaciones de lentes gravitacionales.

Al igual que en el caso de los perfiles de densidad de materia oscura en galaxias, no es claro si los perfiles en cúmulos galácticos presentan regiones centrales con pendientes poco o muy pronunciadas.

1.1.3 Evidencias a escalas cosmológicas

La importancia de estas evidencias radica en la posibilidad de determinar la cantidad total de materia oscura presente en el Universo por poner a prueba algunas de las predicciones del modelo cosmológico, siendo la principal la que se obtiene de la medición de la radiación cósmica de fondo. Otras pruebas provienen de la medición de la abundancia de elementos y la inferencia de la densidad de fluctuaciones que permiten la formación

de estructuras (Lyman- α forest, ver [12]) A continuación describiré de manera breve los resultados obtenidos de medir la anisotropía de la radiación cósmica de fondo.

1.1.3.1 Anisotropía de la radiación cósmica de fondo

Los fotones que componen la radiación cósmica de fondo datan de la época en que éstos se desacoplaron de las otras especies presentes en el Universo. Estos fotones han viajado desde la hipersuperficie que corresponde al tiempo de desacople (last scattering surface) hasta nuestra posición actual generando un campo altamente isotrópico. Este desacople ocurre a una temperatura $T \sim 3000\text{K}$ (corrimiento al rojo $z \sim 1100$) en un período de tiempo relativamente largo por lo que no todos los fotones se desacoplaron al mismo tiempo dejando a una anisotropía en la temperatura en la que son grabadas perturbaciones primordiales del Universo temprano.

La anisotropía en la radiación cósmica de fondo es una función sobre la esfera por lo que se puede realizar un estudio usando armónicos esféricos $Y_{l,m}$:

$$\frac{\delta T}{T_0}(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{l,m} Y^{l,m}(\theta, \phi)$$

En esta expansión estamos interesados en polos que cumplen la condición $l \geq 2$. El caso $l = 0$ representa la contribución monopolar. El caso $l = 1$ es dominado por el efecto Doppler debido al movimiento del sistema solar respecto a la esfera donde ocurre el desacople, el cual no puede ser separado del dipolo cosmológico causado por las perturbaciones a gran escala.

Se supone en el modelo que las perturbaciones primordiales son de naturaleza gaussiana lo que implica que el valor promedio de los coeficientes $a_{l,m}$ es cero. Sin embargo, debido a la naturaleza azarosa del proceso, los valores de expectación del cuadrado de los coeficientes en la expansión dependen solamente en los polos l , los cuales están relacionados con el tamaño angular del patrón de la anisotropía. Sean, entonces, C_l el promedio de la amplitud al cuadrado de los coeficientes en la expansión:

$$C_l = \langle |a_{l,m}|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{l,m}|^2$$

Bajo esta aproximación, toda la información estadística obtenida en los mapas de anisotropía de temperatura es contenida en el espectro angular de potencias determinado por los coeficientes C_l , el cual es usado para constreñir u obtener el valor de un conjunto, preseleccionado, de parámetros independientes de algún modelo cosmológico.

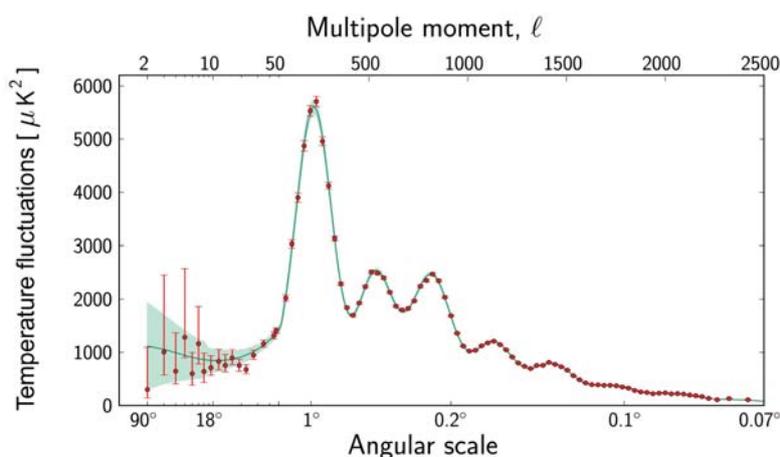


FIGURA 1.4. Espectro angular de potencias obtenido de los datos del Satélite Planck [1]. La posición y amplitud de los picos permite constreñir los parámetros de un modelo cosmológico determinado.

En el Universo temprano, las fluctuaciones de densidad dan origen a inestabilidades gravitacionales en la que la materia queda atrapada en las paredes de estos potenciales. Esto genera un ciclo de compresión y expansión de la materia, en el que la fuerza gravitacional y la presión de radiación produce oscilaciones acústicas longitudinales (ondas sonoras) en el fluido primordial de protones, cuyo patrón es grabado en las anisotropías de la radiación cósmica de fondo. Este fenómeno se conoce como oscilaciones acústicas y sucede en el momento de la transición en que el Universo pasa a ser dominado por materia. En el espectro de potencias, las oscilaciones acústicas quedan registradas en polos l que cumplen:

$$l = m \frac{\pi}{\theta_s} \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

donde θ_s es el ángulo generado en el cual observamos el horizonte de la última dispersión, en el tiempo de desacople de los fotones. Tanto θ_s como la posición de los picos acústicos son afectados por la cantidad de materia oscura presente en el Universo.

En los análisis para obtener los valores de parámetros cosmológicos, típicamente se seleccionan Ω_0 , la densidad total relativa de materia y energía en el Universo, y Ω_Λ , la densidad relativa de energía oscura para ser obtenidos de los valores de θ_s y la posición de los picos acústicos. Ambos, Ω_m y Ω_Λ , son parámetros degenerados, es decir, un valor fijo de θ_s determina una región de posibles valores de Ω_m y Ω_Λ ; por lo que son necesarias

otras observaciones cosmológicas (Espectro de potencias $P(k)$ para las fluctuaciones, o la relación $z - d$ de las supernovas tipo Ia) para determinar de manera precisa, el valor de ambos parámetros.

Usando los datos del Satélite PLANCK [1] para el espectro angular de potencias, se obtiene:

Ω_m	Ω_b	Ω_Λ	Ω_{DM}
0.3156 ± 0.0091	0.04916 ± 0.00016	0.6844 ± 0.0091	0.2644 ± 0.0091

TABLA 1.1. Valores de Ω_m , Ω_b , Ω_Λ y Ω_{DM} obtenidos de los datos obtenidos por el Satélite PLANCK [1]. El valor para Ω_{DM} es obtenido de $\Omega_m - \Omega_b$.

Para mayores detalles sobre la anisotropía de la radiación cósmica de fondo y los análisis involucrados puede consultar [1, 13, 14]

1.1.4 Simulaciones de N-cuerpos

Esta última evidencia radica en el éxito que han tenido las simulaciones cosmológicas de N -cuerpos para describir la formación y evolución de las estructuras a partir de las perturbaciones primordiales. Esta evolución es aproximada por el agrupamiento gravitacional a partir de partículas de materia oscura en un volumen V_0 . Típicamente los efectos de considerar la dinámica de radiación y materia bariónica son estimados posteriormente, sin embargo, al comparar la estructura a gran escala obtenida de las simulaciones de N -cuerpos con el Universo observable no es posible detectar alguna diferencia aparente, Figura 1.5.

Un resultado importante sobre la distribución de materia oscura obtenido de las simulaciones de N -cuerpos es la predicción de la existencia de un perfil Universal de materia oscura para diversas escalas de masa, todas las épocas y diferentes espectros de potencias de fluctuaciones primordiales considerados. Los perfiles obtenidos en las simulaciones muestran que las regiones centrales de los perfiles tienen pendientes muy pronunciadas lo que está en conflicto con las observaciones de curvas de rotación de galaxias y otros resultados experimentales, donde los perfiles más bien presentan regiones centrales planas. Una posible solución consiste en incluir en las simulaciones los efectos disipativos y de transferencia de energía debidos a bariones.

Otro problema importante es la predicción en las simulaciones de un número muy grande de satélites dominados por materia oscura en halos con masas comparables y mayores a la masa de la Vía Láctea esperando que la cantidad de satélites presentes sea $\gtrsim 10^{14}$. Aunque en la última década se han descubierto numerosos satélites en la Vía

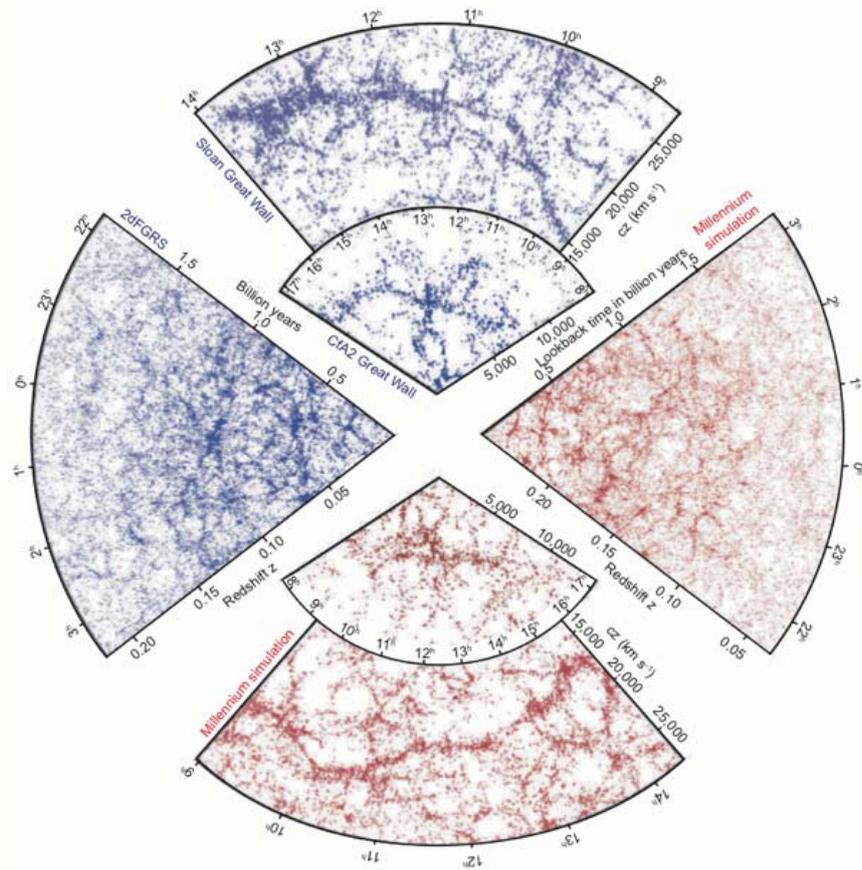


FIGURA 1.5. Comparación de la estructura a gran escala del Universo entre *a*) los datos obtenidos de tres estudios del redshift de galaxias (CIA2, 2dFGRS y Sloan), paneles superior e izquierdo; y *b*) por la simulación MILLENIUM usando solo partículas de materia oscura. Como se puede observar en la imagen, existe un acuerdo excelente entre las observaciones y las simulaciones de la estructura a gran escala del Universo.

Láctea, el problema, conocido como el Problema de los Satélites Perdidos, persiste. Una posible solución es considerar que halos pequeños de materia oscura son desbaratados durante el proceso de formación del halo principal, debido a las fuerzas de marea y otros efectos, borrando sub-estructuras con masas menores a $10^6 M_{\odot}$.⁴

⁴Es importante notar que los resultados mencionados en este apartado son de acuerdo a los resultados y al estado del arte de las simulaciones actuales, como Aquarius [15] e Illustris [16]. Estos resultados pueden cambiar, por ejemplo si la resolución mínima de masa en las partículas simuladas disminuye.

1.2 Características de la materia oscura y Posibles candidatos

Llegado a este punto, es natural preguntar por las características y la naturaleza de la materia oscura, la cual se ha supuesto para ser un nuevo tipo de partícula jamás vista anteriormente. Dicha solución está bien motivada en el contexto de modelos más allá del Modelo Estándar, donde aún existen diversos problemas abiertos como el valor de la masa de los neutrinos.

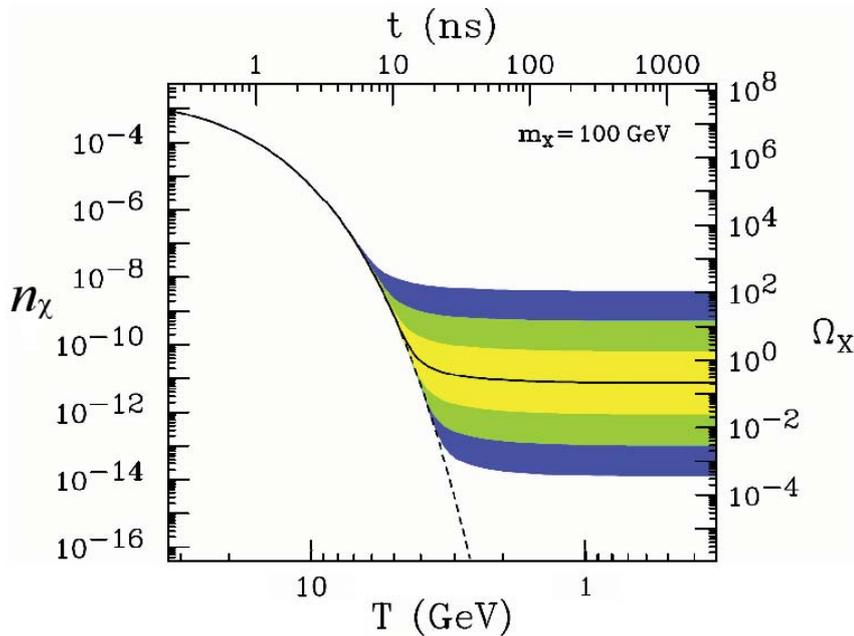


FIGURA 1.6. Diagrama que muestra la densidad numérica de partículas de materia oscura en función de la temperatura del Universo (expresada en GeV). Para un Universo en expansión, existe un valor de la temperatura para el que el equilibrio térmico con partículas de materia oscura no puede ser sostenido más, desacoplándose del resto y congelando su densidad. En la gráfica, el eje de la derecha representa la densidad relativa de materia oscura Ω_χ . La línea sólida es obtenida para un valor de $\langle\sigma v\rangle = 3.6 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, ecuación 1.1, la cual reproduce el valor actual de densidad reliquia requerida en la Cosmología Λ -CDM. Las franjas de colores son obtenidas para diferentes valores de $\langle\sigma v\rangle$ creciente hacia arriba. Se ha supuesto una masa de 100GeV para el candidato. A este hecho se le conoce como el milagro de los WIMPs (WIMP miracle).

Algunas de las teorías con candidatos plausibles a materia oscura son Supersimetría, Dimensiones extra y Problema de la violación CP en el Modelo Estándar, que han

dejado a un número enorme de candidatos en el rango de masa de decenas de meV (axiones) hasta 10^{10} GeV (Wimpzillas). En este trabajo me enfocaré en los candidatos cuyas masas se encuentran en el rango de operación del Observatorio HAWC, entre 1 y 100 TeV. En este rango de masas, los candidatos más aceptados son neutralinos χ , en Supersimetría; y el estado $B^{(1)}$, en Dimensiones Extra. Ambos candidatos son plausibles ya que proveen de un mecanismo que permite que la abundancia de estas partículas en la época presente sea la requerida por el Modelo Cosmológico. El mecanismo usado típicamente es el desacople térmico. Este desacople se realiza cuando la razón de interacción de la partícula considerada cae por debajo de la razón de expansión del Universo, por lo que el equilibrio térmico ya no es sostenible y la partícula se separa de las otras componentes, ver figura 1.6.

A continuación describiré de manera breve los modelos teóricos de Supersimetría y Dimensiones Extra. Posteriormente listaré las características que todo candidato a materia oscura debe cumplir, [17].

1.2.1 Supersimetría

El Modelo Supersimétrico (SUSY) es motivado por tres cuestiones fundamentales:

1. ¿Existe algún grupo de Lie que permite la unificación de las simetrías internas y simetrías del espacio-tiempo?
2. Entender el problema de Jerarquía
3. ¿Es posible hallar una imagen unificada de las constantes de acoplamiento de las interacciones fundamentales?

A grandes rasgos, el Modelo SUSY se basa en la introducción de nuevas partículas con masas y cargas similares a las del Modelo Estándar pero con espín opuesto permitiendo que la divergencia cuadrática en la masa del bosón de Higgs sea cancelada en todos los órdenes de magnitud y permitiendo una posible unificación de las interacciones a escalas de energía por debajo de la masa de Planck. Sin embargo, la introducción de nuevas partículas y campos aumenta el número de parámetros libres en el modelo. Es posible reducir el número de estos parámetros libres por asumir algunas hipótesis motivadas teórica y experimentalmente. Uno de estos modelos es el modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM, Minimal Supersymmetric Standard Model) el cual contiene la cantidad mínima posible de campos para reproducir todos los campos del Modelo Estándar. Conceptualmente, el modelo:

- Asocia compañeros supersimétricos fermiónicos a todos los campos de norma
- Asocia compañeros supersimétricos escalares a todos los fermiones
- Introduce un campo de Higgs adicional y asocia un compañero supersimétrico a cada bosón de Higgs

En este modelo es necesario garantizar que la razón de decaimiento del protón sea muy baja, como es observado en la naturaleza. Para esto se introduce la paridad R definida por:

$$R = (-1)^{3B+L+2S}$$

Esta paridad es conservada en el Modelo Supersimétrico y restringe a los compañeros supersimétricos a decaer en un número impar de s -partículas⁵. Esto implica que la s -partícula más ligera es estable y solo es destruida vía aniquilación de pares. La naturaleza de la s -partícula más ligera es determinada por el mecanismo que rompe la supersimetría⁶. Otra característica de la s -partícula más ligera es que no posee carga eléctrica o de color. De poseer carga, s -partículas debieron condensar con materia bariónica produciendo isótopos pesados.

En la mayoría de los escenarios, el neutralino χ es la s -partícula más ligera y genéricamente resulta de la mezcla de 4 estados de Majorana: $\bar{\chi} = M_\chi \bar{B}$, con $\bar{\chi} = [\tilde{\chi}^0, \tilde{\chi}^1, \tilde{\chi}^2, \tilde{\chi}^3]$, es el vector con los estados de los neutralinos, M_χ es la matriz de masa para los neutralinos y $\bar{B} = [\tilde{B}, \tilde{W}, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0]$. El estado más ligero de los neutralinos es $\tilde{\chi}^0$ y es al que me referiré como neutralino o χ .

Los neutralinos pueden desacoplarse térmicamente en el Universo temprano, por lo que se espera que sean extremadamente no-relativistas en la época presente. Bajo esta aproximación, la densidad reliquia de neutrinos en la época presente es [5]:

$$(1.1) \quad \Omega_\chi h^2 = \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}$$

Usando los datos del Satélite Planck para Ω_m y Ω_b , un valor aproximado de $\langle \sigma v \rangle$ es $2.507 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. En la literatura se ha adoptado el valor $\langle \sigma v \rangle = 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ como límite térmico.

⁵El prefijo “s-” es usado para denotar que se trata de un compañero supersimétrico.

⁶Si no existiera el rompimiento, cada s -partícula tendría la misma masa que su contraparte en el Modelo Estándar, lo cual no es observado.

A bajas velocidades, los neutralinos se aniquilan en pares fermión-antifermión pesados: $\{t\bar{t}, b\bar{b}, c\bar{c}; \tau^+ \tau^-\}$, pares de bosones de norma: $\{W^+ W^-; ZZ\}$; y canales con estados finales que contienen bosones de Higgs.

A pesar de que los neutralinos interactúan muy débilmente con la materia bariónica, es posible diseñar algún experimento para detectar señales de estas partículas ya sea en la vecindad local del sistema solar o en objetos fuera de la Vía Láctea.

En otros escenarios, la s -partícula corresponde a gauginos, gravitinos, s -neutrinos o axinos, sin embargo han sido excluidos como candidatos debido a que su interacción con la materia bariónica es nula o casi nula lo que los hace imposible de detectar. En el caso de los gravitinos y axinos, el problema es más grave ya que destruyen las abundancias primordiales de los elementos ligeros.

1.2.2 Dimensiones extra

Incluir dimensiones extra ha sido motivado teóricamente debido a la posible unificación de las interacciones fundamentales como quedó demostrado en el trabajo de Kaluza-Klein en 1921. Otras motivaciones son la posible solución al problema de Jerarquía en el Modelo Estándar y ser un marco de trabajo adecuado para teorías de cuerdas.

En estos modelos, el espacio-tiempo corresponde a una estructura llamada brana embebida en un Espacio $(3+\delta+1)$, “*bulk*”. δ representa las dimensiones extra introducidas, las cuales son compactificadas en alguna topología de tamaño R . Los campos que se propagan en el Espacio tienen momento cuantizado $p^2 \sim R^{-2}$. Para cada uno de estos campos, aparecen un conjunto de modos de Fourier conocidos como estados de Kaluza-Klein. Dichos estados son observados como torres de estados en la brana del espacio-tiempo con masas $m_n = nR^{-1}$, con n el número del modo de Fourier. Típicamente se escoge que la Gravedad sea el único campo que se propaga en el Espacio pero sí las dimensiones extra son muy pequeñas, es posible que todos los campos se propaguen en el Espacio. Modelos donde todos los campos se propagan en el Espacio son conocidos como modelos de Dimensiones Extra Universales. Estos modelos son motivados debido a que explican la existencia de 3 familias, proponen un mecanismo de rompimiento de la simetría electrodébil y previenen el decaimiento rápido del protón.

La condición de que el momento se conserve en el espacio de mayores dimensiones deja a la conservación de la simetría KK en las dimensiones compactificadas. Esta simetría no garantiza que el estado más ligero sea estable, sin embargo la introducción de un mecanismo de violación de esta simetría deja un remanente llamado Paridad KK que es responsable de estabilizar el estado de menor masa. En estos modelos, la partícula

más ligera corresponde a la primera excitación del bosón de norma de hypercarga, $B^{(1)}$. La densidad reliquia de estas partículas depende del radio de compactificación, el cual restringe el valor de las masas de $B^{(1)}$ a un valor entre 400 y 1200 GeV . A diferencia de los neutralinos, la sección eficaz de $B^{(1)}$ es inversamente proporcional a su masa:

$$\sigma v = \frac{95g_1^4}{324\pi m_{B^{(1)}}^2} \simeq \frac{0.6\text{pb}}{m_{B^{(1)}}^2}$$

Debido a la naturaleza bosónica de $B^{(1)}$, los canales de aniquilación más eficientes son a pares fermión-antifermión.

Al igual que con los neutralinos, $B^{(1)}$ provee mecanismos para que pueda ser detectado por diversos métodos, ya sea búsqueda directa, indirecta o producción en aceleradores.

1.2.3 Características de los candidatos a materia oscura

Para terminar esta sección mencionaré las propiedades básicas que debe cumplir un candidato a materia oscura. Para una descripción más detallada de estas características vea [17]. Las propiedades son:

1. Reproducir la densidad reliquia apropiada. Debe existir en el Universo un mecanismo de producción que garantice la densidad reliquia estimada y la estabilidad del candidato por el rompimiento o conservación de alguna paridad o simetría.
2. Debe ser fría, indicando que debe ser no-relativista. Esto es motivado por el hecho de que la teoría estándar de formación de estructuras explica que las estructuras más grandes se forman más tarde en el Universo que las estructuras más pequeñas lo cual es reproducido satisfactoriamente por materia oscura fría⁷. Como vimos anteriormente, las simulaciones de N-cuerpos predicen la existencia de un número enorme de satélites los cuales no han sido observados. Una segunda solución al problema es considerar que la materia oscura no es fría, sino “tibia”, o fuera del límite no-relativista. Este tipo de materia garantiza que las potencias en el espectro de fluctuaciones a escalas pequeñas sea menor, suprimiendo la formación de estructuras pequeñas.
3. Debe ser neutra. Aunque diversos candidatos cargados han sido propuestos, restricciones fuertes provienen de los datos nulos en la búsqueda de isótopos pesados

⁷En la Cosmología Λ -CDM, esto significan las siglas Λ -CDM, Cold Dark Matter. Λ indica que el modelo considera una contribución de Energía Oscura

como agua pesada o átomos hidrogenoides pesados. Otros problemas se originan al considerar la formación de estructura, la cual se vería modificada por la presencia de materia oscura cargada.

4. Ser consistente con los datos de Nucleo-síntesis del Big-Bang, es decir reproducir la densidad de elementos ligeros en las etapas tempranas del Universo.
5. No alterar o modificar la evolución estelar. Algunos candidatos a materia oscura Fría representan canales de pérdida de Energía en la evolución estelar lo que reduciría el tiempo de vida de las estrellas entrando en conflicto con el marco estándar de evolución estelar actual.
6. Ser consistente con las constricciones y cotas obtenidas de los diversos métodos de búsqueda.
7. Puede ser probada experimentalmente, en el sentido en que puede ser diseñado un experimento que permita su detección directa o indirecta. También se requiere que exista evidencia experimental del modelo teórico donde aparece el candidato.

1.3 Métodos de Búsqueda de materia oscura

Finalmente, falta preguntar cómo se realizan las búsquedas de materia oscura. Para el caso de los candidatos que he revisado anteriormente, existen mecanismos donde los productos finales son partículas del Modelo Estándar abriendo la posibilidad de búsquedas experimentales. Los métodos de búsqueda se pueden resumir en la Figura 1.7:

De acuerdo al sentido en que es recorrido el diagrama en la Figura 1.7, los métodos de búsqueda se clasifican en: producción de partículas de materia oscura en Aceleradores de Partículas, Búsquedas directas y Búsquedas indirectas. A continuación describiré de manera muy breve cada una de ellas.

1.3.1 Producción en Aceleradores

Durante la colisión de partículas del Modelo Estándar en aceleradores como el LHC, es posible que haya eventos donde se muestre una pérdida de energía aparente indicando la presencia de alguna partícula que interactúa débilmente con la materia. Es necesario un análisis exhaustivo para descartar todas las contribuciones de procesos dentro del Modelo

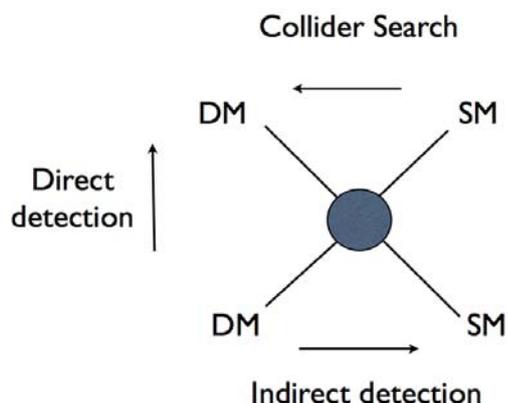


FIGURA 1.7. Tres posibles canales de búsqueda debido a la interacción de partículas de materia oscura con partículas del Modelo Estándar: producción de materia oscura por la colisión de partículas del Modelo Estándar, Dispersión de materia oscura por colisión con Núcleos y Aniquilación de materia oscura produciendo partículas estables del Modelo Estándar.

Estándar antes de asegurar que se ha encontrado una posible señal de materia oscura. Búsquedas en aceleradores también incluyen la obtención de evidencia de escenarios más allá del Modelo Estándar.

1.3.2 Búsquedas Directas

Debido a la enorme cantidad de materia oscura presente en galaxias, es posible que algunas de estas partículas sean dispersadas por la colisión con núcleos atómicos presentes en la galaxia. En el caso de la Tierra, es posible construir un detector que registre la energía de retroceso que sufre un núcleo atómico debido al flujo de materia oscura a través de la Tierra. En estos eventos, $DM + N \rightarrow DM + N$, debido a la interacción muy débil entre ambas partículas, se espera que la energía de retroceso sea del orden unos cuantos keV. Dependiendo del detector, esta energía es colectada por su interacción con el material del detector vía fotones, corriente bolométrica, excitación de fonones o ionización, entre otros procesos.

Uno de los grandes problemas que enfrenta este tipo de búsquedas es la supresión de ruido de fondo debido a las contribuciones de rayos cósmicos, muones, neutrinos, rayos

gamma y decaimiento radiactivo del material con el que se construye el detector.

El cálculo de la sección eficaz tiene dos componentes debido a la posible interacción entre el espín de ambas partículas durante el momento de la colisión. El cálculo completo de la sección eficaz necesita de conocer de manera precisa el acoplamiento de las partículas de materia oscura con quarks y gluones, conocer la distribución de quarks en el interior de los nucleones y transformar la interacción con quarks y gluones a nivel del núcleo para obtener la energía de retroceso. Debido a la naturaleza de los parámetros que intervienen, el cálculo de la sección eficaz depende fuertemente del modelo considerado.

La razón de eventos se ve afectada por la periodicidad de los movimientos de rotación y traslación de la Tierra. El primero introduce una anisotropía en la llegada de partículas de materia oscura al detector mientras que el segundo produce una modulación anual en la razón de detección debido a que la cantidad de materia oscura que atraviesa la Tierra varía si se viaja en la misma dirección o en sentido contrario. La detección de esta modulación indicaría una posible detección de materia oscura.

Esta técnica tiene una enorme sensibilidad, además de que existen varios experimentos alrededor del planeta con el fin de disminuir errores sistemáticos entre experimentos y proveer una evaluación crítica al considerar una posible señal de detección. Algunos de los experimentos alrededor del mundo son: DAMA-LIBRA [18], LUX-ZEPLIN [19], MAJORANA [20], CRESST-III [21], CDMS [22], EDELWEISS [23] y PICO [24]. A continuación describiré de manera breve el experimento PICO, uno de los experimentos más sensibles a búsquedas directas de materia oscura donde la interacción con los núcleos atómicos tiene un fuerte acople al espín del candidato de materia oscura.

1.3.2.1 El Experimento PICO

Este detector está localizado en Sudbury, Ontario Canadá, a 2 km de profundidad en SNOLAB. Su objetivo es detectar materia oscura. El experimento consiste de cámaras de burbujas sobre calentadas para hacerlas insensibles a rayos gamma y radiación beta. La cámara se llena con líquidos ricos en F lo que les permite tener sensibilidad a interacciones independientes y dependientes del espín durante la colisión. Para medir la energía de retroceso de los núcleos debido a la colisión se utilizan sensores pizoeléctricos y cámaras para detectar la señal acústica producida por la burbujas debido al movimiento de los núcleos. En la Figura 1.8 se presentan los resultados obtenidos durante el período entre Noviembre de 2016 y Enero de 2017. [24]

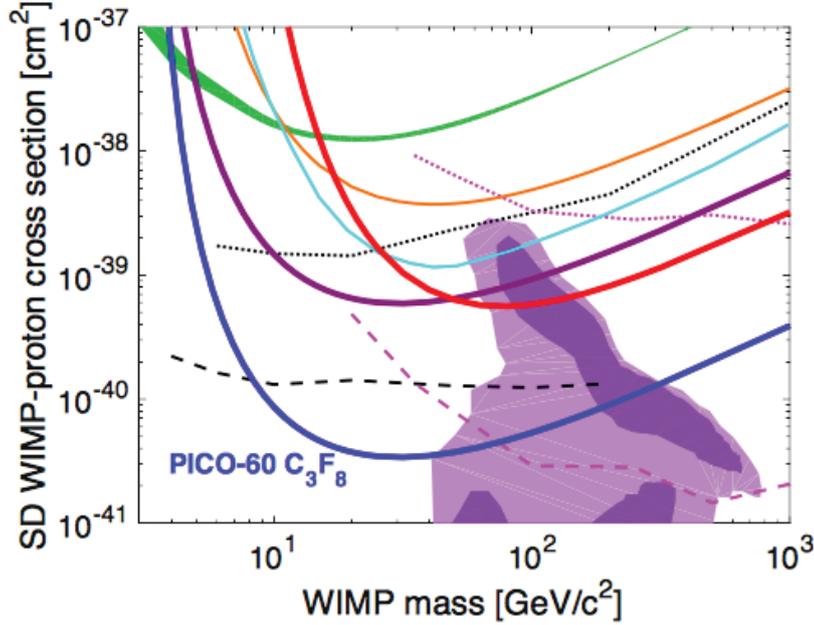


FIGURA 1.8. Se presentan los límites al 90% de nivel de confianza en la sección eficaz dependiente del spin para los datos obtenidos por PICO usando C_3F_8 . Estos datos son mostrados en la línea azul gruesa. Para comparación se muestran los límites obtenidos para otros experimentos de búsquedas directas de materia oscura: PICO usando CF_3I en la línea roja gruesa, PICO-2L en la línea púrpura, PICASSO [25] en la banda verde, SIMPLE en la línea naranja, PANDAX-II [26] en la línea cian, ICECUBE [27] en las líneas punteada y de guiones en color rosa y SUPERK [28] en las líneas punteadas y de guiones en color negro.

1.3.3 Búsquedas indirectas

Es posible observar los productos resultantes de la aniquilación y decaimiento de materia oscura en regiones donde se espera una gran concentración de estas partículas. Los productos de aniquilación y decaimiento dependerán del escenario escogido para describir al candidato. Estos procesos involucran producción de bosones de norma o pares pesados de fermiones, los cuales no pueden ser observados pero los productos de su decaimiento y hadronización, tales como $\{e^-, e^+, p, \bar{p}, \nu, \gamma\}$, pueden ser detectados por detectores colocados en órbita alrededor de la Tierra, o por telescopios y observatorios terrestres.

De manera general, el flujo esperado de alguna de las especies obtenida en la aniquilación y decaimiento de un candidato en un halo de materia oscura a una distancia d de la Tierra es:

$$(1.2) \quad \frac{d\Phi^{(i)}}{dE} = \underbrace{\frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_{\text{DM}}^2} \sum_j B_j \frac{dN_{\text{annih},j}^{(i)}}{dE} \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s} \rho_{\text{DM}}^2(l) dl d\Omega}_{\text{Aniquilación}} + \underbrace{\frac{1}{4\pi\tau_{\text{DM}} m_{\text{DM}}} \sum_j D_j \frac{dN_{\text{decay},j}^{(i)}}{dE} \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} \rho_{\text{DM}} dl d\Omega}_{\text{Decaimiento}}$$

donde la suma en cada uno de los términos es sobre las tasas de ramificación para cada uno de los canales de aniquilación o decaimiento y $dN^{(i)}/dE$ denota el espectro en función de la energía de la especie (i) considerada como producto final. Las integrales son realizadas a lo largo de la línea de visión y la apertura angular de un detector colocado en la Tierra observando el halo de materia oscura con densidad de materia oscura ρ_{DM} . En los análisis, típicamente se consideran los casos de aniquilación y decaimiento por separado además de asumir las tasas de ramificación al 100% para cada canal. Para una descripción completa ver 2.1.

Los principales lugares donde se espera observar una señal debido a la aniquilación o decaimiento de partículas de materia oscura son: el centro galáctico, galaxias enanas esferoidales, galaxias enanas irregulares y cúmulos de galaxias. Diversos experimentos han sido construidos para medir la contribución de la aniquilación y decaimiento de materia oscura a los espectros de anti-materia, rayos gamma, rayos X, neutrinos y otras especies, por ejemplo: HESS [29], MAGIC [30], LAT [31], EGRET [32], PAMELA [33], ICECUBE [27], HAWC (2.6), por mencionar algunos. A continuación describiré algunos de los resultados en búsquedas indirectas obtenidos por MAGIC, experimento que, al igual que HAWC, se encuentra en el hemisferio norte.

1.3.3.1 MAGIC

El Observatorio MAGIC consiste de dos telescopios de Imagen de Radiación Cherenkov ubicado en el Observatorio del Roque de los Muchachos en La Palma, Islas Canarias, España. Los telescopios colectan la radiación Cherenkov generada por las partículas producidas en las cascadas atmosféricas inducidas por rayos gamma en la parte alta de la atmósfera.

Con la motivación de explorar todo el espectro electromagnético y disminuir el umbral de energía para la observación de rayos gamma con telescopios terrestres, la colaboración Magic busca realizar estudios de Núcleos Activos de Galaxias (AGN), Pulsares,

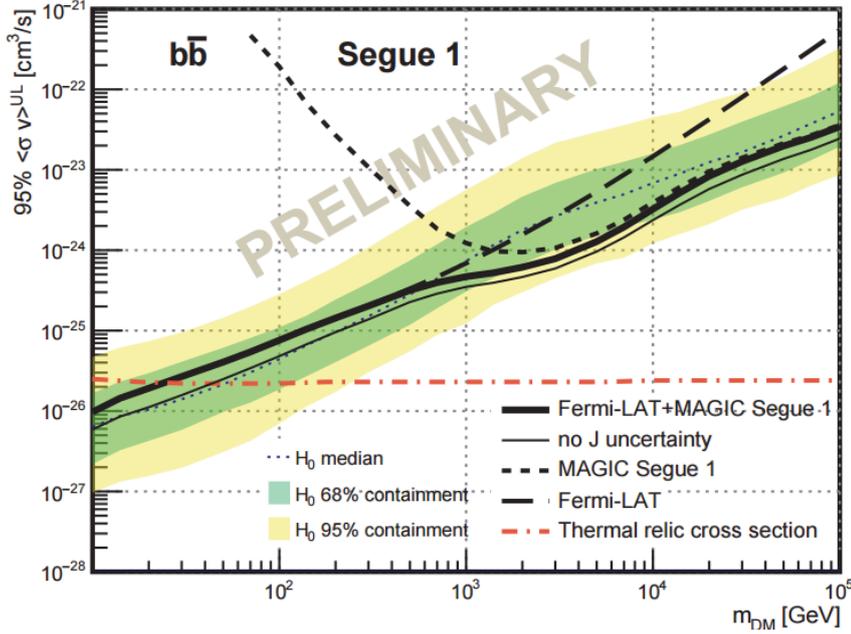


FIGURA 1.9. Límites superiores al 95% de nivel de confianza para el promedio térmico de la sección eficaz de aniquilación por la velocidad $\langle\sigma v\rangle$ para aniquilación de partículas de materia oscura en quarks $b\bar{b}$ para datos conjuntos de los Observatorios FERMI-LAT y MAGIC. La línea sólida representa el límite obtenido de las observaciones de 15 galaxias enanas esferoidales por FERMI-LAT más la observación de Segue 1 por MAGIC. La línea de guiones cortos muestra el límite individual de Magic. La línea de guiones largos representa el límite combinado de las observaciones de FERMI-LAT. La Línea punteada delgada y las bandas amarilla y verde, representan la media y las bandas de confinamiento simétrico del 68% y 95% usando el método de máximo Likelihood

Supernovas y sus nebulosas, Destellos Rápidos de Rayos Gamma (GRB), Emisión de fondo, Gravedad Cuántica y Detección indirecta de materia oscura. En la Figura 1.9 se presentan los límites superiores en sección eficaz de aniquilación obtenidos para galaxias enanas esferoidales en el campo de visión de MAGIC y del satélite FERMI-LAT. [30]

Describiré con mayor detalle las cantidades que intervienen en el cálculo del flujo esperado de rayos gamma en la aniquilación de materia oscura en el capítulo 2. El Observatorio HAWC, como describiré en (2.6), es un buen candidato a realizar búsquedas indirectas de materia oscura por detectar rayos gamma de muy alta energía debido a su operación continua y la observación de fuentes extendidas como galaxias y cúmulos de galaxias, objetos donde los telescopios de Imagen de Radiación Cherenkov tienen poca sensibilidad.

1.3.4 Búsquedas Beam Dump

Debido a la no detección de materia oscura en los experimentos en operación actualmente, nuevas estrategias de búsqueda han sido propuestas para extender el rango de masas de posibles candidatos a materia oscura, en particular en escalas inferiores a GeV. Estas propuestas se basan en el uso de experimentos de objetivo fijo de haces de protones o electrones donde materia oscura es producida en colisiones con núcleos. Las partículas de materia oscura son detectadas a través de las interacciones con nucleones en un detector tipo *downstream*⁸ donde la materia ordinaria se acopla con materia oscura por medio de un bosón vectorial. Un ejemplo de este tipo de modelos son Sectores Oscuros, donde la materia oscura y partículas del modelo estándar se acoplan via un fotón oscuro. Este fotón oscuro permite que se obtenga el valor correcto de densidad reliquia requerido por la Cosmología Λ -CDM. Pensando en el diagrama presentando en la Figura 1.7, este tipo de estrategias son descritas por un híbrido entre los métodos de producción y las búsquedas directas.

La Colaboración MiniBooNE-DM ha realizado este tipo de búsquedas usando protones de 8 GeV del haz de neutrinos Booster combinado con el detector MiniBooNE. Ellos han obtenido límites (90% C.L.) para la sección eficaz de materia para materia oscura masas en el rango de 1×10^{-3} hasta 0.3 GeV. Para mayores detalles sobre el funcionamiento del experimento ver [34].

1.4 Resumen

La presencia de materia oscura ha sido medida en todas las escalas del Universo. Apoyado por la motivación de resolver problemas en el Modelo Estándar de Partículas, se ha asumido que esta materia faltante corresponde a un nuevo tipo de partícula. Se espera que la materia oscura representa aproximadamente el 27% de los componentes del Universo (Tabla 1.1). Los candidatos a materia oscura propuestos deben de cumplir con propiedades básicas para ser considerados como buenos candidatos: reproducir la densidad reliquia requerida por las observaciones de anisotropía de radiación cósmica de fondo y otros datos cosmológicos, ser fría y neutra, estar en concordancia con los resultados de búsquedas directas e indirectas y las cotas obtenidas por aceleradores, así como proveer de un mecanismo que garantice la posibilidad de detección en laboratorios (1.2.3).

⁸En un experimento de haz, un detector *downstream* es colocado después de la posición del objetivo fijo para detectar la mayor cantidad de partículas producidas entre las partículas del haz y los átomos colocados en la posición del objetivo.

Los dos candidatos que hemos presentado, neutralinos (1.2.1) y la primera excitación del bosón de hipercarga en modelos de Dimensiones Extra Universales (1.2.2), cumplen con todos los puntos, por lo que es razonable diseñar algún experimento que permita su detección. En este espíritu, existen cuatro métodos: producción de Partículas de materia oscura en colisionadores, búsquedas directas, búsquedas indirectas y búsquedas beam dump. El Observatorio HAWC (2.6) ofrece una oportunidad viable de realizar búsquedas indirectas de materia oscura por observar la contribución de fotones obtenidos en la aniquilación o decaimiento de partículas de materia oscura al flujo de fotones en diversas fuentes astrofísicas.

BÚSQUEDAS INDIRECTAS DE MATERIA OSCURA

Como mencioné en el capítulo 1, existen 4 métodos de búsqueda de posibles señales de materia oscura: producción en aceleradores de partículas, búsquedas directas, búsquedas indirectas y beam-dump. Las búsquedas indirectas de materia oscura se basan en la posibilidad de que estas partículas, a pesar de su baja interacción, puedan aniquilarse o decaer en partículas estables del Modelo Estándar modificando el flujo observado de estos productos en la Tierra.

Debido a que el LHC (Large Hadron Collider) no ha observado indicios de Física Más Allá del Modelo Estándar hasta energías de varios TeV, la búsqueda de candidatos con masas en el rango de decenas y cientos de TeV han abierto una ventana de investigación accesible para experimentos como los telescopios atmosféricos y arreglos extendidos, como el Observatorio HAWC. En este punto es necesario hacer notar que la región de búsqueda también se ha extendido a energías menores, como la búsqueda de axinos o neutrinos estériles; sin embargo, estos rangos de energía están fuera del tema central de este trabajo.

En este capítulo revisaré con mayor profundidad el caso de búsquedas indirectas de materia oscura enfocándome en el caso de rayos gamma de muy alta energía (VHE gamma rays) y el cálculo de las principales cantidades que intervienen en el flujo esperado de fotones.

2.1 Búsquedas indirectas y el flujo esperado de fotones

Este método se basa en la detección de partículas obtenidas tras la aniquilación o decaimiento de partículas de materia oscura en regiones donde se espera una gran concentración de estas partículas. En dichos procesos se obtienen partículas estables como electrones (e^-) y positrones (e^+), protones (p^+), neutrinos (ν) y fotones (γ), entre otros. Estas partículas se propagan a través del Universo hasta llegar a la Tierra. A diferencia de las partículas cargadas, los fotones y neutrinos no modifican su trayectoria por la presencia de campos magnéticos, permitiendo conocer la región del espacio en la que fueron producidos. De ahí el interés en detectar rayos gamma de alta y muy alta energía.

Para calcular el flujo de fotones obtenido en la aniquilación o decaimiento de partículas de materia oscura son necesarios los siguientes ingredientes:

- Modelos astrofísicos para la distribución de densidad de materia oscura en la fuente de interés. Estos modelos son obtenidos de las simulaciones de N-cuerpos, de las observaciones de las curvas de rotación galáctica o lente gravitacional débil en galaxias y cúmulos de Galaxias.
- Modelos de Física de Partículas para estimar la intensidad de las interacciones de partículas de materia oscura con partículas del Modelo Estándar, así como los posibles canales de aniquilación y decaimiento. Estos parámetros son inferidos de los modelos donde aparecen los candidatos y el Modelo Estándar de Partículas.

Para estimar el flujo de fotones obtenido en aniquilación de materia oscura considere un halo de materia oscura que se encuentra a una distancia d de la Tierra con perfil de densidad $\rho(r(l))$, con r la distancia al centro del halo y l parametrizando la distancia al halo a lo largo de línea de visión (line of sight, l.o.s.). Ambas distancias tienen la siguiente relación funcional:

$$(2.1) \quad r(l) = \sqrt{d^2 + l^2 - 2dl \cos \Psi}$$

Con $\cos \Psi = \cos \theta \cos \psi - \cos \phi \sin \theta \sin \Psi_0$, θ y ϕ ángulos polar y azimutal en el halo y Ψ_0 el ángulo entre el vector de la línea de visión y el vector generado entre el observador y el centro del halo (ver Figura 2.1).

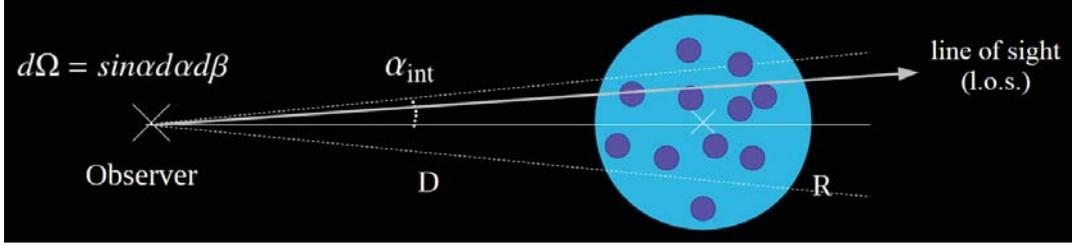


FIGURA 2.1. Diagrama para explicar los cálculos a lo largo de la línea de visión. El ángulo α_{int} está relacionado a la apertura del cono a lo largo de la línea de visión. Al final, el problema de calcular el factor astrofísico se reduce a realizar una transformación integral para proyectar un perfil 3D en un perfil de emisión 2D. A manera de ejemplo, se muestra en la parte inferior de la imagen un hipotético perfil de emisión 2D obtenido para el halo esférico mostrado en la parte superior.

Sea m_χ la masa de los WIMPs. El número de partículas aniquiladas por unidad de tiempo \dot{n} en el volumen $dV = l^2 dl d\Omega$ es [35]:

$$(2.2) \quad \dot{n} = \sum_i^N \frac{\rho(r)}{m_\chi} \langle \sigma v \rangle_i$$

La suma es realizada sobre los N posibles canales de aniquilación y $\langle \sigma v \rangle_i$ es el promedio térmico de la sección eficaz para el canal i . El número total de aniquilaciones por unidad de tiempo en un elemento de volumen dV es:

$$(2.3) \quad \dot{n}_{Tot} = \sum_i^N \frac{\rho(r)}{m_\chi} \langle \sigma v \rangle_i \frac{\rho(r)}{2m_\chi} l^2 dl d\Omega$$

Donde el factor 2 en el segundo denominador se debe a que en el proceso de aniquilación intervienen dos partículas de materia oscura. De aquí, el flujo diferencial de fotones por unidad de energía E en un elemento de volumen dV a la distancia l del elemento dV es:

$$(2.4) \quad \frac{d\Phi_{dV}^\gamma}{dE} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{4\pi l^2} \sum_i^N B_i \frac{dN_i^\gamma}{dE} \frac{l^2}{2m_\chi^2} \rho^2(r) dl d\Omega$$

Donde he escrito $\langle \sigma v \rangle_i = B_i \langle \sigma v \rangle$, $\langle \sigma v \rangle = 3.6 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ y dN_i^γ/dE el número de fotones producidos en una sola aniquilación en el canal i . Los factores B_i son las tasas

de ramificación del canal i y representan la probabilidad de ocurrencia del canal i . Integrando sobre todo el volumen V donde se está realizando la observación, se obtiene el flujo diferencial total de fotones por unidad de Energía E en el volumen V , que es la cantidad medible por el experimento:

$$(2.5) \quad \frac{d\Phi^\gamma}{dE} = \underbrace{\frac{\langle\sigma v\rangle}{8\pi m_\chi^2} \frac{dN^\gamma}{dE}}_{\text{Factor de Física de Partículas}} \overbrace{\int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{l.o.s.}} dl \rho^2(r(l))}^{\text{Factor Astrofísico J}}$$

El primer factor describe los posibles canales de aniquilación y el espectro de fotones obtenido. El segundo factor se conoce como factor Astrofísico de aniquilación J y depende del modelo astrofísico usado para describir la distribución de densidad de materia oscura y la geometría del detector. Aquí he asumido que $B_k = 1$ para $i = k$ y $B_i = 0$ para $i \neq k$, es decir, la probabilidad de aniquilación es máxima para el canal k .

El flujo esperado de fotones obtenido en el decaimiento de WIMPs se calcula en una forma similar. El número de partículas que han decaído por unidad de tiempo es:

$$(2.6) \quad \dot{n} = \sum_i^N \frac{A_i}{\tau_\chi}$$

τ_χ es el tiempo de vida del WIMP y los factores A_i representan la probabilidad de ocurrencia del canal de decaimiento i . El flujo de fotones por el decaimiento de WIMPs en un elemento de volumen dV es:

$$(2.7) \quad \frac{d\Phi_{dV}^\gamma}{dE} = \frac{1}{4\pi\tau_\chi l^2} \sum_i^N A_i \frac{dN_i^\gamma}{dE} \frac{l^2}{m_\chi} \rho(r) dl d\Omega$$

Integrando sobre el volumen V y considerando un canal de decaimiento particular, $A_i = 1$ para $i = k$, el flujo total de fotones obtenido por el decaimiento de WIMPs en un halo de materia oscura es:

$$(2.8) \quad \frac{d\Phi^\gamma}{dE} = \underbrace{\frac{1}{4\pi\tau_\chi m_\chi} \frac{dN^\gamma}{dE}}_{\text{Factor de Física de Partículas}} \overbrace{\int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{l.o.s.}} dl \rho(r(l))}^{\text{Factor Astrofísico D}}$$

A continuación describiré con mayor detalle cada uno de los factores que intervienen en el factor astrofísico.

2.2 Espectro de fotones para Aniquilación y Decaimiento de WIMPs

Tras la aniquilación o decaimiento de WIMPs la producción de fotones se debe a los procesos de decaimiento o hadronización de los productos inestables obtenidos durante el proceso inicial. El espectro de fotones obtenido es continuo y presenta un corte en el valor de la masa del WIMP.¹

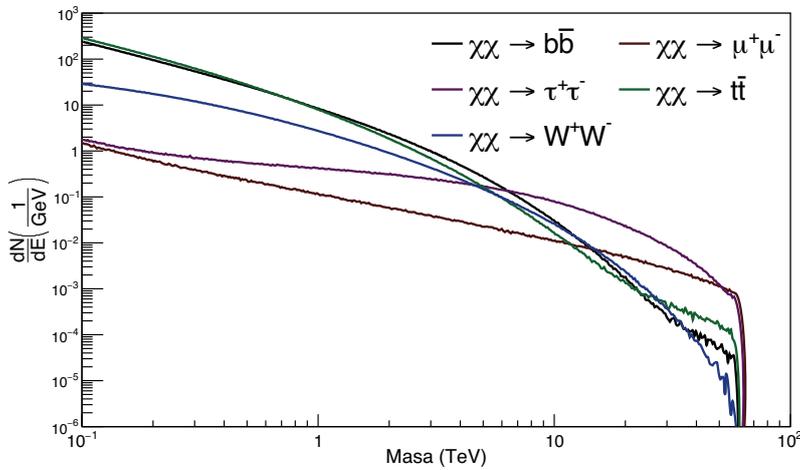


FIGURA 2.2. Espectro de fotones calculado para la aniquilación de WIMPs con masa de 60 TeV en el rango de 100 GeV hasta la masa del WIMP asumiendo que el ancho de aniquilación es al 100% para cada canal. Los espectros son calculados con Pythia 8 [36].

Para obtener el número de fotones obtenido en aniquilación se usan generadores Monte Carlo como PYTHIA [36]. Para los estudios tratados en este trabajo se calculó el espectro de fotones para WIMPs con masas en el rango de operación de energía del Observatorio HAWC (entre 1 TeV y 100 TeV), a los canales: $b\bar{b}$; $\mu^+\mu^-$; $\tau^+\tau^-$; $t\bar{t}$; y W^+W^- . En la figura 2.2 se muestra el espectro de fotones obtenido para la aniquilación de WIMPs con masa de 60 TeV asumiendo tasas de ramificación de 100% para cada canal.

El espectro mostrado en la figura 2.2 también es usado en los cálculos que involucran decaimiento de WIMPs. Esto es debido a que la densidad de estados en ambos procesos pueden ser relacionados por un factor numérico constante [37], obteniendo la siguiente regla de transformación:

¹El caso en que la aniquilación ocurre directamente a dos fotones no será discutido en este trabajo debido a que HAWC no tiene la resolución para poder detectar este tipo de líneas de emisión.

$$\frac{dN^{\text{dec}}}{dE} = \frac{dN^{\text{aniq}}}{d(E/2)}$$

En aniquilación de WIMPs, debido a los procesos que involucran interacciones débiles, se introducen una serie de correcciones (correcciones EW) las cuales tienen mayor importancia para leptones y bosones débiles aumentando el flujo de fotones a bajas energías, ($E \lesssim 1\text{TeV}$). Para el rango de energía en que opera HAWC (1 a 100 TeV), la diferencia en los espectros, tras considerar correcciones electrodébiles o no, es de apenas el 14.5% para canales de aniquilación a leptones τ o a bosones W , ver Figura 2.3. Esta diferencia es nula cuando se consideran aniquilaciones a quarks. Para mayor información sobre correcciones electrodébiles en espectros de aniquilación de materia oscura consulte [38]. En particular, en [39] es posible descargar tablas de datos para obtener el espectro de fotones para una larga lista de canales considerando candidatos a materia oscura con masas desde decenas de GeVs hasta 100 TeVs.

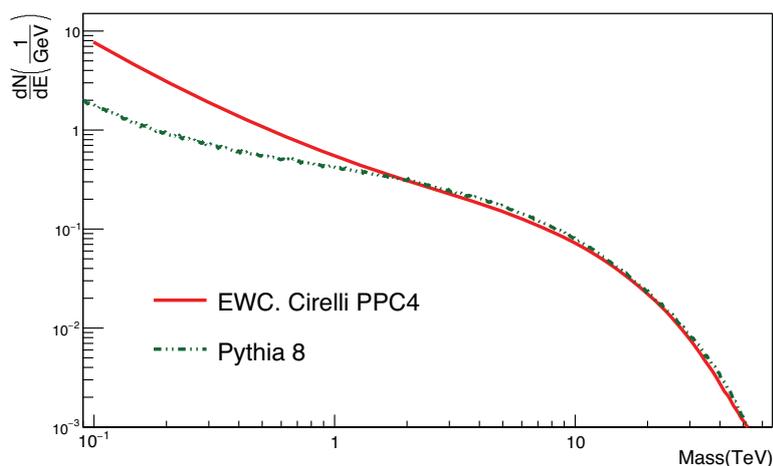


FIGURA 2.3. Espectro de fotones calculado para la aniquilación de WIMPs con masa de 60TeV al canal $\tau^+\tau^-$ considerando correcciones electrodébiles (EWC. Cirelli PPC4, línea magenta) basado en las funciones de extrapolación de [38, 39]; y el obtenido en PYTHIA 8 sin tomar en cuenta correcciones electrodébiles (línea verde). Se observa que los espectros son iguales para energías mayores a 1TeV. La diferencia en ambos para $E \lesssim 1\text{TeV}$ representa $\approx 14.5\%$.

2.3 El factor Astrofísico

Como ya mencioné anteriormente, el factor Astrofísico se define por:

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} dl \rho^2(r(l)) && \text{Aniquilación} \\ \mathbf{D} &= \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} dl \rho(r(l)) && \text{Decaimiento} \end{aligned}$$

Con la integral calculada a lo largo de la línea de visión (*l.o.s.*) y $\Delta\Omega$ el ángulo sólido generado por el campo de visión del experimento que realiza la observación. $\Delta\Omega$ se relaciona a la resolución angular del observatorio por:

$$(2.9) \quad \Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos(\alpha_{int}))$$

Donde α_{int} se conoce como el ángulo de integración. Un análisis dimensional del flujo de fotones muestra que las unidades para el factor astrofísico son:

$$\begin{aligned} [\mathbf{J}] &= \frac{[\text{Masa}]^2}{[\text{Longitud}]^5} && \text{Aniquilación} \\ [\mathbf{D}] &= \frac{[\text{Masa}]}{[\text{Longitud}]^2} && \text{Decaimiento} \end{aligned}$$

A manera de ejemplo, calcularé el factor astrofísico para un halo hipotético de materia oscura explicando brevemente alguno de los términos que intervienen en el cálculo. Considere que el halo está ubicado a una distancia $d = 5 \text{ Mpc}$ de la Tierra, corrimiento al rojo $z = 0$, densidad $\rho(r)$ y masa virial $M_{\text{vir}} = 1.8 \times 10^{13} M_{\odot}$. Me referiré a este modelo como Toy Model. La descripción que presento en las siguientes secciones está basada en el software libre CLUMPY [40].

2.3.1 El perfil de densidad $\rho(r)$

Como mencioné en 1.1.4, se espera que el perfil de densidad de materia oscura sea universal [41, 42]. Sin embargo, no existe un consenso sobre cuál es el valor de la pendiente en la región central de estas distribuciones, 1.1.1.1.

Un halo de materia oscura es completamente descrito por la masa contenida en el halo (M_{vir}), el tamaño del halo, típicamente igual al radio virial del objeto (R_{vir}), y factores de normalización del halo, (ρ_s y r_s). En el escenario de colapso esférico, el radio virial, R_{vir} es definido como el radio donde la densidad es un cierto número de veces mayor que la densidad crítica del Universo, $\rho_c = 125.704 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3}$:

$$(2.10) \quad R_{\text{vir}} = \left(\frac{M_{\text{vir}}}{\frac{4}{3}\pi\Delta_{\text{vir}}\rho_c} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Donde Δ_{vir} es conocido como el parámetro de sobredensidad virial del halo. Dentro de este radio, la materia se encuentra en un estado virializado (es decir, se cumple el teorema del virial), mientras que fuera, aun se presenta materia que está colapsando [43]. De manera genérica, Δ_{vir} depende del modelo cosmológico usado y del corrimiento al rojo de la fuente (z). En la literatura se escoge $\Delta_{\text{vir}} = 200$, independiente de z o del modelo cosmológico, que es el valor que usé para realizar los cálculos. Para Cosmología Λ -CDM, siguiendo [44], Δ_{vir} es obtenido por resolver la ecuación:

$$\Delta_{\text{vir}} \sim \frac{1}{\Omega_m(z)} (18\pi^2 + 82x - 39x^2)$$

Con Ω_m la densidad relativa de materia y $x = \Omega_m(z) - 1$. Para el caso de $z = 0$, $\Delta_{\text{vir}} \sim 337.1$

De forma general, el perfil de densidad es descrito por:

$$\rho(r) = r_s \times \rho_s \times f(r)$$

donde $f(r)$ es una función del radio r . Aunque r_s no es calculado de las simulaciones u observaciones, existe una relación entre r_s y el radio donde la pendiente del perfil de densidad es -2 , r_{-2} . De las simulaciones de N-cuerpos, la concentración del halo, c_{vir} , está relacionada a la masa del halo estudiado. En particular, se considera que:

$$(2.11) \quad R_{\text{vir}} = c_{\text{vir}} \times r_{-2}$$

La densidad de normalización es calculada por garantizar que la masa contenida dentro del radio virial R_{vir} sea justo la masa virial del objeto M_{vir} :

$$M_{\text{vir}} = 4\pi \times \int_0^{R_{\text{vir}}} dr r^2 \rho(r)$$

Despejando para ρ_s , se obtiene:

$$(2.12) \quad \rho_s = \frac{M_{\text{vir}}}{4\pi h(r_{-2})} \left(\int_0^{R_{\text{vir}}} dr r^2 f(r) \right)^{-1}$$

donde he sustituido $r_s = h(r_{-2})$. Las ecuaciones 2.10, 2.11 y 2.12 determinan los parámetros que describen a un halo esférico de materia oscura.

En la literatura existen varias familias que parametrizan los perfiles de densidad obtenidos en simulaciones y observaciones. Estas familias son:

1. Zhao: Describe halos con regiones centrales muy densas. El perfil es propuesto para codificar la información sobre la historia y dinámica del halo estudiado [45]. El perfil es propuesto como una ley de potencias doble:

$$(2.13) \quad \rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma \left(1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right)^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}}$$

Los exponentes $\{\alpha, \beta, \gamma\}$ determinan las pendientes de transición, externa e interna del perfil, respectivamente. El perfil con $\{\alpha, \beta, \gamma\} = \{1, 3, 1\}$ es conocido como perfil Navarro-Frenk-White o perfil NFW [41].

2. Einasto: Ha sido propuesto que la pendiente del perfil de densidad de materia oscura tiene que decrecer conforme $r \rightarrow 0$, dando origen a perfiles con pendientes internas logarítmicas.

- a) Perfiles Einasto Estándar: Basado en los resultados de simulaciones cosmológicas como Aquarius, Springel *et. al.* [46] y Navarro *et. al.* [47] encuentran que los perfiles de densidad de materia oscura pueden ser descritos por:

$$(2.14) \quad \rho(r) = \rho_{-2} \exp\left\{-\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_{-2}}\right)^\alpha - 1\right]\right\}$$

con α , el parámetro de forma del halo. Se ha observado que este tipo de perfiles también describen la distribución espacial de sub-estructuras en halos, (ver sección 2.3.4) [46].

- b) Einasto anti-biased. Los efectos de fuerzas de marea tienden a homogeneizar las regiones centrales del halo, reduciendo la cantidad de sub-estructuras en la vecindad del centro.

$$(2.15) \quad \rho(r) = \rho_{-2} \left(\frac{r}{r_{-2}}\right) \exp\left\{-\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_{-2}}\right)^\alpha - 1\right]\right\}$$

c) Einasto (n^{-1}). Una ligera modificación al perfil estándar Einasto:

$$(2.16) \quad \rho(r) = \rho_e \exp \left\{ -d_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right] \right\}$$

3. Burkert: Revisando los datos obtenidos para Galaxias Enanas Espirales, se observó que es posible encontrar una familia de perfiles auto-similares que está bien correlacionada con el resto de las cantidades observadas, como velocidades de escape y circular, del objeto estudiado [48].

$$(2.17) \quad \rho(r) = r_0^3 \rho_0 [(r + r_0)(r^2 + r_0^2)]^{-1}$$

4. Gao: Este perfil es usado para describir la distribución espacial de sub-estructuras (ver sección 2.3.4), tratando de tomar en cuenta, al igual que los perfiles Einasto anti-biased, los efectos de marea. El número de sub-estructuras dentro de un radio r es [49]:

$$(2.18) \quad N_{<r} = \frac{(1 + ac) \left(\frac{r}{r_{200}} \right)^\beta}{1 + ac \left(\frac{r}{r_{200}} \right)^\alpha}$$

Es posible encontrar un perfil para distribución de materia oscura usando $N_{<r}$ [50]

Para los análisis que realicé en este trabajo, consideré los perfiles Burkert, Einasto y NFW para la distribución de materia oscura.

2.3.2 El parámetro de concentración virial c_{vir}

Las simulaciones cosmológicas son diseñadas de tal forma que la concentración del halo de interés sea una función de la Masa contenida a un cierto radio r (Ecuación 2.11), ver por ejemplo [46]. Se espera que la concentración del halo disminuya conforme su masa aumenta. No todas las relaciones obtenidas de simulaciones cosmológicas u observaciones son válidas para todos los rangos de masa de halos considerados. En este trabajo, debido a la posibilidad de sub-halos de materia oscura con masas tan pequeñas como $10^{-6}M_\odot$, se necesitan relaciones $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$ que puedan ser extrapoladas hasta ese régimen de masas,

(2.3.4.4). Lavalley [51], provee una parametrización genérica para obtener las relaciones obtenidas por varios autores:

$$(2.19) \quad \ln(c_{\text{vir}}) = \sum_{i=0}^m C_i \left[\ln\left(\frac{M_h}{M_\odot}\right) \right]^i + \ln\left(\frac{1}{1+z}\right)$$

Algunas parametrizaciones estudiadas en la literatura son:

1. Bullock [44]

$$C_i = \{-4.34, 0.0384, -3.91 \times 10^{-4}, -2.2 \times 10^{-6}, -5.5 \times 10^{-7}\}$$

C_i en la ecuación 2.19

2. Giocoli [52]

$$\log_{10}(c_{\text{vir}}) = \log_{10} 0.45 \left[4.23 + \left(\frac{t_1}{t_{0.04}}\right)^{1.15} + \left(\frac{t_0}{t_{0.5}}\right)^{2.3} \right]$$

con t_i , el tiempo en el que halo estudiado ha acretado el $i \times 100\%$ de su masa total. t_1 representa el tiempo en el que el halo se formó completamente y t_0 , la época presente.

3. Sánchez-Conde [53]

$$c_{200} = \sum_{i=0}^5 C_i \left[\ln\left(\frac{M_{200}}{h^{-1}M_\odot}\right) \right]^i$$

$$C_i = \{37.5153, -1.5093, 1.636 \times 10^{-2}, 3.66 \times 10^{-4}, -2.0 \times 10^{-5}, 5.32 \times 10^{-7}\}$$

En la figura 2.4 se muestran los valores de $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$ para masas de halos entre $10^{-6}M_\odot$ y $10^{15}M_\odot$ para las relaciones usadas en este trabajo.

2.3.3 Toy Model. Ejemplo de cálculo de parámetros para el perfil de densidad

Para el halo de Toy Model calculé los parámetros que describen al halo para cada uno de los perfiles de densidad considerados. En la tabla 2.1 se muestran los valores de los parámetros del perfil de densidad de Toy Model para diferentes relaciones $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$. Para el caso de la relación $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$ por Sánchez-Conde, en la figura 2.5 se muestran los perfiles de densidad obtenidos. Para los perfiles de densidad, en la figura 2.5 se observa que los perfiles NFW y Einasto tienen pendientes similares mientras que el perfil Burkert es un perfil con región central plana (core profile).

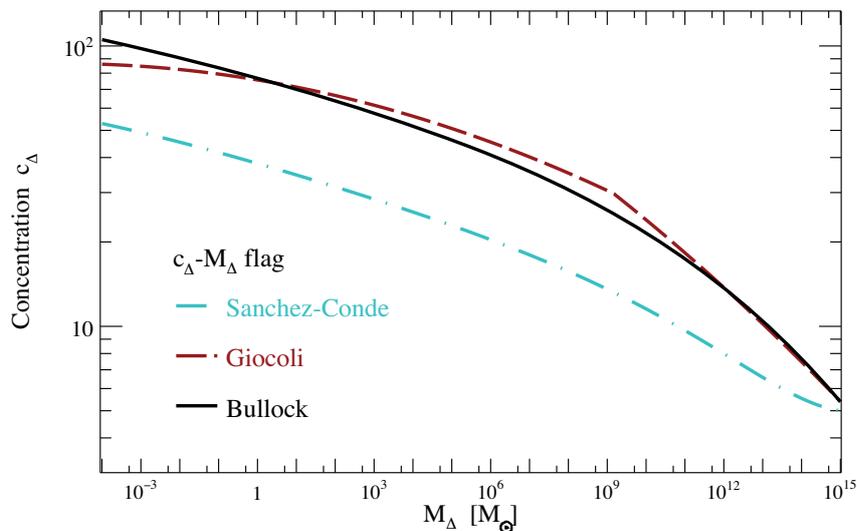


FIGURA 2.4. Relación $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$ para cada una de las relaciones presentadas en el texto. Los valores son obtenidos para masas de halos desde $10^{-6}M_{\odot}$ hasta $10^{15}M_{\odot}$. Para el caso de la relación de Sánchez-conde, la relación es obtenida cuando el parámetro de concentración Δ tiene el valor de 200. La gráfica es obtenida con el software CLUMPY [40].

Toy Model			
$M_{\text{vir}} = 1.8 \times 10^{13}M_{\odot}$		$R_{\text{vir}} = 470.81 \text{ kpc}$	
Perfil	c_{vir}	$r_s \text{ (kpc)}$	$\rho_s (\times 10^6 M_{\odot} \text{ kpc}^{-3})$
NFW	Sánchez-Conde	50.017	7.9536
	Bullock	48.6455	8.51185
	Giocoli	49.8714	8.01128
Burkert	Sánchez-Conde	32.8778	20.7104
	Bullock	31.9747	22.2193
	Giocoli	32.7804	20.8661
Einasto	Sánchez-Conde	50.017	1.85033
	Bullock	48.6455	1.97989
	Giocoli	49.8714	1.86371

TABLA 2.1. Parámetros calculados para el perfil de distribución de materia oscura en el halo de Toy Model. Se calculan los parámetros de normalización para tres perfiles y para tres relaciones diferentes del parámetro de concentración c_{vir} .

2.3.4 Sub-estructura y Boost Factor B

Como mencioné en 1.1.4, las simulaciones de N-cuerpos predicen un número muy grande de sub-halos o sub-estructuras presentes en el halo principal de materia oscura. Para un

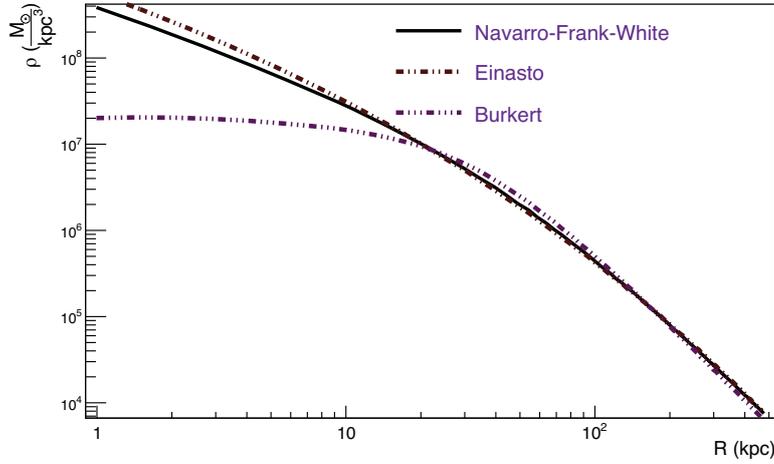


FIGURA 2.5. Perfil de distribución de materia oscura en función del radio R para el halo considerado en mi Toy Model. El perfil es calculado para la relación obtenida por Sánchez-Conde para c_{vir} [53]. Los parámetros del halo son mostrados en la tabla 2.1. Se muestra la densidad considerando los perfiles NFW, Einasto y Burkert.

halo con $M \sim 10^{12} M_{\odot}$, el número de sub-halos estimados es mayor o igual a 10^{14} . En el caso de la Vía Láctea, se ha verificado que sistemas con baja y muy baja luminosidad (faint y ultra-faint galaxies) son objetos dominados por materia oscura haciendo posible su identificación como sub-halos embebidos en el halo de la Vía Láctea. Sin embargo la cantidad de estos satélites es muy pequeña comparada con la estimación de Simulaciones de N-cuerpos.

Mientras que la presencia de sub-halos no afecta el cálculo del factor D , en el caso del factor J se agregan dos términos extra en el cálculo:

$$\begin{aligned}
 (2.20) \quad \mathbf{J}_{\text{Tot}} &= \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} dl d\Omega \rho^2 \\
 &= \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} dl d\Omega \left(\rho_{\text{smooth}} + \sum_i^{N_{sh}} \rho_i \right)^2 \\
 &= \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} dl d\Omega \left(\rho_{\text{smooth}}^2 + \sum_i^{N_{sh}} \rho_{\text{smooth}} \times \rho_i + \sum_i^{N_{sh}} \rho_i^2 \right) \\
 \mathbf{J}_{\text{Tot}} &= \mathbf{J}_{\text{smooth}} + \mathbf{J}_{\text{prod}} + \mathbf{J}_{\text{sub}}
 \end{aligned}$$

Donde el subíndice “smooth” se refiere a la contribución del halo principal, “sub” a la contribución de los sub-halos y “prod” al producto cruzado del perfil de densidad del halo

principal y el perfil de cada sub-halo. La suma es realizada sobre los sub-halos presentes en el halo.

Debido al gran número de sub-halos presentes, una descripción continua del problema es más conveniente reemplazando las cantidades que intervienen en el factor J por su promedio. Al igual que en el caso del halo principal, las propiedades de cada sub-halo son determinadas por la masa, el perfil de densidad, el parámetro de concentración y la posición relativa al centro del halo. Haciendo uso de la universalidad del perfil de densidad de materia oscura, el perfil de densidad de cada sub-halo es el mismo. Se hace la suposición de que el resto de las variables son descritas por funciones de distribución normalizadas al número total N_{tot} de sub-halos. En particular, se supone que son variables independientes entre sí:

$$(2.21) \quad \frac{d^3 N_{sub}}{dV dM dc} = N_{tot} \frac{dN_{sub}}{dV} \frac{dN_{sub}}{dM} \frac{dN_{sub}}{dc}$$

2.3.4.1 Distribución espacial

Usualmente se selecciona que la distribución espacial de sub-halos, dN_{sub}/dV , sea descrita por el perfil de densidad del halo principal. Sin embargo, debido a efectos de fuerzas de marea intensas en las regiones centrales del halo, se espera que los sub-halos presentes en esta región pierdan la mayoría de su masa. En estos casos, los sub-halos están dispuestos en regiones externas mayores al radio de escala del halo principal. Esto puede ser simulado por los parámetros ac , α y β en el perfil Gao o el parámetro de forma α en el perfil Einasto antibiased (2.3.1)

2.3.4.2 Distribución en masa

La distribución en masa de los sub-halos es descrita por una ley de potencias simple con índice espectral α . De simulaciones de N-cuerpos, el valor estándar de α se encuentra entre 1.8 y 2.1:

$$(2.22) \quad \frac{dN_{sub}}{dM} = \kappa M^{-\alpha_M}$$

La constante κ es un factor de normalización para garantizar que la distribución es normalizada a la unidad:

$$\int_{M_{min}}^{M_{max}} dM \frac{dN_{sub}}{dM} = 1$$

Con la masa de los sub-halos en el rango $[M_{min}, M_{max}]$. No existe un límite claro sobre el valor de la masa más pequeña que pueda tener un sub-halo porque no existe un corte en el espectro de perturbaciones en la Cosmología Λ -CDM, sin embargo valores tan pequeños como $10^{-6}M_{\odot}$ son propuestos de acuerdo a la temperatura en que ocurre el desacople cinético de la materia oscura en el Universo temprano [51]. También de simulaciones de N-cuerpos, se espera que la masa debida a los sub-halos represente hasta una fracción $f \sim 10\%$ de la masa total del objeto estudiado, aunque valores tan grandes como 70% pueden ser encontrados en la literatura. El valor de la masa máxima de los sub-halos es determinado por la evidencia de halos tan masivos como en el caso de la Vía Láctea ($\sim 10^{12}M_{\odot}$). Típicamente se expresa en términos de una fracción de la masa total del halo principal.

2.3.4.3 Distribución del parámetro de concentración

El parámetro de concentración es determinado por la masa virial del halo considerado y el perfil de densidad seleccionado. En principio, se espera que sub-halos con la misma masa tengan el mismo valor del parámetro de concentración virial. Actualmente, en simulaciones de N-cuerpos se observa que no es posible determinar de manera precisa el valor del parámetro de concentración y es descrita por una distribución con dispersión σ_c , [44]:

$$(2.23) \quad \frac{dN_{sub}}{dc} = \frac{\exp\left\{-\left[\frac{\ln c - \ln(\bar{c}(M))}{\sqrt{2}\sigma_c(M)}\right]^2\right\}}{\sqrt{2\pi} c \sigma_c(M)}$$

2.3.4.4 Niveles de sub-estructura

Es posible que en halos muy masivos, algunos de los sub-halos también presenten sub-estructura. La estimación de esta contribución al factor J es calculada de manera recursiva a partir de la luminosidad de un halo asumiendo que no hay sub-estructura, \mathcal{L}_0 :

$$\mathcal{L}_0 = \int_{V_{Halo}} dV [\rho_{Halo}(M, c)]^2$$

Para N niveles de sub-estructura, la luminosidad del halo es [40]:

$$\begin{aligned}
 (2.24) \quad \mathcal{L}_N &= \int_{V_{\text{Halo}}} dV \left(\rho_{\text{Halo}}^{\text{smooth}} \right)^2 + 2 \int_{V_{\text{Halo}}} dV \rho_{\text{Halo}}^{\text{smooth}} \langle \rho_{\text{sub}}(M) \rangle \\
 &+ N_{\text{tot}} \int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} dM' \frac{dN_{\text{sub}}}{dM'} \mathcal{L}_{N-1}(M') \\
 \mathcal{L}_N &= \mathcal{L}_{\text{smooth}} + \mathcal{L}_{\text{prod}} + N_{\text{tot}} \int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} dM' \frac{dN_{\text{sub}}}{dM'} \mathcal{L}_{N-1}(M')
 \end{aligned}$$

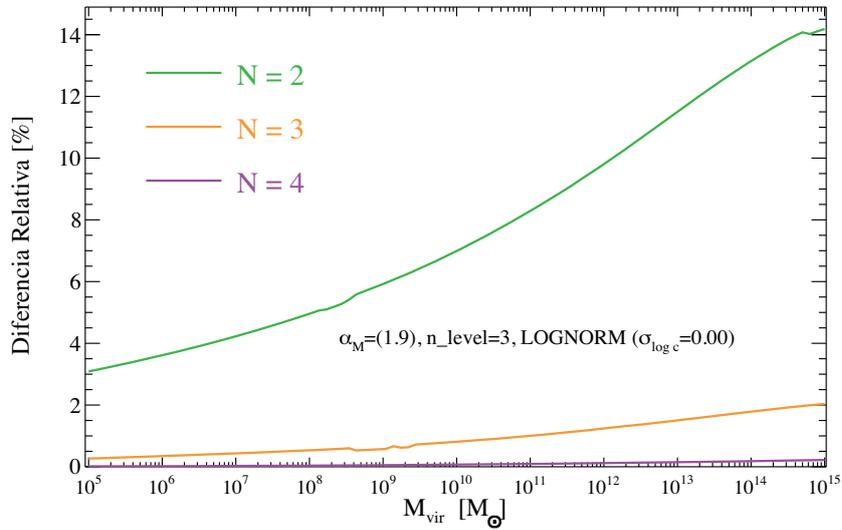


FIGURA 2.6. Diferencia relativa porcentual para el factor astrofísico J calculado para diferentes niveles de sub-estructura para halos de materia oscura con masas en el rango $[10^4, 10^{15}] M_{\odot}$. Se considera el parámetro de concentración reportado por Sánchez-Conde. La distribución en masas de los sub-halos tiene índice espectral $\alpha = 1.9$ y no hay dispersión en el parámetro de concentración de sub-halos, $dN_{\text{sub}}/dc = \delta(c - \bar{c})$. La fracción de masa presente en forma de halos es $f = 10\%$ de la masa máxima. Se consideran hasta 4 niveles de sub-estructura y la comparación se hace respecto al nivel 1 de sub-estructuras, halos dentro del halo principal. Se observa que para el segundo nivel de sub-estructuras, la contribución al factor es de apenas el 10% para halos de materia oscura con masas de $10^{12} M_{\odot}$.

Donde $\langle \rho_{\text{sub}}(M) \rangle = f M_{\text{tot}} dN_{\text{sub}}/dV$ es el promedio de la densidad de los sub-halos y $\rho_{\text{smooth}} = \rho_{\text{Tot}} - \langle \rho_{\text{sub}} \rangle$ es la contribución suave al halo principal. El primer nivel de sub-estructura es el que mayor contribuye al factor J , mientras que niveles más grandes contribuyen en menor medida, menor al 15% para el segundo nivel, y menor al 2% para tercer y cuarto nivel para un halo con una masa de $10^{14} M_{\odot}$, ver Figura 2.6.

2.3.4.5 Boost factor B

De la Ecuación 2.20, el boost factor, o factor de incremento, B se define como la razón del factor J considerando sub-estructura, J_{Tot} , al factor J sin considerarla. Este factor se debe solamente a que la integral del factor J es sobre ρ^2 .

La estimación del factor B y del factor astrofísico total J_{Tot} dependen de diversos parámetros y funciones de acuerdo a la descripción de la sub-estructura y en general:

$$(2.25) \quad J = J\left(\alpha_{int}, \Delta\Omega, f, M_{min}, M_{max}, \frac{d^3 N_{sub}}{dV dM dc}\right)$$

Debido a la incertidumbre en conocer exactamente el valor de algunos de los parámetros en la Ecuación 2.25, es posible encontrar valores muy extremos del factor B, desde unas cuantas decenas varios miles o decenas de miles el factor J.

Para los cálculos realizados en este trabajo, usé valores predeterminados y recurrentes en la literatura para algunos de los parámetros en la Ecuación 2.25:

- $\alpha_M = 1.9$
- $f = 0.1$
- $M_{max} = 0.01M_{\text{Tot}}$
- dN_{sub}/dc con $\sigma_c = 0.24$, [44]

2.4 Cálculo del Factor Astrofísico. CLUMPY

CLUMPY es un software de distribución libre para el cálculo de factores astrofísicos de halos esféricos y triaxiales de materia oscura, reconstrucción de halos de materia oscura a partir de datos cinemáticos usando las ecuaciones de Jeans y calcular el flujo esperado de fotones y neutrinos usando los espectros calculados por Cirelli [39, 54]. Para los cálculos realizados en este trabajo, usé la versión de CLUMPY liberada en 2015 [40, 50]. A continuación mostraré los cálculos del factor astrofísico J_{Tot} para diversas configuraciones de perfil de densidad y sub-estructura del halo del Toy Model.

2.4.1 Caso sin sub-estructura

En la Figura 2.7, se muestran los perfiles angulares ($\theta = \tan^{-1}(r/d)$) de los factores J y D para el halo de Toy Model sin considerar sub-estructura ($f = 0$). Los parámetros

de forma del halo principal son tomados de la Tabla 2.1. Para la parametrización de la relación $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$, seleccioné la proporcionada por Sánchez-Conde [53]. Ambos factores son calculados en la extensión angular total del halo.

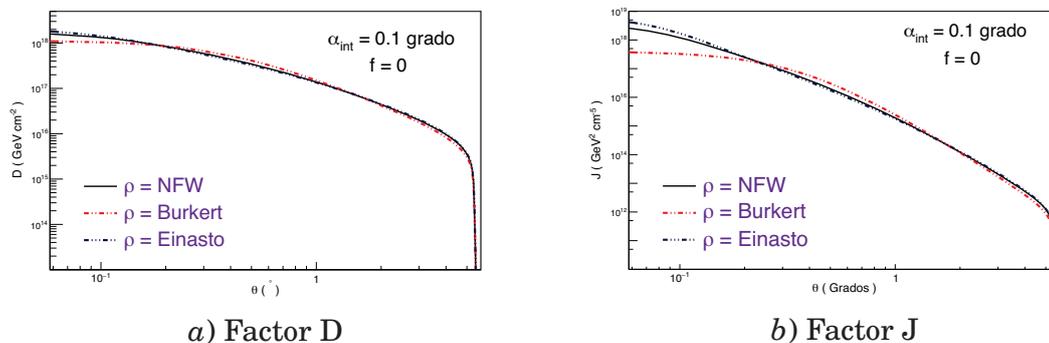


FIGURA 2.7. Los factores son calculados para el halo en Toy Model sin considerar sub-estructura, $f = 0$, y para tres casos diferentes del perfil de densidad: Burkert, Einasto y NFW. Para los cálculos consideré $\alpha_{\text{int}} = 0.1$ y la relación $R_{\text{vir}} - c_{\text{vir}}$ proporcionada por Sánchez Conde.

Para el caso del factor D, se observa en la Figura 2.7,*a*), que su valor no depende de la parametrización elegida para describir la distribución de materia oscura sino de la cantidad de materia oscura presente en el halo. Esto no se cumple para el factor J, Figura 2.7,*b*), en particular para radios menores a $\theta \lesssim 0.5^\circ$ ($r < r_s$), donde se muestra la separación entre perfiles tipo core (Burkert) y perfiles tipo Cusp (Einasto y NFW).

2.4.2 Caso con sub-estructura

Para el factor J considerando sub-estructura en halo del Toy Model, consideré como parámetros libres aquellos que dejan una variación significativa de los factores B y J. Estos parámetros son la masa mínima y distribución espacial de sub-halos y la fracción de masa total que corresponde a sub-halos. Para estos cálculos consideré algunas condiciones generales de los parámetros que describen a los sub-halos, (2.3.4.5).

2.4.2.1 Dependencia en dN_{sub}/dV

Al igual que en el caso sin sub-estructura, consideré tres perfiles para describir la distribución espacial de materia oscura: Burkert, Einasto y NFW. Para la distribución espacial de sub-halos consideré los casos de los perfiles Burkert, Einasto antibiased, Gao y NFW. Para los cuatro casos, consideré que el radio de normalización es el mismo que

el radio de normalización del perfil de densidad. El parámetro de forma para el perfil Einasto antibiased es $\alpha = 0.17$, igual que en el perfil de densidad Einasto; mientras que los parámetros de forma para el perfil Gao son $\{\alpha = 0.244; \alpha = 2.0; \beta = 1.441386\}$, [49]. Para la masa mínima de los sub-halos fijé el valor en $M_{min} = 10^{-6}M_{\odot}$. En la Figura 2.8 se muestran las gráficas para el factor J_{Tot} y el factor B obtenido para algunas de las configuraciones calculadas.

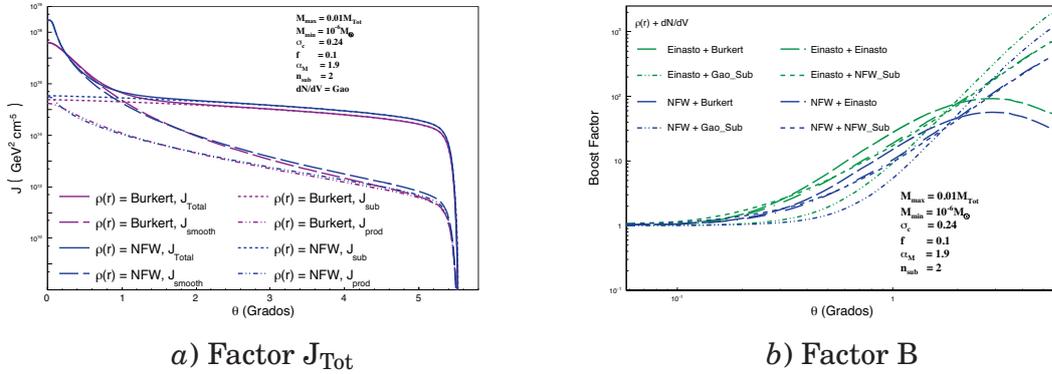
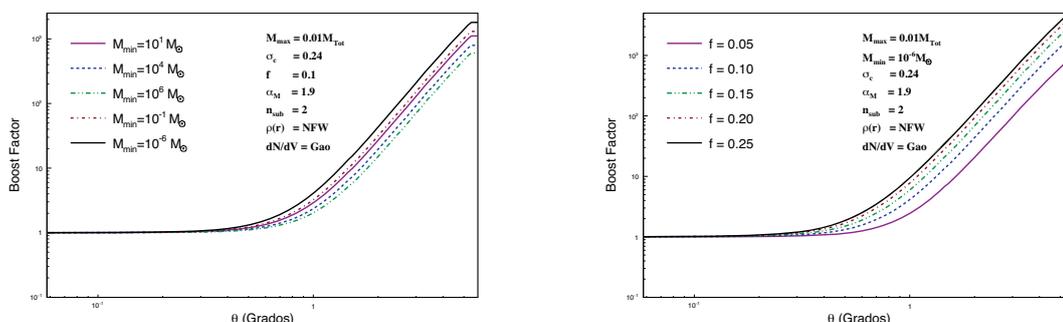


FIGURA 2.8. Perfil angular para los factores B y J para el halo de Toy Model asumiendo diferentes configuraciones $\{\rho(r), dN/dV\}$. a) Se muestran cada una de las contribuciones del factor J_{Tot} para dos perfiles de densidad diferentes, Burkert y NFW. En este caso la distribución espacial de sub-halos es simulada por un perfil Gao. b) El factor B se obtuvo para dos diferentes perfiles de densidad, Einasto y NFW, y para cuatro perfiles de distribución de sub-halos, Burkert, Einasto, Gao y NFW. Se observa que la configuración que arroja el valor más grande del factor B es el halo con perfil de densidad Einasto y perfil de distribución espacial de sub-halos Gao.

Para el caso de la contribución de sub-halos, el perfil que contribuye con mayor cantidad al número de sub-halos en la región central es el perfil NFW, mientras que el perfil Gao contribuye mayoritariamente hacia las afueras del halo, $\theta > 1^\circ$. Se observa en general que el perfil angular del factor J es dominado por la contribución smooth en la región central del halo, $\theta \lesssim 0.5^\circ$ o $r \lesssim r_s$. La contribución más importante para el factor J_{Tot} para radios mayores a r_s es la proveniente de sub-halos, J_{sub} . En el caso del factor B, las configuraciones que maximizan su valor corresponden a masa mínima de sub-halos de $10^{-6}M_{\odot}$ y con distribución espacial descrita por el perfil de Gao.

2.4.2.2 Dependencia en la masa mínima de sub-halos

No es claro cuál es el valor más chico que pueden presentar los sub-halos. Se espera que procesos de ruptura, como fuerzas de marea y fricción debido a la presencia de bariones, disminuyan drásticamente la cantidad de sub-halos con masas muy pequeñas aumentando el valor de la masa mínima que pueda tener un sub-halo. Para estos cálculos consideré solo el caso en que la distribución espacial de sub-halos es descrita por el perfil de Gao con los parámetros de forma descritos en la sección 2.4.2.1, y la densidad descrita por el perfil NFW. En la Figura 2.9,*a*) se muestra el perfil angular del factor B para masas $M_{min} \{10^{-6}, 10^{-1}, 10^1, 10^4, 10^6\} M_{\odot}$.



a) Efecto de la masa mínima de sub-halos *b*) Efecto de la cantidad de sub-halos

FIGURA 2.9. Perfil angular del Factor B para diferentes valores de M_{min} , *a*), y de la cantidad, *b*), de sub-halos. El cálculo es considerando perfil de densidad NFW y distribución espacial de sub-halos tipo Gao. *a*) Debido a la naturaleza de la función de probabilidad para la masa de los sub-halos, mientras más pequeño sea el valor de la masa mínima permitida, la cantidad de sub-estructuras aumenta, aumentando el valor de esta contribución al factor total J_{Total} . *b*) El valor de f está restringido por la resolución de masa permitida por las simulaciones de N cuerpos, sin embargo es plausible que efectos de marea y fuerzas de fricción dejen a valores de f del orden del 15% o menores.

Se observa que el factor B decrece conforme el valor M_{min} aumenta. Esto se debe a que la cantidad de sub-estructuras es restringida por la fracción de masa permitida, en este caso $f = 0.1$, y conforme el valor de M_{min} crece, se necesitan menor cantidad de sub-halos para cumplir con la condición $\sum_i M_{sub}^{(i)} = f \times M_{Halo}$, disminuyendo la contribución J_{sub} al factor total J_{Total} .

2.4.2.3 Dependencia en la fracción de masa debida a sub-halos

Finalmente, calculé el factor B para diferentes valores de la fracción de masa debida a sub-halos. Los parámetros que consideré son los mismos que la sección 2.3.4.5, fijando ahora el valor de M_{min} a $10^{-6} M_{\odot}$. Los valores considerados de f fueron $\{0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25\}$. Los resultados se muestran en la Figura 2.9,*b*). Se observa que el factor B aumenta conforme el valor de f crece. Esto se debe a que la cantidad de sub-halos presentes aumenta para valores de f mayores, aumentando la contribución de J_{sub} al factor total. Para los análisis presentados en el capítulo siguiente, consideraré que el valor de f es 0.1, de acuerdo con los resultados obtenidos en simulaciones cosmológicas.

Para terminar esta sección, hago mención de que los resultados anteriores están basados en el estado de arte actual de las simulaciones cosmológicas [15, 16]. Dichos resultados pueden cambiar una vez que se incluyan de manera adecuada los efectos de bariones en la formación de estructuras o tomar en cuenta la posibilidad de halos cuya simetría no sea esférica.

2.5 Posibles candidatos a fuentes de materia oscura

En el cálculo de los factores astrofísicos se debe de tener un conocimiento preciso sobre la distribución de materia oscura en el objeto que se está observando, por lo que objetos que son dominados completamente por materia oscura, son los mejores objetos de estudio. En este sentido, las observaciones de la dinámica de satélites de galaxias, galaxias y cúmulos de galaxias han permitido estimar la cantidad y distribución de materia oscura en estos objetos. De todos, los mejores objetos para realizar búsquedas indirectas son las galaxias enanas esferoidales (dSph). Este tipo de objetos han sido identificados como sistemas de baja y muy baja luminosidad, con una población estelar de apenas varios centenares o miles de estrellas. Se ha demostrado que estas galaxias tienen razones masa-luminosidad mayores a 100 veces, es decir, existe mayor cantidad de materia que la estimada por la luminosidad de la galaxia, por lo que son objetos dominados por materia oscura. La principal ventaja de estos objetos radica en que no ha sido detectada ninguna emisión en rayos gamma de alta anergia asociada con algún proceso astrofísico conocido. Debido a la poca contaminación esperada, las galaxias dSph son usadas típicamente en estudios que involucran la aniquilación de materia oscura. Los otros objetos de interés son los halos de galaxias. Mediante diversas técnicas, se ha demostrado que galaxias espirales y galaxias enanas son dominadas por materia oscura a todas las escalas. Para estos objetos, las posibles señales de materia oscura serían contaminadas por diversos

procesos, como explosiones de supernova, emisión de estrellas en regiones de formación estelar, etc.

El último objeto por revisar brevemente son los cúmulos de galaxias. En la Cosmología Λ -CDM, estos objetos son los últimos en formarse debido al sistema de jerarquía y se espera que sean los objetos con mayor cantidad de materia oscura presente en sus halos, por lo que los cúmulos de galaxias son buenos sistemas para estimar el tiempo de vida de candidatos a materia oscura.

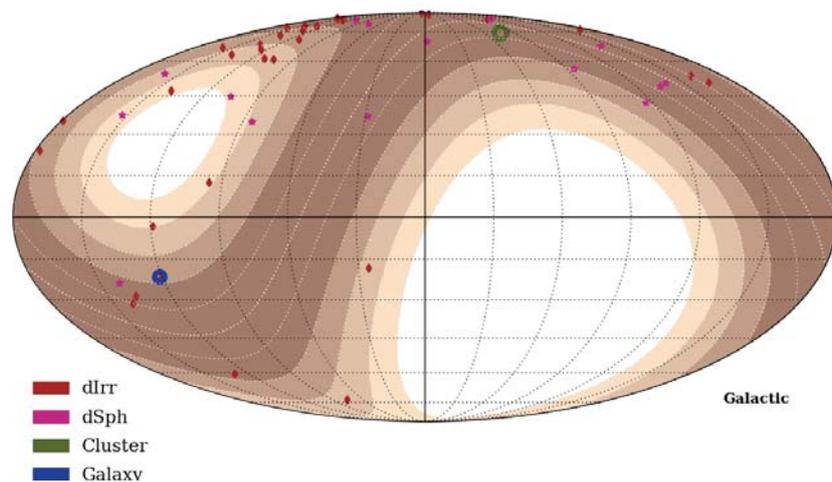


FIGURA 2.10. Mapa con la posición de los posibles candidatos a fuentes de materia oscura dentro del campo de visión de HAWC: 15 galaxias dSph, 31 galaxias dIrr, la galaxia M31 y el cúmulo de galaxias Virgo. Se muestran las bandas de sensibilidad al cabo de un año de observaciones de HAWC.

Es necesario hacer notar que se debe contar con un estudio y estimación adecuada de los procesos que pueden contaminar la señal de materia oscura esperada. En el caso de los estudios en halos de cúmulos de galaxias, estos procesos involucran la emisión por galaxias activas y la producción de fotones por el decaimiento de piones neutros, π^0 , en interacciones de protones con el gas del medio intergaláctico. El no incluir estas correcciones deja a estimaciones poco realistas de los límites de exclusión de la sección eficaz de aniquilación y el tiempo de vida de candidatos a materia oscura. Para ver un ejemplo puede consultar [55–57].

2.6 El Observatorio HAWC

El último punto a discutir versa sobre los experimentos que pueden realizar búsquedas indirectas de materia oscura. Interesados en la detección de rayos gamma, existen dos tipos de experimentos diseñados para este propósito: experimentos colocados en satélites terrestres y experimentos terrestres. Los experimentos colocados en órbita, como FERMI-LAT [31], ofrecen una ventaja al monitorear de manera continua la bóveda celeste. Sin embargo, debido a que los rayos gamma de alta energía son estadísticamente menos frecuentes, el área efectiva del detector a estas energías depende de la energía del fotón que quiere ser detectado, lo cual es restringido por el tamaño del satélite que acogerá al detector. En este sentido, los experimentos terrestres ofrecen la ventaja de realizar observaciones a mayor energía, claro pagando otros costos.

Existen dos técnicas que pueden utilizarse en experimentos terrestres:

- Telescopios de Imagen Cherenkov Atmosférico (IACT). Basada en la detección de la luz cherenkov producida por partículas en cascadas atmosféricas extensas. Ejemplo de este tipo de observatorios son HESS [29], MAGIC [30].
- Detector de Cherenkov en agua. Detector que consta de un contenedor de agua aislada ópticamente e instrumentada con detectores para coleccionar la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas producidas en cascadas atmosféricas. (Milagro [58], HAWC)

Ambas técnicas ofrecen ventajas y desventajas. En particular, la técnica basada en coleccionar la luz Cherenkov en agua, permite que el experimento opere continuamente, observar grandes porciones de la bóveda celeste de manera simultánea y realizar búsquedas de eventos debido a fuentes transitorias. A este tipo de experimentos pertenece HAWC.

El Observatorio HAWC (High Altitude Water Cherenkov) es un arreglo compacto de 300 detectores de Cherenkov en agua (WCD, Water Cherenkov Detector) localizado a 4100 metros de altitud en una planicie entre los volcanes Sierra Negra y Pico de Orizaba, Puebla, México. Un WCD consiste de un tanque de acero de 7.3 metros de diámetro y 4.5 metros de altura, con una bolsa de plástico que contiene 2×10^5 litros de agua purificada, e instrumentado con cuatro tubos foto-multiplicadores (PMT): un PMT de 10 pulgadas ubicado en el centro del WCD, y tres PMTs de 8 pulgadas a 1.86 metros del centro igualmente separados entre sí (Figura 2.11).

Debido a su diseño, HAWC actúa como un calorímetro, absorbiendo electrones, positrones y rayos gamma de baja energía lo cual garantiza una medida adecuada de la

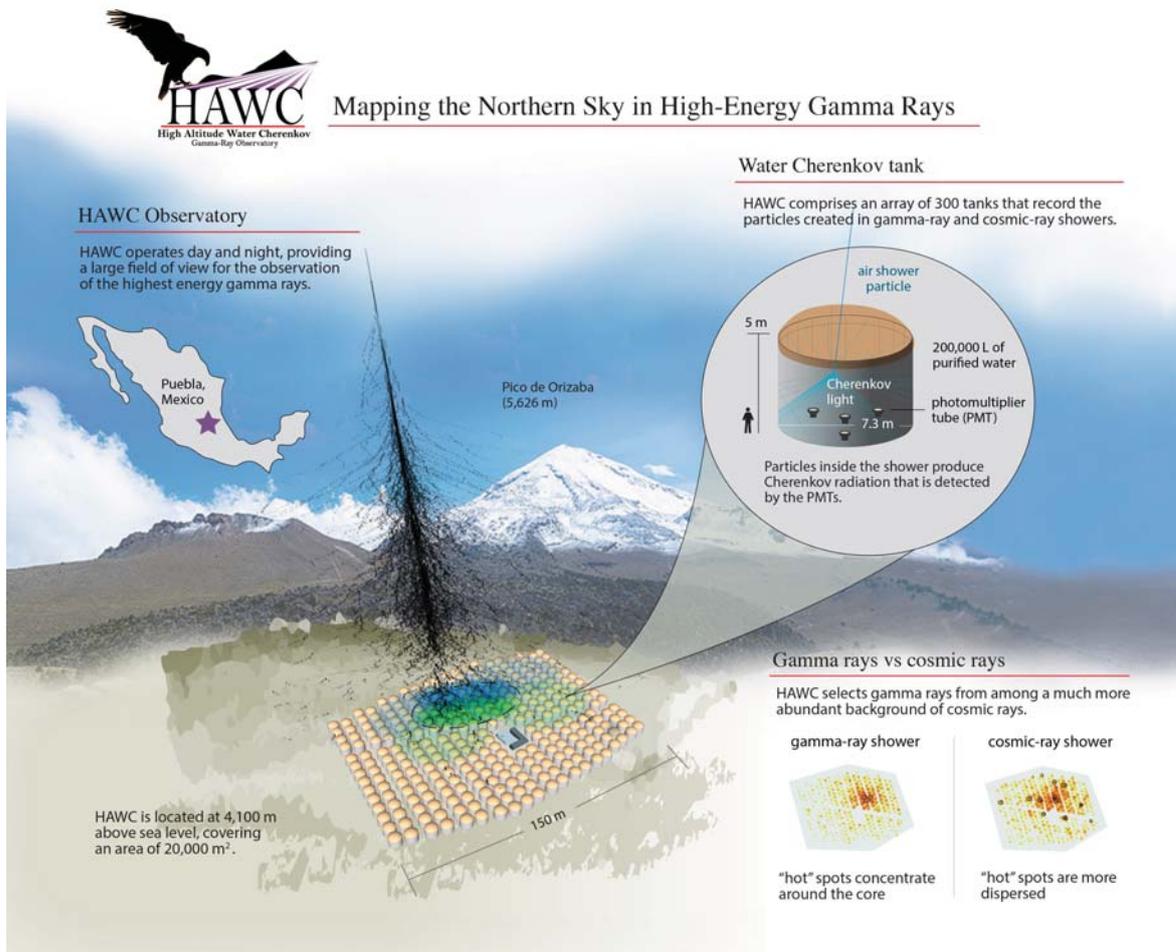


FIGURA 2.11. El Observatorio HAWC en una imagen. Se muestra

energía depositada en el detector por las partículas en la cascada atmosférica. Para considerar que un evento registrado en HAWC se debe al paso de una cascada, se toma como condición que al menos 28 PMTs registren una señal en una ventana de tiempo de 150 ns. Los tiempos y cantidad de energía depositada en los PMTs sirven para reconstruir la energía y dirección de la partícula primaria que originó la cascada. HAWC es sensible a rayos gamma con energías entre 1 y 100 TeV.

Uno de los grandes retos a vencer en este tipo de observatorios es determinar de manera precisa la naturaleza de la partícula que generó la cascada registrada. Para esto, HAWC utiliza un criterio topológico en el que se observa cuál es la distribución de energía depositada en los WCDs: las cascadas generadas por rayos gamma muestran una distribución de energía radial (distancia al centro de masa de la cascada) y uniforme,

mientras que las cascadas generadas por partículas hadrónicas, muestran distribuciones de energía con mayor dispersión e incluyen varias señales muy grandes debida a muones lejos de la posición del centro de la cascada.

Para el análisis de datos, los eventos registrados son clasificados por tamaño en 10 bins. Esta separación depende de la fracción de PMTs activos en el detector que participan en la reconstrucción de la cascada. Posteriormente para cada bin, se aplican cortes para separar entre eventos hadrónicos y electromagnéticos. Cada corte es optimizado sobre la región de la Nebulosa del Crab. Como un ejemplo, para los eventos que abarcan toda la extensión de HAWC, los cortes aplicados garantizan que el 99% de las cascadas de origen hadrónico sean removidos.

HAWC posee un campo de visión amplio, y gracias a su operación continua, observa 8 sr (~ 26260 grados cuadrados) de la bóveda en un tránsito. La resolución angular de HAWC depende del tamaño del evento, alcanzando un vaor de 0.2° (68% de nivel de confianza) para los eventos de mayor tamaño.

Por último, HAWC fue inaugurado en marzo de 2015 y tiene como propósitos estudiar aceleración de partículas en fuentes galácticas y extragalácticas, así como la propagación de de rayos cósmicos al interior de la Galaxia. Algunos de los objetos que pueden ser estudiados por HAWC son:

1. Pulsar Wind Nebula
2. Remanentes de Supernova
3. Núcleos Activos de Galaxias, como la radio-galaxia M87
4. Anisotropía a gran y pequeña estrucuta en el arribo de rayos cósmicos de origen hadrónico
5. Búsqueda de detellos de rayos gamma
6. Física Solar
7. Materia Oscura

2.6.1 Resultados de búsquedas indirectas de materia oscura realizadas por HAWC

En la Figura 2.10 se muestran las posiciones de objetos que son candidatos para detectar señales de aniquilación o decaimiento de WIMPs por el Observatorio HAWC. Las fuentes

son 15 galaxias dSph, 31 galaxias dIrr, la galaxia M31 y el cúmulo de galaxias Virgo. Se eligen estos objetos debido a varios factores, como su cercanía, su posición en el cielo, la cantidad de materia oscura, entre otros. Con dos años de observaciones, no ha sido registrada ninguna señal que pueda ser correlacionada a materia oscura en las galaxias dSph [59] y dIrr [60], pero han sido calculados límites de exclusión para sección eficaz de aniquilación y tiempo de vida de WIMPs con masas entre 1 y 100 TeV, Figura 2.12.

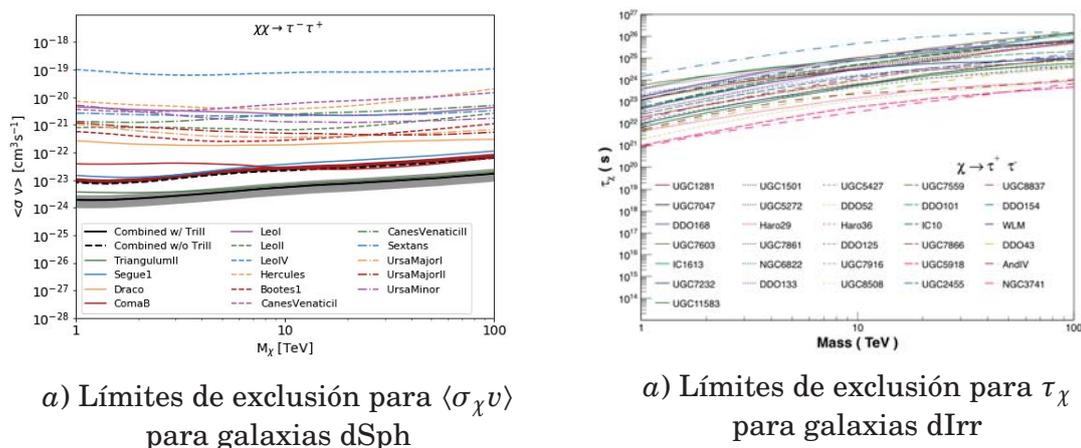


FIGURA 2.12. Límites de exclusión en $\langle\sigma_\chi v\rangle$ y τ_χ obtenidos con los datos correspondientes a dos años de observaciones de HAWC. a) Los límites en $\langle\sigma_\chi v\rangle$ son obtenidos para observaciones de 15 galaxias dSph. En particular, aquí se muestran los límites para el canal de aniquilación a leptones τ . La distribución de materia oscura es descrita por el perfil NFW b) Los límites en τ_χ son obtenidos para observaciones de 31 galaxias dIrr suponiendo que el perfil de materia oscura es tipo Burkert. También se muestran los resultados para el canal de decaimiento a leptones τ .

Para el caso de aniquilación, Figura 2.12, a), los límites mostrados son considerando aniquilación a leptones τ . Aquí se muestra el caso para galaxias dSph con densidad de materia oscura descrito por el perfil NFW. El límite más restrictivo es el obtenido por la galaxia Triangulum II. Esta galaxia fue descubierta en octubre de 2015, y aunque faltan más investigaciones, estudios preliminares indican que la razón masa-luminosidad es mayor a 3000. Para estos objetos también se muestra el límite combinado (líneas de color negro). Para decaimiento, Figura 2.12, b), los límites aquí mostrados corresponden a galaxias dIrr dentro del campo de visión de HAWC. Para estas galaxias, la distribución de materia oscura es obtenida de las observaciones de curvas de rotación, [7]. El límite más restrictivo corresponde a la galaxia DDO154 (línea azul ---). Este límite es del

mismo orden de magnitud que el obtenido para la galaxia dSph Draco. Para ambos casos, estos son los límites más restrictivos para energías mayores a 10 TeV. En aniquilación, la región que está por encima está excluida, es decir, cualquier candidato propuesto cuya sección eficaz esté por encima del valor $\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle = 1 \times 10^{-24} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, está descartado. Por el contrario, en el caso de decaimiento, la región debajo de las curvas está excluida, es decir, se requiere que el tiempo de vida de materia oscura sea mayor a 10^{26} segundos.

Para mayor información acerca de HAWC puede consultar [61, 62] y para detalles sobre los resultados en búsquedas indirectas de materia oscura [59, 60].

2.7 Resumen

Se ha hecho un esfuerzo internacional por determinar la naturaleza de la materia oscura. Uno de estos métodos se basa en observar el flujo de fotones y neutrinos, entre otras partículas, debido a la aniquilación o decaimiento de materia oscura (2.1) en regiones de gran concentración, como Cúmulos de Galaxias, Galaxias, el Centro de la Vía Láctea, Galaxias Enanas Esferoidales, y recientemente, Galaxias Enanas Irregulares (2.5). Para determinar el flujo esperado de fotones se necesita conocer cuantos fotones son producidos en cada proceso de aniquilación o decaimiento (2.2). También es necesario conocer los parámetros que describen la distribución de materia oscura en el objeto de interés, y las posibles características de la sub-estructura presente en el halo (2.3). A estos últimos se les conoce como factores astrofísicos J (para aniquilación, Ecuación 2.5) y D (para decaimiento, Ecuación 2.8) y son calculados a partir de la integral a lo largo de la visión de un experimento observando al halo estudiado. Para calcular ambos factores, usé el software libre CLUMPY, y en particular para el caso en que el halo presenta sub-estructura, calculé el factor B, que mide la contribución de sub-estructuras con respecto al factor astrofísico J sin sub-estructura. Estos cálculos fueron realizados para diferentes configuraciones de distribución de sub-halos. Los parámetros elegidos fueron la distribución espacial y la masa mínima de sub-halos, y la fracción de masa del halo debida a sub-halos. Se observa, de manera general, que el factor J aumenta su valor conforme el valor de f aumenta y el valor de M_{min} disminuye. Todos estos cálculos fueron realizados en base a un modelo de juguete, Toy Model, solo para mostrar la metodología de los cálculos y mostrar los parámetros de los que dependen los factores J, D y B. De las Ecuaciones 2.5 y 2.8, el flujo diferencial de fotones es la cantidad que es medida por algún experimento, terrestre o satelital. HAWC es uno de los experimentos que ofrece la oportunidad de poner a prueba los modelos acerca de materia oscura por observar de

manera simultánea diversos candidatos a fuentes de materia oscura. Sin embargo, es necesario tomar en cuenta que en muchos de los objetos no solo se espera la contribución de materia oscura al flujo de fotones de alta energía, por lo que una estimación adecuada es necesaria para obtener límites de exclusión realistas.

En el capítulo 3 aplicaré los métodos aquí descritos al caso del Cúmulo de Virgo para poder estimar el flujo de fotones debido a la aniquilación y decaimiento de partículas de materia oscura.

EL CÚMULO DE GALAXIAS VIRGO

3.1 Introducción

El Cúmulo de Virgo es un cúmulo de galaxias que se encuentra a una distancia 16.5 ± 0.4 Mpc [63] en dirección de la Constelación de Virgo. Este cúmulo contiene alrededor de 2000 galaxias y tiene una extensión angular de 6° . Se considera como el centro del Súper Cúmulo Local, al que pertenece el Cúmulo Local donde se encuentran la Vía Láctea y la galaxia M31. El Cúmulo de Virgo es de gran interés para estudios astrofísicos debido al gran número de galaxias de todos los tipos (elípticas, lenticulares, espirales, enanas espirales e irregulares) y luminosidades presentes, Figura 3.1.

Se han realizado diversos estudios para determinar la morfología y estructura del Cúmulo de Virgo, donde se pueden distinguir tres grupos importantes asociados a las galaxias M87 (grupo A), M49 (grupo B) y M59 (grupo C), los cuales dominan la región central del cúmulo. El grupo más masivo corresponde al grupo asociado con M87. En particular, las galaxias elípticas pertenecientes al Cúmulo de Virgo tienen una concentración mayor alrededor del eje que conecta los grupos A y C (cadena de Makarian), mientras que las galaxias espirales de tipo tardío (Late-type galaxies) y enanas se encuentran distribuidas de manera uniforme en las regiones externas del cúmulo presentando una dispersión en la distribución de velocidades de hasta 900 km s^{-1} , [64, 65].

Acerca de la dinámica, se ha establecido que el Cúmulo de Virgo está fuera del equilibrio dinámico y se trata de un cúmulo relativamente joven en el que aún se



FIGURA 3.1. Imagen óptica del cúmulo Virgo. Se pueden observar, casi, al centro los grupos de la galaxia súper-gigante M87 y la galaxia M59. Virgo es el cúmulo de galaxias más cercano a la Vía Láctea y se cree que Virgo domina la dinámica del Súper Cúmulo Local.

presentan eventos donde galaxias están cayendo (merger events) hacia la zona central del cúmulo. Se han realizado diversos estudios para estimar la masa total y la masa virial del Cúmulo de Virgo. A continuación presento un breve resumen de los principales resultados. Para una descripción más detallada de los métodos vea las referencias citadas en cada caso.

1. Aún cuando no es posible aplicar el teorema del Virial al Cúmulo de Virgo debido a que se trata de un sistema fuera del equilibrio, se puede hacer una estimación sencilla de la masa virial del sistema por solicitar que el sistema esté ligado gravitacionalmente. En [66], suponiendo una distancia al cúmulo de 19 Mpc, el autor obtiene una masa virial M_{vir} de $9.60 \times 10^{14} M_{\odot}$.
2. Se pueden estimar la distancia, estructura, distancia y masa al Cúmulo de Virgo a partir de un Modelo de Tolman-Bondi¹. Este método requiere de la velocidad observada del Cúmulo de Virgo en el marco de referencia del Grupo Local, la velocidad de caída del Grupo Local al centro del Cúmulo de Virgo, la pendiente del perfil de densidad en la región central del cúmulo, y del parámetro de desaceleración del Universo como parámetros de entrada. En [67], los autores suponen un Universo

¹Un Modelo de Tolman-Bondi es la solución analítica a las ecuaciones de campo de Einstein para una región de sobre-densidad con simetría esférica y libre de presión, embebida en un Universo Homogéneo

Enstein-de Sitter, obteniendo una distancia al Cúmulo de Virgo de 15.4 ± 0.4 Mpc y una masa virial M_{vir} de $6.90 \times 10^{14} M_{\odot}$.

3. Midiendo la velocidad de caída de galaxias es posible estimar el radio de la superficie de velocidad cero (zero-velocity surface²). El radio de esta superficie está relacionado con la masa total del sistema, y para un Universo dominado por Energía Oscura se calcula por:

$$M_T = \frac{\pi}{8G} \frac{H_0^2}{f^2(\Omega_m)} R_{ZVS}^3$$

$$f(\Omega_m) = (1 - \Omega_m)^{-1} - \frac{\Omega_m}{2} (1 - \Omega_m)^{-\frac{3}{2}} \cosh^{-1} \left(\frac{2}{\Omega_m} - 1 \right)$$

En [68], los autores usan las medidas de distancia de Cefeidas y SuperNovas tipo Ia para estimar el radio de la superficie de velocidad cero, obteniendo un valor entre 6.5 y 7.5 Mpc. Con estos valores, la masa total del Cúmulo de Virgo es estimada para estar en el rango entre 2.7 y $8.9 \times 10^{14} M_{\odot}$, implicando que no hay contribución adicional de masa fuera del radio virial del Cúmulo de Virgo.

4. Una actualización del método mencionado anteriormente es realizado por los mismos autores en [69]. Usando las observaciones del Telescopio Espacial Hubble y una distancia al cúmulo de 16.5 Mpc [63], ellos obtienen un radio de la superficie de velocidad cero de 7.2 ± 07 Mpc y una masa total de $8.0 \pm 2.3 \times 10^{14} M_{\odot}$. De simulaciones de N-cuerpos se ha observado que la masa total y la masa virial de cúmulos de galaxias está relacionada por la razón:

$$\frac{M_T}{M_{vir}} \sim 1.19$$

Usando este método, se encuentra que esta razón es 1.1428, en acuerdo con las simulaciones.

5. Finalmente, un método novedoso es reconstruir el perfil radial de velocidad para galaxias que se encuentran a radios tres veces mayores al radio virial moviéndose a lo largo de filamentos cosmológicos, regiones en las que ocurre la acreción de material por cúmulos de galaxias. Si el filamento donde se estima la velocidad de las galaxias observadas es unidimensional, la masa virial del cúmulo es relacionada a la velocidad radial promedio observada. En el caso del Cúmulo de Virgo, usando

²La superficie de velocidad cero está relacionada con el problema de N cuerpos sujetos a interacción gravitacional, y es la superficie para la que un cuerpo de energía dada queda excluido dinámicamente del sistema.

las observaciones de galaxias en los Filamentos A y B [70] se obtiene una masa virial de $1.1506^{+2.75}_{-0.51} \times 10^{15} M_{\odot}$, [71], la cual da un valor doce veces mayor al valor estándar de masa virial reportado en otros trabajos.

En la Tabla 3.1 presento los valores para describir el Cúmulo de Virgo en este trabajo.

Parámetro		Valor	Referencia
Ascensión Recta	α	187.69°	[72]
Declinación	δ	12.337°	[72]
Redshift	z	0.0036	[72]
Masa Virial	M_{vir}	$(7.0 \pm 0.4 \times 10^{14} M_{\odot})$	[69]
Distancia	d_{Virgo}	16.5 ± 0.4 Mpc	[63]

TABLA 3.1. Parámetros para describir el Cúmulo de Virgo. En la última columna se dan las referencias de donde he tomado estos valores.

3.2 Posibles fuentes de emisión de rayos gamma en el Cúmulo de Galaxias Virgo

Como mencioné brevemente en (2.5), al realizar un estudio que involucre la detección indirecta de materia oscura es necesario conocer en gran detalle las posibles fuentes que también contribuirían al flujo de fotones en la región de interés. Para el caso que nos interesa, en el rango de operación de HAWC, en el Cúmulo de Virgo estas contribuciones se deben a la emisión de la galaxia M87 y la producción de fotones en el decaimiento de piones neutros, π^0 , debido a la interacción de rayos cósmicos hadrónicos de muy alta energía con protones del gas en el medio intra-cúmulo. A continuación presentaré de manera breve una estimación simple de cuál sería el flujo estimado de fotones debido a piones neutros. La contribución de la galaxia M87 no es tratada en este trabajo.

3.2.1 Flujo de fotones debido a interacciones $p - p$

Los cálculos presentados en esta sección están basados en [73]. Aún cuando no hay una clara evidencia de poblaciones de rayos cósmicos hadrónicos a muy altas energías en cúmulos de galaxias, se espera que estos sean originados en zonas de choque por formación de estructuras, radio galaxias, retro-alimentación por núcleos activos de galaxias, supernovas, etc. Además, debido a la presencia del gas en el medio intra-cúmulo, se espera que protones sean acelerados en zonas de choque produciendo piones

3.2. POSIBLES FUENTES DE EMISIÓN DE RAYOS GAMMA EN EL CÚMULO DE GALAXIAS VIRGO

neutros dejando a la emisión espacialmente extendida de fotones de muy alta energía. En [73], siguiendo la simulación de alta resolución de cúmulos de galaxias, los autores observan que el perfil de emisión de rayos gamma en los cúmulos puede ser descrita por una función universal. Sin entrar en mucho detalle, el flujo diferencial de fotones debido a π^0 es:

$$(3.1) \quad \frac{d\Phi_{\gamma}^{(\pi^0)}}{dE} = \frac{4}{3\pi} \frac{c^5}{(m_p c^2)^3} g(\zeta_{\max}^{(p)}) D_{\gamma}(E_{\gamma}; E_{\gamma}^{(break)}) \\ \times \sum_i^3 \Delta_i \frac{\sigma_i^{(p)}}{\alpha_i} \left(\frac{m_p c^2}{2m_{\pi^0} c^2} \right)^{\alpha_i} \left[\left(\frac{2E_{\gamma}}{m_{\pi^0} c^2} \right)^{\delta_i} + \left(\frac{2E_{\gamma}}{m_{\pi^0} c^2} \right)^{-\delta_i} \right]^{-\frac{\alpha_i}{\delta_i}} \\ \times \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s} \left(\frac{C_{\text{vir}} - C_c}{1 + \left(\frac{r}{r_t} \right)^{-\eta}} + C_c \right) \rho_0^2 f^2(r) dl d\Omega$$

Donde $g(\zeta_{\max}^{(p)})$ se refiere al valor máximo de la eficiencia de aceleración en las regiones de choque. $D_{\gamma}(E_{\gamma}; E_{\gamma}^{(break)})$ es un término para determinar pérdidas por difusión debido a protones que están escapando de la región del cúmulo. Este factor depende del tiempo de escape de protones y el coeficiente de difusión a altas energías. Típicamente se espera que protones con energías mayores a 1 TeV tengan un tiempo de escape mayor a la edad del Universo. $D_{\gamma}(E_{\gamma}; E_{\gamma}^{(break)})$ tiene la forma:

$$D_{\gamma}(E_{\gamma}; E_{\gamma}^{(break)}) = \left[1 + \left(\frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma}^{(break)}} \right)^{\beta} \right]^{-\frac{1}{3\beta}}$$

Volviendo a la ecuación 3.1, el término de la suma es realizada sobre tres poblaciones de protones descritas por una ley de potencias con índice espectral $\alpha = \{2.55, 2.3, 2.15\}$ y describe la producción de piones debido a interacciones $p-p$ con sección eficaz inelástica $\sigma_i^{(p)}$. Δ_i es un término de normalización de cada población de protones. El último factor es equivalente al factor astrofísico para aniquilación de materia oscura, salvo por el término extra que describe dos regiones espacialmente planas hacia el centro del cúmulo, C_c , y hacia la región externa del mismo, C_{vir} , conectadas por un radio de transición, r_t . La integral es sobre la densidad de protones en el cúmulo y es realizada en la línea de visión del observatorio y en toda la extensión angular del objeto estudiado. La densidad es parametrizada de la siguiente forma:

$$\rho = \frac{m_p n_e}{X_H X_e}$$

Donde n_e es el perfil de densidad de la población de electrones dentro del cúmulo, y X_H y X_e son factores de conversión de la población relativa de protones [73].

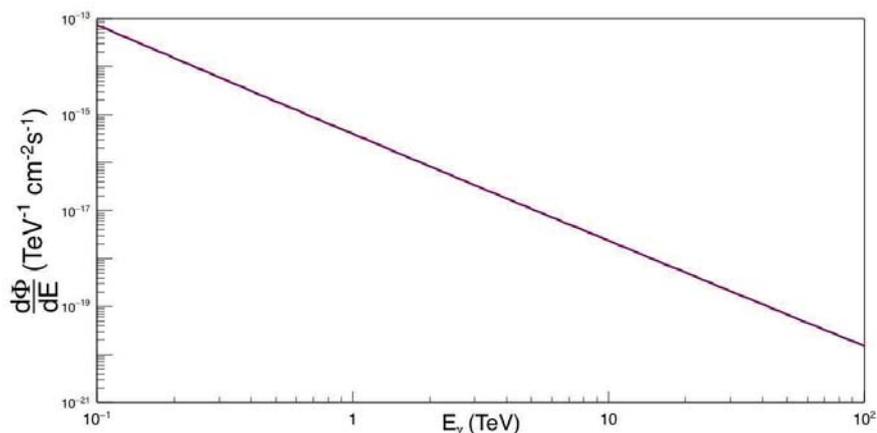


FIGURA 3.2. Se muestra el flujo diferencial de fotones obtenido por el decaimiento de π^0 en la región interna del Cúmulo de Virgo. La integral a lo largo de la línea de visión es calculada hasta el radio virial del cúmulo.

En la Figura 3.2 se muestra el flujo diferencial de fotones obtenido por el decaimiento de π^0 en el interior del cúmulo. Para este caso, he supuesto que el valor máximo de eficiencia es 0.1, la energía de quiebre ($E^{(break)}$) es de 10^4 TeV. El perfil de densidad numérica de electrones es descrito por:

$$n_e = \left[46 \left\{ 1 + \left(\frac{r}{0.057} \right)^2 \right\}^{-1.8} + 4.79 \left\{ 1 + \left(\frac{r}{0.2} \right)^2 \right\}^{-0.87} \right] \times 10^{-3} \text{cm}^{-3}$$

La integral a lo largo de la línea de visión es resuelta numéricamente usando la regla compuesta de Simpson. Para estos valores, el flujo de fotones, para energías entre 0.1 y 100 TeV, es de $5.047 \times 10^{-11} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Este flujo es una primera aproximación, y en comparación al flujo esperado de fotones por procesos que involucran materia oscura, es cuatro órdenes de magnitud menor. Este valor debe cambiar por considerar valores apropiados para el tiempo de escape y los coeficientes de difusión de protones, lo cual dejaría a valores más pequeños de la energía de quiebre en el espectro. Más investigación en esta dirección se está llevando a cabo.

3.3 El factor astrofísico en el Cúmulo de Galaxias Virgo

Con el propósito de estimar la incertidumbre en el cálculo de los factores astrofísicos definiré tres modelos para describir la distribución de materia oscura en el Cúmulo de Virgo. Los modelos son basados en escenarios en los que se obtienen los valores máximo y mínimo de emisión de rayos gamma, ver Tabla 3.2. Este método supone que la principal contribución a la incertidumbre proviene del factor B, el cual está dominado por los parámetros que describen la población de sub-estructura en el halo, ver 2.4, aunque se puede estimar un valor de la incertidumbre del factor astrofísico intrínseca al perfil de densidad usado, [40].

Escenario	Perfil $\rho(r)$	$\frac{dP}{dV}$	f	M_{\min} M_{\odot}	M_{Max} M_{vir}
Mínimo	Burkert	–	0	–	–
Medio	NFW	Gao	0.12	10^4	0.01
Máximo	Einasto	Einasto	0.5	10^{-6}	0.01

TABLA 3.2. Se muestran los parámetros y valores para el perfil de densidad y sub-halos de materia oscura en Virgo para tres escenarios posibles de emisión de rayos gamma.

En el escenario de mínima emisión de rayos gamma he supuesto que el perfil Burkert describe la distribución de materia oscura y no hay presencia de sub-estructura, $f = 0$. El escenario de máxima emisión hace uso del perfil Einasto para describir el perfil de densidad de materia oscura ($\alpha = 0.17$) y la distribución espacial de los sub-halos ($\alpha = 0.6$). El factor B también es sensible a la cantidad, 2.4.2.3, y a la masa mínima, 2.4.2.2, de los sub-halos. Para este escenario haré la suposición de que los sub-halos tienen masas entre $M_{\min} = 10^{-6} M_{\odot}$ y $M_{\max} = 10^{-2} M_{\text{vir}}$. El valor para M_{\min} está motivado por ser el valor mínimo con el que un halo de WIMPs puede ser formado. También supondré que cerca del 50% de la masa del cúmulo está presente en forma de sub-halos, es decir, si los efectos de fuerzas de marea y fricción debida a bariones son despreciados. Finalmente, para el escenario intermedio, utilizo el perfil NFW para describir la distribución de materia oscura y el perfil Gao para describir la distribución espacial de sub-halos. Recordar que el perfil Gao describe una distribución de sub-halos que se encuentran en las regiones externas al centro del cúmulo. Esto es explicado, a diferencia del escenario de máxima emisión, sí se toma en consideración los efectos de las fuerzas de marea, los cuales pueden

reducir el número de sub-halos y aumentar el valor de M_{\min} . Para este modelo, el valor de M_{\min} es $10^4 M_{\odot}$ y solo el 12% de la masa virial del Cúmulo de Virgo está en forma de sub-halos. Para los tres escenarios, la masa máxima que puede tener un sub-halo es el 1% de la masa virial del cúmulo, considero dos niveles de sub-estructura, la distribución en masa de los sub-halos es una ley de potencias (Ecuación 2.22), $\alpha = 1.9$, la distribución del parámetro de concentración es descrita por una distribución log-normal con dispersión $\sigma_c = 0.24$ (Ecuación 2.23). Para el parámetro de concentración usé la parametrización dada por Sánchez-Conde (2.3.2).

Escenario	J_{Tot} $\times 10^{14}$ $M_{\odot}^2 \text{kpc}^{-5}$	$J_{(1^{\circ})}$ $\times 10^{14}$ $M_{\odot}^2 \text{kpc}^{-5}$	D_{Tot} $\times 10^7$ $M_{\odot} \text{kpc}^{-2}$	$D_{(1^{\circ})}$ $\times 10^7$ $M_{\odot} \text{kpc}^{-2}$	$\Phi_{\gamma}(E > 100\text{GeV})$ $\times 10^{-7}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Mínimo	0.65992	0.57742	9.89231	3.37129	2.26543
Medio	3.57324	1.47213	9.83992	3.14325	5.77571
Máximo	19.72240	4.30475	9.84349	3.06808	16.8891

TABLA 3.3. Factores Astrofísicos para Virgo. Los factores son calculados para los tres escenarios de emisión, Tabla 3.2. Los cálculos para las columnas J_{Tot} y D_{Tot} son realizados para el caso de fuente extendida ($\theta \sim 6^{\circ}$). Las columnas para $J_{(1^{\circ})}$ y $D_{(1^{\circ})}$ son los resultados para el caso puntual ($\theta \sim 1^{\circ}$). La última columna muestra el flujo de fotones obtenido para el canal de aniquilación a leptones τ de un WIMP con masa de 60 TeV.

Los factores astrofísicos son calculados con el software CLUMPY, [40], para dos casos: la extensión angular total de Virgo ($\sim 6^{\circ}$, fuente extendida) y bajo la aproximación puntual ($\sim 1^{\circ}$, fuente puntual). El ángulo de integración para todos los casos es de 0.2° que es el valor promedio de la resolución angular de HAWC. En la Tabla 3.3 se muestran los valores de los factores astrofísicos para ambos casos, fuente extendida y fuente puntual. Para el caso de decaimiento, como es de esperarse, el valor del factor D no cambia ya que solo depende de la cantidad de materia presente en el cúmulo y no de la forma del perfil de densidad. Las diferencias en el factor D para los diferentes modelos solo se deben a la incertidumbre numérica al realizar el cálculo. En el caso puntual, el cálculo no es realizado por asumir que toda la masa del cúmulo está contenida en la región central del mismo, sino por calcular la integral del factor astrofísico hasta una extensión de un grado.

3.4 Resumen

El Cúmulo de Galaxias Virgo es uno de los objetos astrofísicos más interesantes en el Universo local. Debido a su cercanía y a la gran variedad de tipos de galaxias, el Cúmulo de Virgo es un laboratorio astronómico donde diversos modelos pueden ser puestos a prueba, desde crecimiento y formación de ondas de choque, hasta búsquedas indirectas de materia oscura. En este último punto, existe gran incertidumbre en los valores que describen el halo de materia oscura dentro del cúmulo, siendo la distribución de sub-halos la principal contribución. Debido a la enorme cantidad de masa en este cúmulo, se espera que el tiempo de vida de candidatos a materia oscura pueda ser restringido con mayor precisión que, por ejemplo, las estimaciones obtenidas de las observaciones de galaxias dSph. En este trabajo calculé los factores astrofísicos para los casos de aniquilación y decaimiento de WIMPs para tres escenarios posibles de emisión de rayos gamma, Tablas 3.2 y 3.3. Como es de esperarse, se observa que los valores del factor D para los tres escenarios son los mismos, salvo diferencias debido a la estimación numérica de las integrales. A diferencia de las galaxias dSph y dIrr, el Cúmulo de Virgo no puede ser considerado como un objeto libre de fondo, es decir, existen diversos procesos y fuentes dentro del cúmulo que contribuyen al flujo de fotones provenientes de esta región. En esta capítulo hice una breve descripción de las dos posibles fuentes de emisión más importantes: emisión extendida de fotones debido a las interacciones protón protón en el medio intra-cúmulo, y la emisión proveniente de la radio-galaxia M87. Para cualquier análisis donde se espere obtener límites de exclusión en la sección eficaz de aniquilación y el tiempo de vida de WIMPs, es necesario tomar en cuenta estas contribuciones con el fin de entender el efecto de estos procesos al cálculos de los límites de exclusión.

ANÁLISIS DE DATOS Y LÍMITES DE EXCLUSIÓN EN EL CÚMULO DE GALAXIAS VIRGO

En este capítulo presentaré los análisis realizados para obtener curvas de exclusión para $\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle$ y τ_{χ} . Debido a la complejidad del problema al tratar con la emisión difusa de rayos gamma por decaimiento de piones y la emisión de la galaxia M87, en este trabajo obtendré los límites de exclusión en la aproximación puntual sin considerar el efecto de estas contribuciones al flujo de rayos gamma.

4.1 Los datos

Para estos análisis consideraré los datos recabados por HAWC al cabo de 760 tránsitos. En HAWC, los eventos son agrupados de acuerdo al tamaño de la cascada, el cual depende de la fracción de fotomultiplicadores (PMT) activos en el detector (f_{hit}) que son considerados para realizar la reconstrucción del evento. Los eventos de menor tamaño y cerca del umbral de detección (al menos 28 PMTs registran señal en una ventana de tiempo de 150 ns) son excluidos de los análisis debido a que se necesitan nuevas técnicas de análisis y reconstrucción. El resto de los eventos son agrupados en 9 bins. Para cada uno de estos bins, los valores de las variables de selección y separación de eventos, y PSF (point-spread-function) para cada bin son obtenidos de simulaciones MonteCarlo, y después optimizados de las observaciones de la Nebulosa del Cangrejo. Estos cálculos son realizados a lo largo de 106 bins de declinación con un ancho de un grado cubriendo

todo el campo de visión de HAWC (-35° a 70°). Esto se hace bajo la hipótesis de que el fondo solo varía en función de la declinación y no de la ascensión recta. En la Tabla 4.1 se muestran los valores esperados para los 9 bins para la banda de declinación en que se encuentra el Cúmulo de Virgo.

Bin	f_{hit}	PSF($^\circ$)
1	6.7 – 10.5	1.17
2	10.5 – 16.2	0.78
3	16.2 – 24.7	0.57
4	24.7 – 35.6	0.44
5	35.6 – 48.5	0.35
6	48.5 – 61.8	0.31
7	61.8 – 74.0	0.27
8	74.0 – 84.0	0.24
9	84.0 – 100	0.21

TABLA 4.1. Se muestran las definiciones de cada bin para datos de HAWC. Esta definición es realizada en función de la fracción de PMTs activos que son considerados para realizar la reconstrucción de un evento (columna 2). En la última columna se muestra el valor de PSF para la banda de declinación (11.5° – 12.5°) en la que se encuentra el cúmulo de Virgo.

Usando esta metodología para el agrupamiento de datos, se pensaría que los eventos que dejan una huella pequeña en HAWC son relacionados directamente a eventos originados por partículas primarias de baja energía. Esto no es completamente cierto. Piense por ejemplo en el caso de una cascada generada por un protón de 50 TeV cuyo centro de masa cae fuera de la extensión de HAWC “encendiendo” solo unos cuantos PMTs hacia las orillas del arreglo. Claramente, la posición del núcleo de la cascada y la energía no serán estimados de manera correcta. De las simulaciones del detector, se observa que la energía de las partículas primarias en cada bin siguen una distribución muy amplia. Para mayores detalles sobre el detector y la distribución de energía en cada bin, ver [62].

Como se discutió en la sección 2.2, para el caso del flujo de fotones, usamos los espectros de fotones obtenidos usando el generador Pythia 8 para cinco canales de aniquilación (b, t, τ, μ, W) para WIMPs con masas entre 1 y 100 TeV. Todos los espectros son calculados para energías mayores a 100 GeV hasta la masa del candidato. Aquí no estamos considerando aniquilación o decaimiento directo a fotones (line searches).

Considerando el Cúmulo de Virgo como una fuente puntual ($\theta \sim 1.0^\circ$), los factores astrofísicos D y J para este caso son los reportados en la Tabla 3.3. La incertidumbre

en los límites de exclusión es estimada, de manera aproximada, por los valores que se obtienen al calcular los factores astrofísicos para configuraciones con valores extremas.

La estimación de la cantidad de fotones producidos en aniquilación o decaimiento de materia oscura detectados por HAWC al cabo de un cierto número de tránsitos es obtenido tras realizar la convolución del espectro de fotones, el factor astrofísico y la matriz de respuesta del detector. La matriz de respuesta codifica la sensibilidad de HAWC para eventos de energía E_γ provenientes de una determinada banda de declinación.

4.2 Cálculo de significancia

El cálculo de la significancia para un candidato a materia oscura de masa m_χ y un canal de aniquilación o decaimiento es realizada usando el método estadístico Maximum Likelihood. Este método permite, dado un modelo, encontrar el valor de uno o más parámetros que maximiza la densidad de probabilidad para que un conjunto de datos sean explicados por los parámetros libres del modelo (Función Likelihood). Una ventaja de este método es que permite comparar hipótesis o modelos diferentes para explicar un determinado conjunto de observaciones, mediante la prueba de la razón de likelihood (likelihood ratio test). Para el caso de HAWC, se considera que los datos siguen una distribución de Poisson, por lo que la función likelihood es:

$$L = \prod_i \ln \left(\frac{1}{N_i!} \left[(B_i + S_i)^{N_i} e^{-(B_i + S_i)} \right] \right)$$

Donde el producto es realizado sobre cada uno de los bins de conteo de datos. Para el bin i -ésimo, B_i son los eventos de fondo observados, S_i es la suma de los eventos esperados para un modelo dado, y N_i es el número total de eventos observados. Usando la función likelihood anterior, podemos estimar la significancia obtenida al suponer que los eventos S_i son debidos a aniquilación o decaimiento de materia oscura. Esto se hace por comparar respecto a la función likelihood con $S_i = 0$ (hipótesis nula) y calcular la prueba estadística, TS, entre ambos modelos:

$$\text{TS} = -2 \ln \left(\frac{L_0}{L_{\text{DM}}} \right)$$

Donde L_0 es la función likelihood correspondiente a la hipótesis nula, y L_{DM} es la función likelihood para el modelo de materia oscura ($S_i \neq 0$). Tras sustituir las expresiones para ambas funciones likelihood, la prueba estadística es:

$$(4.1) \quad \text{TS} = \sum_i 2 \left[N_i \ln \left(1 + \frac{S_i}{B_i} - S_i \right) \right]$$

Cuando N , el número de eventos observados es suficientemente grande, se puede hacer la aproximación gaussiana. Para el caso de un parámetro libre en el modelo, la significancia es calculada por

$$\sigma = \sqrt{\text{TS}}$$

4.3 Cálculo de límites de exclusión

Para el caso en que no hay una detección, los valores de significancia corresponden a fluctuaciones a nivel de ruido y la hipótesis nula es consistente con las observaciones. Sin embargo, los valores calculados de las significancias pueden ser traducidos en límites de exclusión al 95% de nivel de confianza. En el modelo de materia oscura, para un WIMP con masa m_χ , el parámetro libre del modelo es la sección eficaz, en el caso de aniquilación. Para decaimiento, el parámetro libre es el tiempo de vida media. Así los eventos esperados debido a procesos que involucran materia oscura, son calculados a partir de valores de referencia para ambos parámetros. Se puede llamar a estos valores $\langle \sigma_\chi v \rangle^{(\text{ref})}$ y $\tau_\chi^{(\text{ref})}$.

Para estimar los límites de exclusión a un límite de confianza dado, primero se maximiza el valor de TS, $\text{TS}_{(\text{max})}$. El paso siguiente es introducir un parámetro, ξ , en la función likelihood cuyo papel es escalar la cantidad de eventos esperados S_i para reproducir un flujo Φ dado. $L(\xi)$ tiene la forma:

$$L(\xi) = \prod_i \ln \left(\frac{1}{N_i!} \left[(B_i + \xi \times S_i)^{N_i} e^{-(B_i + \xi \times S_i)} \right] \right)$$

Para $L(\xi)$, la prueba estadística es:

$$\text{TS}(\xi) = \sum_i 2 \left[N_i \ln \left(1 + \frac{\xi \times S_i}{B_i} - \xi \times S_i \right) \right]$$

En este trabajo, los límites de exclusión son calculados solamente para un extremo de la distribución (*one-side limits*). Esto es realizado por resolver para ξ la siguiente ecuación:

$$(4.2) \quad \Delta\text{TS} = \text{TS}_{(\text{max})} - \text{TS}(\xi) = q(\text{C.L.})$$

4.4. LÍMITES DE EXCLUSIÓN PARA ANIQUILACIÓN Y DECAIMIENTO DE MATERIA OSCURA EN EL CÚMULO DE GALAXIAS VIRGO

Donde $q(\text{C.L.})$ depende del valor de nivel de confianza requerido para calcular el límite de exclusión. Para el caso de un límite por un extremo al 95%(C.L.), q es 2.71.

Con el valor encontrado de ξ se calculan $\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle^{(95\%)}$ y $\tau_{\chi}^{(95\%)}$ para un valor de masa m_{χ} del candidato:

$$\begin{aligned}\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle^{(95\%)} &= \xi \times \langle\sigma_{\chi\nu}\rangle^{(\text{ref})} \\ \tau_{\chi}^{(95\%)} &= \xi \times \tau_{\chi}^{(\text{ref})}\end{aligned}$$

La metodología del método de Maximum Likelihood está implementado dentro del software de análisis usado en HAWC. Esta implementación se conoce como LIFF, [74]. Para mayores detalles sobre los análisis ver [59].

4.4 Límites de exclusión para aniquilación y decaimiento de materia oscura en el Cúmulo de Galaxias Virgo

Para el Cúmulo de Virgo, usando los datos correspondientes a 760 tránsitos y los análisis descritos en 4.2 y 4.3, obtuvimos la significancia, Figura 4.1 y los límites de exclusión, 95% de nivel de confianza, para $\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle$, Figura 4.3, y τ_{χ} , Figura 4.2. Recordar que estos límites son obtenidos asumiendo que el Cúmulo de Virgo es descrito como un objeto puntual y sin considerar la contribución al flujo de fotones por el decaimiento de piones neutros y la emisión de la galaxia M87.

Para los límites en τ_{χ} , Figura 4.2, los resultados muestran que HAWC es más sensible al canal de decaimiento a dos leptones τ . Para este caso, modelos donde el candidato a materia oscura con valores de tiempo de vida por debajo de las curvas quedan excluidos. En este caso no se muestran bandas de error debido a la sub-estructura ya que, como fue discutido en 2.4.1 y es observado en la Tabla 3.3, el valor del factor D solo depende de la masa total del cúmulo y no de la distribución de la misma.

Recordando que el desacople térmico de WIMPs deja a un valor estándar de la sección eficaz de aniquilación de estas partículas (límite térmico, 1.2), también se puede calcular un valor del tiempo de vida de WIMPs, dejando a un estimado de 1×10^{27} s como valor estándar. Esto es posible, por ejemplo en modelos supersimétricos sí se introduce un término que viole paridad R permitiendo que la partícula más ligera sea inestable con tiempo de vida mayor a la edad del Universo. De la Figura 4.2, se observa que para

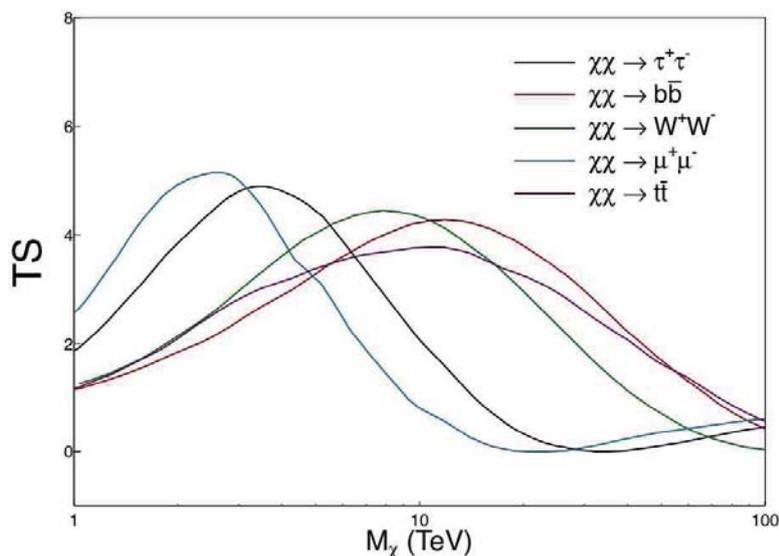


FIGURA 4.1. Valores de la prueba estadística, TS, obtenida para aniquilación de WIMPs en la región del Cúmulo de Virgo. Los valores mostrados son para el escenario medio (Tabla 3.3). Valores similares fueron obtenidos para el caso de decaimiento y para los diferentes escenarios de emisión. Para ambos procesos, aniquilación y decaimiento de WIMPs, y para todos los canales, no se observó algún exceso con $TS > 25$, por lo que estos valores son convertidos en límites de exclusión.

candidatos con masas mayores a 2 TeV, el límite obtenido para el canal de decaimiento a leptones τ excluye (95% C.L.) el valor estándar del tiempo de vida de WIMPs. Estos resultados implican que nuevos modelos teóricos son necesarios, los cuales quedan fuera del propósito original de este trabajo. De hecho, hay que hacer notar, nuevamente que los límites obtenidos son bajo la hipótesis de que el Cúmulo de Virgo es descrito por una fuente puntual, subestimando el cálculo del número de eventos que corresponden al fondo (background) y a la señal, dejando a estimaciones poco realistas de los límites de exclusión. Esto debe ser corregido haciendo el análisis para fuente extendida.

En el caso de aniquilación, Figura 4.3, se observa que el límite más restrictivo es obtenido también para el canal de aniquilación a leptones τ , excluyendo valores de $\langle\sigma_\chi v\rangle > 10^{-23}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$. Las bandas de error en los límites individuales son calculadas a partir de los escenarios de emisión máxima y mínima presentados en la Tabla 3.3, donde he considerado que la contribución más importante a los factores astrofísicos se debe a la cantidad y distribución de sub-estructura dentro del Cúmulo. A esto falta añadir los errores sistemáticos de HAWC. Los límites obtenidos para la sección eficaz de

4.4. LÍMITES DE EXCLUSIÓN PARA ANIQUILACIÓN Y DECAIMIENTO DE MATERIA OSCURA EN EL CÚMULO DE GALAXIAS VIRGO

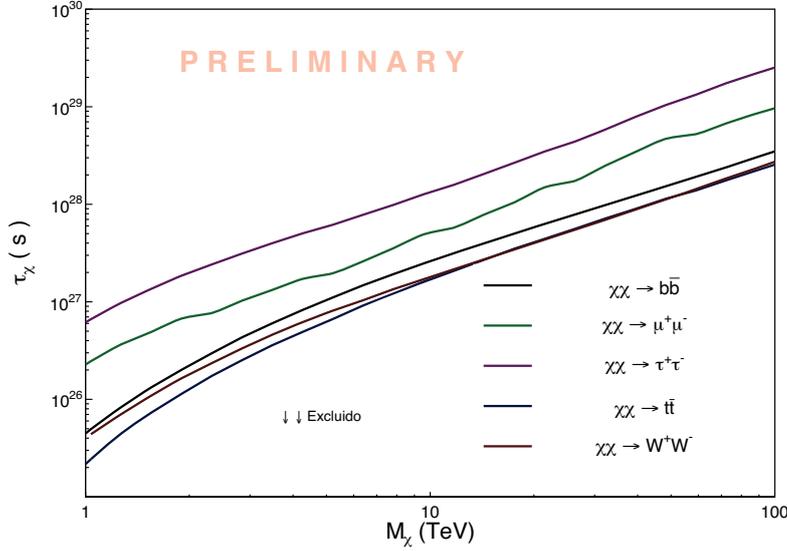


FIGURA 4.2. Límites de exclusión en τ_χ para observaciones del Cúmulo de Virgo. Los límites, al 95 % de nivel de confianza, son calculados para cinco canales de aniquilación y para WIMPs con masas entre 1 y 100 TeV. La región por debajo de las curvas es excluida.

aniquilación son comparables al límite obtenido para la galaxia dSph Segue 1, Figura 2.12, a). En la Figura 4.3, las gráficas individuales son para los cinco canales de aniquilación considerados. En estas gráficas, la línea sólida representa el modelo medio de emisión, mientras que la banda muestra la incertidumbre asociada debida al cálculo de los factores astrofísicos. Los límites de la banda son obtenidos de los modelos mínimo y máximo reportados en la Tabla 3.3. En la figura 4.3, la gráfica en la parte inferior derecha representa los límites de exclusión (95 % C.L.) para los cinco canales de aniquilación solamente considerando el modelo medio de emisión (Tabla 3.3). De estas gráficas se observa que los resultados preliminares del Observatorio HAWC no excluyen el valor térmico de la sección eficaz de aniquilación ($3.6 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$), por lo que WIMPs con masas a escala de TeV pueden seguir siendo el candidato adecuado para materia oscura.

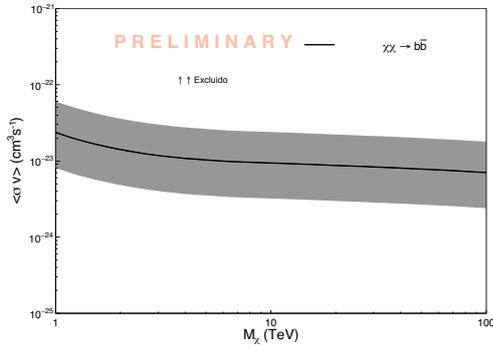
Antes de concluir esta sección, tengo que hacer notar que no estoy analizando el caso de aniquilación y decaimiento de manera separada, por lo que los límites mostrados en las Figuras 4.2 y 4.3 no se contradicen uno al otro. Por ejemplo, puedo considerar un modelo donde la partícula de materia oscura pueda aniquilarse (como en MSSM, ver 1.2.1) pero el decaimiento sea un proceso prohibido.

Otro punto a destacar en este caso, es que la cantidad de fotones que se espera

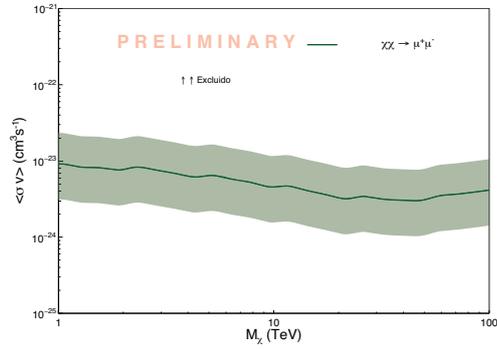
observar en la aniquilación o decaimiento de materia oscura es comparable al flujo de fotones esperado por interacciones hadrónicas en el medio intra-cúmulo. Más trabajo en esta dirección está siendo realizado para poder estimar adecuadamente los límites de exclusión.

4.5 Resumen

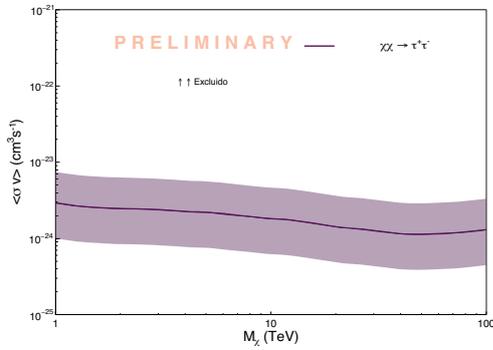
A dos años de ser inaugurado, HAWC no ha observado alguna señal estadísticamente significativa que pueda ser correlacionada a la aniquilación o decaimiento de materia oscura en ninguna de los candidatos a fuentes de materia oscura, galaxias dSph y galaxias dIrr. Aquí he presentado los límites de exclusión, al 95% de nivel de confianza, obtenidos para cinco canales de aniquilación y decaimiento (b, t, τ, μ, W) para WIMPs con masas entre 1 y 100 Tev, utilizando como región de interés el Cúmulo de Galaxias Virgo. Estos límites son calculados en la aproximación puntual y sin considerar la contribución de la emisión espacialmente extendida de fotones producidos en el decaimiento de piones y la emisión de la galaxia M87, lo que deja a estimaciones poco realistas de los límites de exclusión. En esta dirección, más trabajo es necesario para obtener adecuadamente los límites de exclusión.



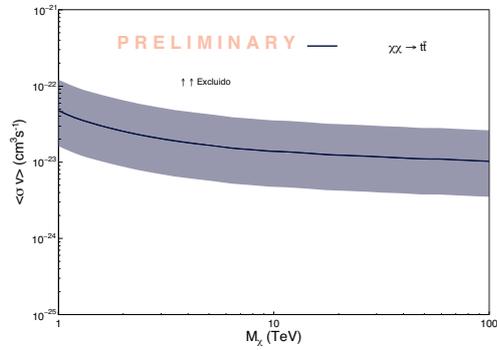
a) $\chi + \chi \rightarrow b + \bar{b}$



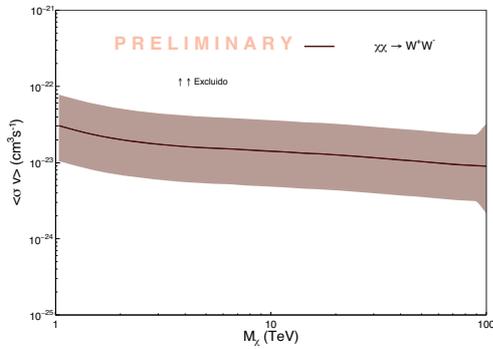
b) $\chi + \chi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$



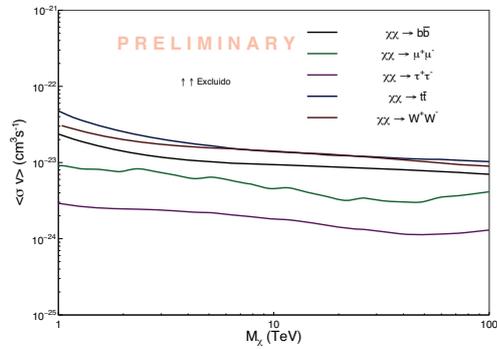
c) $\chi + \chi \rightarrow \tau^+ + \tau^-$



d) $\chi + \chi \rightarrow t + \bar{t}$



e) $\chi + \chi \rightarrow W^- + W^+$



f) Todos los canales

FIGURA 4.3. Límites de exclusión en $\langle\sigma_\chi v\rangle$ para observaciones del Cúmulo de Virgo. Los límites, al 95% de nivel de confianza, son calculados para cinco canales de aniquilación [a) aniquilación a quarks b , b) y c), a leptones μ y τ , d) a quarks t y e) a bosones W]. Se asume que las masas de χ están entre 1 y 100 TeV. La región por encima de las curvas es excluida. Para los canales individuales: en la línea sólida se muestra el límite obtenido para el escenario de emisión medio (Tabla 3.3). La banda de color muestra la incertidumbre en el cálculo del factor J debido a la descripción de sub-estructura y los posibles valores del factor B . En la figura f), se muestran los límites para el caso del modelo medio para los cinco canales considerados.

CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO

5.1 Conclusiones

Actualmente, HAWC es el observatorio de rayos gamma que opera en el rango de energía más alto. Gracias a su campo de visión amplio y operación continua, HAWC puede poner a prueba la hipótesis de materia oscura en varias poblaciones de candidatos a fuentes, Figura 2.10. En dos de estas poblaciones, galaxias dSph y galaxias dIrr, HAWC no ha detectado alguna señal cuyo origen sea atribuido a materia oscura, o dicho de otra forma los datos obtenidos de regiones asociadas a posibles fuentes de materia oscura son consistentes con la hipótesis nula. Siguiendo el método descrito en 4.3, las significancias calculadas son convertidas en límites de exclusión de $\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle$ y τ_{χ} , Figura 2.12. Uno de los objetos más interesantes dentro del campo de visión de HAWC es el Cúmulo de Galaxias Virgo, siendo la estructura de este tipo más cercana a nosotros. En general, los cúmulos de galaxias son objetos interesantes para realizar búsquedas indirectas de materia oscura porque pertenecen a las estructuras más masivas del Universo. De esta forma, los cúmulos de galaxias son buenos objetos de estudio para obtener límites de exclusión del tiempo de vida de WIMPs. En este trabajo se calcularon los factores astrofísicos para aniquilación y decaimiento de WIMPs para tres posibles escenarios que describen la distribución de materia oscura en el Cúmulo de Virgo. Así mismo presento los límites de exclusión de $\langle\sigma_{\chi\nu}\rangle$ y τ_{χ} para WIMPs con masas entre 1 y 100 TeV. Los límites son calculados para cinco canales de aniquilación (decaimiento) aproximando al Cúmulo de Virgo como una fuente puntual, Figuras 4.2 y 4.3, donde los factores astrofísicos

para los 3 modelos permite estimar la incertidumbre en la sección eficaz de aniquilación y tiempo de vida debido a parámetros astrofísicos del Cúmulo de Virgo. Esto se hizo debido a la complejidad del problema y a la cantidad de parámetros libres presentes en los modelos. Para el caso de decaimiento, Figura 4.2, se observa que para energías mayores a 2 TeV, el valor de tiempo de vida de WIMPs queda excluido, al 95% C.L. Sin embargo, hay que hacer notar que bajo la aproximación puntual, el cálculo sobreestima la cantidad de fotones en la región de interés. Además, los cúmulos de galaxias presentan regiones donde es posible acelerar protones y núcleos atómicos de manera eficiente hasta energías de cientos de TeV, dejando a la producción de rayos gamma con energías en el régimen de TeV. Este flujo de fotones es comparable al flujo de fotones obtenido en la aniquilación o decaimiento de materia oscura. Con lo anterior, los límites obtenidos para el Cúmulo de Virgo, Figuras 4.2 y 4.3, deben de ser tomados con precaución y solo como una aproximación a la forma de la curva de exclusión al considerar las contribuciones faltantes al flujo de rayos gamma.

5.2 Trabajo a futuro

Para estimar de manera correcta los límites de exclusión para el Cúmulo de Virgo, como ya lo he mencionado anteriormente, es necesario considerar la contribución al flujo de fotones del decaimiento de piones neutros producidos por interacciones de rayos cósmicos con el gas dentro del cúmulo y la emisión de la Galaxia M87. La estimación del flujo de fotones debido a interacciones $p-p$ ya ha sido calculada (3.2.1). El caso de la galaxia M87 es más complicado. Aunque se espera que haya emisión de rayos gamma con energías de decenas de TeV provenientes de esta galaxia, HAWC no ha reportado alguna detección. Los análisis muestran que las observaciones son consistentes con un estado de muy baja emisión¹.

La estrategia de análisis entonces sería:

- Obtener el perfil espacial de emisión para el factor astrofísico. Esto se puede hacer a partir de calcular el factor astrofísico en una rejilla de tamaño igual a la resolución promedio de HAWC (0.2°).
- Obtener el perfil espacial de emisión para la emisión de rayos gamma por el decaimiento de piones.

¹El problema de no observación de M87 también puede deberse a que eventos de menor tamaño necesitan de nuevas técnicas de reconstrucción y estimación de energía.

- Fotones de altas energías son atenuados debido a la interacción con los fotones que componen el campo de la luz de fondo extragaláctica. En la Figura 5.1 se muestra la corrección del límite de exclusión para el canal de aniquilación a leptones τ . Para describir la atenuación de los fotones de EBL usé el modelo de Franceschini [75]. Se observa que la principal corrección es para energías mayores a 10 TeV.

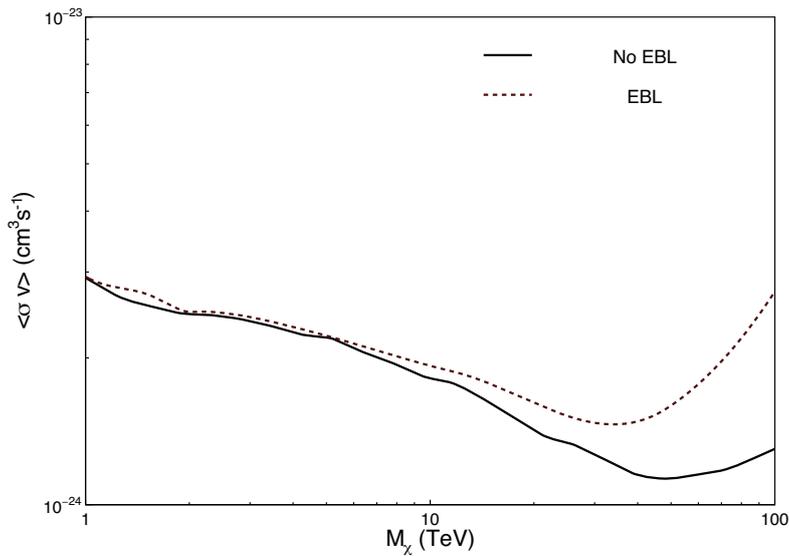


FIGURA 5.1. Corrección por EBL para los límites de exclusión obtenidos para la sección eficaz de aniquilación para el canal a leptones τ . Para la atenuación de fotones se considera el modelo de Franceschini [75].

- Colocar una fuente ficticia que simule la contribución de la galaxia M87. Usaré el valor del límite superior del flujo reportado en [76].
- Aplicar un análisis de fuente extendida.



EL MODELO COSMOLÓGICO ESTÁNDAR

El Modelo Cosmológico Estándar o Cosmología Λ -CDM representa una respuesta parcial al conocimiento que tenemos acerca del Universo. Este modelo nos permite explicar de manera adecuada la historia térmica, la estructura a gran escala del Universo y otras propiedades del Universo.

El Modelo Cosmológico Estándar está basado en dos ideas básicas: La expansión del Universo y el Principio Cosmológico. La expansión del Universo fue descubierta por el Astrónomo Edwin Hubble al descubrir que las galaxias cercanas a la Vía Láctea se están alejando de ella. La velocidad con la cual se alejan estas galaxias es proporcional a la distancia de separación entre ambas galaxias. Esto es codificado en la ley de Hubble:

$$v = H \times r$$

Donde v es la velocidad de recesión, H es el parámetro de expansión y r es la separación entre las dos galaxias. De acuerdo con la ley de Hubble, es natural pensar que si nos movemos hacia atrás en el tiempo, existe un momento para el cual, toda la materia estaba concentrada en una región muy pequeña. Esto deja a la hipótesis de que el Universo es el resultado del estallido cósmico de una singularidad. A este escenario se le conoce como Big-Bang.

El segundo postulado, el Principio Cosmológico, se refiere al hecho de que a suficientemente grandes distancias (~ 100 Mpc) el Universo aparece homogéneo e isotrópico. Pruebas de que el Universo es isotrópico provienen de las observaciones de la radiación cósmica de fondo (CMB) la cual es un campo altamente isotrópico hasta una parte en

10^5 . En el caso de Homogeneidad, la evidencia proviene de los estudios de distribución de galaxias.

Aunque Isotropía no implica Homogeneidad, la combinación de Isotropía y el Principio de Copérnico (*no somos el centro del Universo*) dejan a la hipótesis de Homogeneidad. Dirigiéndonos hacia una descripción matemática, la métrica de un Universo con estas dos propiedades solo puede ser descrita por la métrica de Robertson-Walker:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega \right]$$

Donde a es conocido como el parámetro de escala y k es la curvatura espacial del Universo. Una de las ecuaciones Einstein para esta métrica y asumiendo que el tensor de energía-momento, $T_{\mu\nu}$, tiene la forma $\text{diag}(-\rho, p, p, p)$, es la ecuación de Friedmann:

$$(A.1) \quad \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi}{3}G\rho + \frac{\Lambda}{3}$$

Con ρ la densidad de energía del Universo y p , la presión. El último término en esta ecuación resulta de la constante cosmológico el cual es asociado a una componente con presión negativa comúnmente referida como Energía Oscura.

La Ecuación A.1 no puede ser resuelta ya que es necesario conocer la forma explícita para ρ . Esto es obtenido de aplicar la primera ley de la Termodinámica a un volumen a^3 en el Universo en expansión. Debido a que la expansión es adiabática, se obtiene la siguiente relación entre ρ y p :

$$(A.2) \quad \dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0$$

Esta ecuación es conocida como la ecuación del fluido. Finalmente, para obtener un sistema cerrado de ecuaciones, es necesario conocer la relación entre ρ y p , la cual dependerá del tipo de partículas presentes a cierto tiempo t de la historia del Universo. A esta relación se le conoce como ecuación de estado. De manera general se puede escribir:

$$(A.3) \quad p = \omega\rho$$

Donde el valor de ω varía de acuerdo al tipo de especie considerada que contribuye a la densidad de energía del Universo. (Radiación, partículas no relativistas, energía del vacío, etc.)

Las Ecuaciones A.1, A.2 y A.3, son los ingredientes básicos que se necesitan para poder estimar propiedades del Universo, como la edad del Universo, el tiempo en que el Universo es dominado por materia, etc. A continuación presentaré de manera muy breve los principales logros y preguntas (o cuestiones como sea de mayor agrado) abiertos del Modelo Cosmológico Estándar.

A.1 Logros del Modelo Cosmológico Estándar

El Modelo Cosmológico Estándar ha sido exitoso, no solo por la simplicidad del modelo, sino por la capacidad de explicar algunas de las propiedades observadas del Universo, los cuales son ahora pilares fundamentales del modelo, por ejemplo:

- Nucleosíntesis del Big Bang. Este proceso ocurre después de unos cuantos minutos de ocurrido el Big Bang. A este tiempo, el Universo era demasiado frío para permitir la formación de núcleos ligeros. La estimación de estas cantidades esta en acuerdo con las observaciones de las abundancias relativas observadas hoy en día.
- La radiación cósmica de fondo y su anisotropía. Aproximadamente 3×10^5 años ($z \sim 1100$), después del Big Bang, el Universo comienza a ser transparente a los fotones (la longitud de camino libre medio del fotón es tan grande que ya no ocurren colisiones entre fotones). Esto ocurre durante la transición en que el Universo pasa a ser dominado por materia. Durante este período, también quedan grabadas las oscilaciones acústicas de bariones producidas por los ciclos de compresión gravitacional y expansión debida a la presión de radiación de la materia bariónica que queda atrapada en los potenciales gravitacionales producidos por fluctuaciones en la densidad.
- Estructura a gran escala del Universo. Suponiendo un Universo dominado por materia oscura fría, simulaciones cosmológicas son capaces de reproducir la estructura a gran escala (> 100 Mpc) del Universo.
- Historia térmica del Universo. El Modelo Cosmológico Estándar no responde como fue el origen del Universo. En cambio, este modelo permite entender, con la Física conocida hasta el momento, la evolución del Universo a partir de 10^{-43} s después de ocurrido el Big Bang. Solamente usando expansión adiabática, Física del Modelo Estándar, Astrofísica, y Relatividad General, se puede estimar los tiempos en que

ocurre el desacople térmico de las diferentes especies que contribuyen a la densidad de energía.

A.2 Cuestiones abiertas del Modelo Cosmológico

A pesar del éxito en describir gran parte de los fenómenos que se refieren a la evolución del Universo, el Modelo Cosmológico Estándar presenta algunos problemas, cuestiones, que hasta la fecha no han quedado completamente resueltos, además de que no se cuenta con la suficiente evidencia experimental que respalde a las posibles soluciones. A continuación solo describo de manera breve el problema del horizonte.

El Problema del Horizonte está relacionado con la radiación cósmica de fondo, la cual es altamente isotrópica. Esto deja al problema de que haya regiones del Universo totalmente desconectadas causalmente que presenten las mismas características. Una posible solución es invocar un proceso de inflación durante los primeros instantes después del Big-Bang, en el que el Universo se expandió en un período muy corto de tiempo. Esto permitió que la mayoría de las irregularidades presentes en la época temprana del Universo se homogeneizaran dejando a un alto grado de isotropía. Las regiones que hoy aparecen causalmente desconexas, no lo eran en momentos previos a la inflación. No es claro cual fue el proceso que dio origen a la inflación.

Otro de los problemas del Modelo Cosmológico Estándar es acerca de la naturaleza de la materia oscura. Estos problemas no son los únicos y esperamos que nueva física pueda resolver estos problemas en el futuro próximo.

Para mayores detalles acerca de la teoría detrás del Modelo Cosmológico Estándar ver [77–79].

BIBLIOGRAFÍA

- [1] The Planck Collaboration.
PLANCK 2015. RESULTS XIII. COSMOLOGICAL PARAMETERS.
Journal of Astronomy & Astrophysics, 594:A13, 2016.
doi: 10.1051/0004-6361/201525830.
- [2] Stéphane Corteau, Michelle Capellari, Roelof S. de Jong, Aaron A. Dutton, Eric Emsellem, Henk Hoekstra, L.V.E. Koopmans, Gary A. Manon, Claudia Maraston, Tommaso Treu, and Lawrence M. Widrow.
GALAXY MASSES.
Reviews of Modern Physics, 86:47–119, 2014.
doi: 10.1103/RevModPhys.86.47.
- [3] Sebastien Blais-Ouellette.
DISTRIBUTION DE LA MATIERE DANS LES GALAXIES SPIRALES.
PhD thesis, Universite de Montreal, Canada, 2000.
- [4] Filippo Fraternali, Gustaaf van Moorsel, Renzo Sancisi, and Tom Oosterloo.
DEEP HI SURVEY OF THE SPIRAL GALAXY NGC 2403.
The Astronomical Journal, 123:3124–3140, 2002.
doi: 10.1086/340358.
- [5] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk.
PARTICLE DARK MATTER: EVIDENCE, CANDIDATES AND CONSTRAINS.
Physics Reports, 405:279–390, 2005.
doi: 10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- [6] Massimo Persic and Paolo Salucci.
THE UNIVERSAL ROTATION CURVE OF SPIRAL GALAXIES - I. THE DARK MATTER CONNECTION.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 281:27–47, 1996.

- doi: 10.1093/mnras/281.1.27.
- [7] Ekaterina Karukes and Paolo Salucci.
THE UNIVERSAL ROTATION CURVE OF DWARF DISC GALAXIES.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 465:4703–4722, 2017.
doi: 10.1093/mnras/stw3055.
- [8] Stuart L. Shapiro and Saul A. Teukosky.
BLACK HOLES, WHITE DWARFS AND NEUTRON STARS. THE PHYSICS OF COMPACT
OBJECTS.
WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [9] Jan H. Oort.
THE FORCE EXERTED BY THE STELLAR SYSTEM IN THE DIRECTION PERPENDI-
CULAR TO THE GALACTIC PLANE AND SOME RELATED PROBLEMS.
Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, VI, 1932.
- [10] F. Zwicky.
ON THE MASSES OF NEBULAE AND CLUSTER OF NEBULAE.
The Astrophysical Journal, 86:4703–4722, 1937.
- [11] Andrew Robertson, Richard Massey, and Vincent Eke.
WAHT DOES THE BULLET CLUSTER TELL US ABOUT SELF-INTERACTING DARK
MATTER?
Mont. Not. R. Astron. Soc., 465:569–587, 2017.
doi: 10.1093/mnras/stw2670.
- [12] Bebasish Majumdar.
DARK MATTER. AN INTRODUCTION.
CRC Press, Taylor & Francis Group, 2015.
- [13] Jussi Valiviita.
THE NATURE OF PRIMORDIAL PERTURBATIONS IN THE LIGHT OF CMB OBSER-
VATIONS.
PhD thesis, University of Helsinki, Finland, 2005.
- [14] George F. Smoot.
NOBEL LECTURE: COSMIC MICROWAVE BAKCGROUND RADIATION ANISOTROPIES:
THEIR DISCOVERY AND UTILIZATION.

- Reviews of Modern Physics*, 79:1349–1379, 2007.
doi: 10.1103/RevModPhys.79.1349.
- [15] V. Springel, S. D. M. White, C. S. Frenk, J. F. Navarro, A. Jenkins, M. Vogelsberger, J. Wang, A. Ludlow, and A. Helmi.
PROSPECTS FOR DETECTING SUPERSYMMETRIC DARK MATTER IN THE GALACTIC HALO.
Nature, 456:73–76, 2008.
doi: 10.1038/nature07411.
- [16] Mark Vogelsberger, Shy Genel, Volk Springel, Paul Torrey, Debora Sijacki, Dandan Xu, Gregory F. Snyder, Dylan Nelson, and Lars Hernquist.
INTRODUCING THE ILLUSTRIS PROJECT: SIMULATING THE COEVOLUTION OF DARK AND VISIBLE MATTER IN THE UNIVERSE.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 79:1518–1547, 2014.
doi: 10.1093/mnras/stu1536.
- [17] Marco Taoso, Gianfranco Bertone, and Antonio Masiero.
DARK MATTER CANDIDATES: A TEN-POINT TEST.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 03, 2008.
doi: 10.1088/1475-7516/2008/03/022.
- [18] R. Bernabei, P. Belli, A. Di Marco, F. Montecchia, A. d’Angelo, A. Incicchitti, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, C. J. Dai, H. L. He, H. H. Kuang, X. H. Ma, and X. D. Sheng.
DAMA/LIBRA: RESULTS AND PERSPECTIVES.
EPJ Web of Conferences, 136, 2017.
doi: 10.1051/epjconf/201713605001.
- [19] The LZ Collaboration.
LUX-ZEPLIN (LZ) CONCEPTUAL DESIGN REPORT.
arXiv:1509.02910[physics.ins-det], 2015.
- [20] The Majorana Collaboration.
DARK MATTER SENSITIVITIES OF THE MAJORANA DEMONSTRATOR.
Journal of Physics: Conference Series, 375, 2012.
doi: 10.1088/1742-6596/375/1/012014.
- [21] The CRESST Collaboration.

- FIRST RESULTS ON LOW-MASS DARK MATTER FROM THE CRESS-III EXPERIMENTS.
arXiv:1711.07692[astro-ph.CO], 2017.
- [22] The CDMS Collaboration.
 THE CRYOGENIC DARK MATTER SEARCH (CDMS) EXPERIMENT: RESULTS AND PROSPECTS.
Journal of Physics: Conference Series, 150, 2009.
 doi: 10.1088/1475-7516/150/1/012006.
- [23] The Edelweiss Experiment.
 IMPROVED EDELWEISS-III SENSITIVITY FOR LOW-MASS WIMPS USING A PROFILE LIKELIHOOD APPROACH.
The European Physical Journal C, 76:548, 2016.
 doi: 10.1088/epjc/s10052-016-4388-y.
- [24] The Pico Collaboration.
 DARK MATTER SEARCH RESULTS FROM THE PICO-60 C_3F_8 BUBBLE CHAMBER.
arXiv:1702.07666v1, 2017.
- [25] The Picasso Collaboration.
 FINAL RESULTS OF THE PICASSO DARK MATTER SEARCH EXPERIMENT.
Astroparticle Physics, 90:85–92, 2017.
 doi: 10.1016/j.astropartphys.2017.02.005.
- [26] The PandaX-II Collaboration.
 DARK MATTER RESULTS FROM FIRST 98.7 DAYS OF DATA FROM THE PANDAX-II EXPERIMENT.
Physical Review Letters, 117, 2016.
 doi: 10.1103/PhysRevLett.117.121303.
- [27] IceCube Collaboration.
 SEARCH FOR NEUTRINOS FROM DARK MATTER SELF-ANNIHILATIONS IN THE CENTER OF THE MILKY WAY WITH 3 YEARS OF ICECUBE/DEPPCORE.
The European Physical Journal, 77:627, 2017.
 doi: 10.1140/epjc/s10052-017-5213-y.
- [28] Super-Kamiokande Collaboration.

SEARCH FOR NEUTRINOS FROM ANNIHILATION OF CAPTURED LOW-MASS DARK MATTER PARTICLES IN THE SUN BY SUPER-KAMIOKANDE.

Physical Review Letters, 114, 2015.

doi: 10.1103/PhysRevLett.114.141301.

[29] H.E.S.S. Collaboration.

SEARCH FOR DARK MATTER ANNIHILATION TOWARDS THE INNER GALACTIC HALO FROM 10 YEARS OF OBSERVATIONS WITH H.E.S.S.

Physical Review Letters, 117, 2016.

doi: 10.1103/PhysRevLett.117.111301.

[30] Magic Collaboration.

LIMITS TO DARK MATTER ANNIHILATION CROSS-SECTION FROM A COMBINED ANALYSIS OF MAGIC AND FERMI-LAT OBSERVATIONS OF DWARF SATELLITE GALAXIES.

Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 039:16, 2016.

doi: 10.1088/1475-7516/2016/02/039.

[31] The FERMI-LAT and DES Collaborations.

SEARCHING FOR DARK MATTER ANNIHILATION IN RECENTLY DISCOVERED MILKY WAY SATELLITES WITH FERMI-LAT.

The Astrophysical Journal, 834, 2017.

doi: 10.3847/1538-4357/834/2/110.

[32] EGRET Collaboration.

THE THIRD EGRET CATALOG OF HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SOURCES.

The Astrophysical Journal Supplement Series, 123:79–202, 1999.

doi: 10.1086/313231.

[33] PAMELA Collaboration.

THE PAMELA SPACE MISSION FOR ANTIMATTER AND DARK MATTER SEARCHES IN SPACES.

Hyperfine Interact, 213:147–158, 2012.

doi: 10.1007/s10751-011-0397-2.

[34] MiniBooNE-DM Collaboration.

DARK MATTER SEARCHES IN A PROTON BEAM DUMP WITH MINIBOONE.

Physical Review Letters, 118, 2017.

- doi: 10.1103/PhysRevLett.118.221803.
- [35] Jonas Wessén.
DARK MATTER SIGNATURES IN COSMIC γ -RAYS.
PhD thesis, Lund University, Sweden, 2005.
- [36] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen, and Peter Z. Skands.
AN INTRODUCTION TO PYTHIA 8.2.
Computer Physics Communications, 191:159–177, 2015.
doi: 10.1016/j.cpc.2015.01.024.
- [37] Jean-François Fortin, Jessie Shelton, Scott Thomas, and Yue Zhao.
GAMMA RAY SPECTRA FROM DARK MATTER ANNIHILATION AND DECAY.
arXiv:0908.2258v1, 2009.
- [38] Paolo Ciafaloni, Denis Comelli, Antonio Riotto, Filippo Sala, Alessandro Strumia, and Alfredo Urbano.
WEAK CORRECTIONS ARE RELEVANT FOR DARK MATTER INDIRECT DETECTION.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 03,019:36, 2011.
doi: 10.1088/1475-7516/2011/03/019.
- [39] Marco Cirelli.
PPPC 4 DM ID - A POOR PARTICLE PHYSICIST COOKBOOK FOR DARK MATTER INDIRECT DETECTION, May 2016.
URL <http://www.marcocirelli.net/PPPC4DMID.html>.
- [40] Vincent Bonnevillat, Moritz Hütten, Emmanuel Nezri, Aldée Charbonnier, Céline Combet, and David Maurin.
CLUMPY: JEANS ANALYSIS, γ -RAY AND ν FLUXES FROM DARK MATTER (SUB-)STRUCTURES.
Computer Physics Communications, 200:336–349, 2016.
doi: 10.1016/j.cpc.2015.11.012.
- [41] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. White.
A UNIVERSAL DENSITY PROFILE FROM HIERARCHICAL CLUSTERING.
The Astrophysical Journal, 490:493–508, 1997.
doi: 10.1086/304888.

- [42] Dean E. McLaughlin.
EVIDENCE IN VIRGO FOR THE UNIVERSAL DARK MATTER HALO.
The Astrophysical Journal, 512:L9–L12, 1999.
doi: 10.1086/311860.
- [43] M. White.
THE MASS OF A HALO.
Astronomy and Astrophysics, 367:27–32, 2001.
doi: 10.1051/0004-6361:20000357.
- [44] J. S. Bullock, T. S. Kolatt, Y. Sigad, R. S. Somerville, A. V. Kravtsov, A. A. Klypin,
J. R. Primack, and A. Dekel.
PROFILES OF DARK HALOES: EVOLUTION, SCATTER AND ENVIRONMENT.
Mont. Not. R. Astron. Soc., 321:559–575, 2001.
doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04068.x.
- [45] HongSheng Zhao.
ANALYTICAL DYNAMICAL MODELS FOR DOUBLE POWER-LAW GALACTIC NUCLEI.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 287:525–537, 1997.
doi: 10.1093/mnras/287.3.525.
- [46] V. Springel, J. Wang, M. Vogelsberger, A. Ludlow, A. Jenkins, A. Helmi, J. F. Navarro,
C. S. Frenk, and S. D. White.
THE AQUARIUS PROJECT: THE SUBHALOES OF GALACTIC HALOES.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 391:1685–1711, 2008.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14066.x.
- [47] J. F. Navarro, E. Hayashi, C. Power, A. R. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. White, V. Springel,
J. Stadel, and T. R. Quinn.
THE INNER STRUCTURE OF Λ CDM HALOES – III. UNIVERSALITY AND ASYMPTOTIC SLOPES.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 349:1039–1051, 2004.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.07586.x.
- [48] A. Burkert.
THE STRUCTURE OF DARK MATTER HALOS IN DWARF GALAXIES.
The Astrophysical Journal, 447:L25–L28, 1995.
doi: 10.1086/309560.

- [49] L. Gao, S. D. White, A. Jenkins, F. Stoehr, and V. Springel.
THE SUBHALO POPULATIONS OF Λ CDM DARK HALOES.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 355:819–834, 2004.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08360.x.
- [50] Aldée Charbonnier, Céline Combet, and David Maurin.
Clumpy, November 2015.
URL <https://lpsc.in2p3.fr/clumpy/index.html>.
- [51] J. Lavalle, Q. Yuan, D. Maurin, and X.-J. Bi.
FULL CALCULATION OF CLUMPINESS BOOST FACTOR FOR ANTIMATTER COSMIC
RAYS IN THE LIGHT OF Λ CDM N-BODY SIMULATION RESULTS. ABANDONING
HOPE IN CLUMPINESS ENHANCEMENT?
Astronomy and Astrophysics, 479:427–452, 2008.
doi: 10.1051/0004-6361:20078723.
- [52] Carlo Giocoli, Gisupper Tormen, and Ravi K. Sheth.
FORMATION TIMES, MASS GROWTH HISTORIES AND CONCENTRATIONS OF DARK
MATTER HALOES.
Mont. Not. R. Astron. Soc., 422:185–198, 2012.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20594.x.
- [53] Miguel A. Sánchez-Conde and Francisco Prada.
THE FLATTENING OF THE CONCENTRATION-MASS RELATION TOWARDS LOW HALO
MASSES AND ITS IMPLICATIONS FOR THE ANNIHILATION SIGNAL BOOST.
Mont. Not. R. Astron. Soc., 442:2271–2277, 2014.
doi: 10.1093/mnras/stu1014.
- [54] Marco Cirelli, Gennaro Corcella, Andi Hektor, Gert Hütsi, Mario Kadastik, Paolo
Panci, Martti Raidal, Filippo Sala, and Alessandro Strumia.
PPPC4DM ID: A POOR PARTICLE PHYSICIST COOKBOOK FOR DARK MATTER
INDIRECT DETECTION.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 03:60, 2011.
doi: 10.1088/1475-7516/2011/03/051.
- [55] Jiaxin Han, Carlos S. Frenk, Vincent R. Eke, Liang Gao, Simon D. M. White, Alexy
Boyarsky, Denys Malyshev, and Oleg Ruchayskiy.
CONSTRAINING EXTENDED GAMMA-RAY EMISSION FROM GALAXY CLUSTERS.

- Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 427:1651–1665, 2012.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.22080.x.
- [56] Oscar Macías-Ramírez, Chris Gordon, Anthony M. Brown, and Jenni Adams.
EVALUATING THE GAMMA-RAY EVIDENCE FOR SELF-ANNIHILATING DARK MATTER FROM THE VIRGO CLUSTER.
Physical Review D, 86:6, 2012.
doi: 10.1103/PhysRevD.86.076004.
- [57] The Fermi Collaboration.
SEARCH FOR EXTENDED GAMMA-RAY EMISSION FROM THE VIRGO GALAXY CLUSTER WITH FERMI-LAT.
The Astrophysical Journal, 812:15, 2015.
doi: 10.1088/0004-637X/812/2/159.
- [58] Millagro Collaboration.
DISCOVERY OF TEV GAMMA-RAY EMISSION FROM THE CYGNUS REGION OF THE GALAXY.
The Astrophysical Journal, 658:L33–L36, 2007.
doi: 10.1086/513696.
- [59] The HAWC Collaboration.
DARK MATTER LIMITS FROM DWARF SPHEROIDAL GALAXIES WITH THE HAWC GAMMA-RAY OBSERVATORY.
ArXiv e-prints [astro-ph.HE / 1706.01277], 2017.
- [60] The HAWC Collaboration.
SEARCHING FOR TEV DM EVIDENCE FROM DWARF IRREGULAR GALAXIES WITH THE HAWC OBSERVATORY.,
In *The 35th International Cosmic Ray Conference (Busan, Republic of South Korea)*, volume ICRC2017, page 897, 2017.
- [61] The HAWC Collaboration.
SENSITIVITY OF THE HIGH ALTITUDE WATER CHERENKOV DETECTOR TO SOURCES OF MULTI-TEV GAMMA RAYS.
The Astrophysical Journal, 812:15, 2015.
doi: 10.1088/0004-637X/812/2/159.
- [62] The HAWC Collaboration.

- THE 2HWC HAWC OBSERVATORY GAMMA RAY CATALOG.
Astroparticle Physics, 50-52:26–32, 2013.
doi: 10.1016/j.astropartphys.2013.08.002.
- [63] Simona Mei, John P. Blakeslee, Patrick Côté, John L. Tonry, Michael J. West, Laura Ferrarese, Andrés Jordán, Eric W. Peng, André Anthony, and David Merritt.
THE ACS VIRGO CLUSTER SURVEY. XIII. SBF DISTANCE CATALOG AND THREE-DIMENSIONAL STRUCTURE OF THE VIRGO CLUSTER.
The Astrophysical Journal, 655:144–162, 2007.
- [64] Bruno Binggeli.
The virgo cluster, September 2001.
URL <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/ESSAYS/Binggeli/binggeli.html>.
- [65] Suk Kim, Soo-Chang Rey, Helmut Jerjen, Thorsten Lisker, Eon-Chang Sung, Youngdae Lee, Jiwon Chung, Mina Pak, Wonhyeong Yi, and Woong Lee.
THE EXTENDED VIRGO CLUSTER CATALOG.
The Astrophysical Journal, 215:29, 2014.
doi: 10.1088/0067-0049/215/2/22.
- [66] I. D. Karachentsev.
VIRIAL MASS AND LUMINOSITY OF THE VIRGO CLUSTER OF GALAXIES.
The Astrophysical Journal, 1975.
- [67] P. Fouqué, J. M. Solanes, T. Sanchis, and C. Balkowski.
STRUCTURE, MASS AND DISTANCE OF THE VIRGO CLUSTER FROM A TOLMAN-BONDI MODEL.
Astronomy & Astrophysics, 375:770–780, 2001.
doi: 10.1051/0004-6361:20010833.
- [68] I. D. Karachentsev and O. G. Nasonova.
THE OBSERVED INFALL OF GALAXIES TOWARDS THE VIRGO CLUSTER.
Mon. Not. R. Astron. Soc., 405:1075–1083, 2010.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16501.x.
- [69] Igor. D. Karachentsev, R. Brent Tully, Po-Feng Wu, Edward J. Shaya, and Andrew E. Dolphin.

INFALL OF NEARBY GALAXIES INTO THE VIRGO CLUSTER AS TRACED WITH
HUBBLE SPACE TELESCOPE.

The Astrophysical Journal, 782:9, 2014.

doi: 10.1088/0004-637X/782/1/4.

[70] Jounghun Lee, Suk Kim, and Soo-Chang Rey.

LARGE-SCALE FILAMENTARY STRUCTURES AROUND THE VIRGO CLUSTER REVI-
SITED.

The Astrophysical Journal, 833:8, 2016.

doi: 10.3847/1538-4357/833/2/207.

[71] Jounghun Lee, Suk Kim, and Soo-Chang Rey.

A NEW DYNAMICAL MASS MEASUREMENT FOR THE VIRGO CLUSTER USING THE
RADIAL VELOCITY PROFILE OF THE FILAMENT GALAXIES.

The Astrophysical Journal, 807:8, 2015.

doi: 10.1088/0004-637X/807/2/122.

[72] NASA.

The virgo cluster, September 2001.

URL https://ned.ipac.caltech.edu/cgi-bin/objsearch?objname=Virgo+Cluster&extend=no&hconst=73&omegam=0.27&omegav=0.73&corr_z=1&out_csys=Equatorial&out_equinox=J2000.0&obj_sort=RA+or+Longitude&of=pre_text&zv_breaker=30000.0&list_limit=5&img_stamp=YES#ObjNo1.

[73] Anders Pinzke and Cristoph Pfrommer.

SIMULATING THE γ -RAY EMISSION FROM GALAXY CLUSTER: A UNIVERSAL COSMIC
RAY SPECTRUM AND SPATIAL DISTRIBUTION.

Mon. Not. R. Astron. Soc., 409:449–480, 2010.

doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.17328.x.

[74] The HAWC Collaboration.

A HIGH-LEVEL ANALYSIS FRAMEWORK FOR HAWC.

In *The 34th International Cosmic Ray Conference (The Hague, The Netherlands)*,
volume ICRC2015, page 948, 2015.

[75] Alberto Franceschini and Giulia Rodighiero.

THE EXTRAGALACTIC BACKGROUND LIGHT REVISITED AND THE COSMIC PHOTON-
PHOTON OPACITY.

Astronomy and Astrophysics, 603 A34:1–17, 2017.

doi: 10.1051/0004-6361/201629684.

[76] The HAWC Collaboration.

OBSERVATION OF RADIO GALAXIES WITH HAWC.

In *The 35th International Cosmic Ray Conference (Busan, Republic of South Korea)*,
volume ICRC2017, page 607, 2017.

[77] J. N. Islam.

AN INTRODUCTION TO MATHEMATICAL COSMOLOGY.

Cambridge University Press, 2004.

[78] Steven Weinberg.

COSMOLOGY.

Oxford University Press, 2008.

[79] Scott Dodelson.

MODERN COSMOLOGY.

Academic Press, 2003.