



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA

**Búsquedas indirectas de materia oscura fría
en cúmulos de galaxias y objetos compactos
usando rayos gamma a escalas de TeV**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
Sergio Hernández Cadena

Dr. José Rubén Alfaro Molina
Instituto de Física, UNAM

Dr. Miguel Ángel Sánchez Conde
IFT, Universidad Autónoma de Madrid

Dr. Aldo Armando Rodríguez Puebla
Instituto de Astronomía, C.U. UNAM

Dr. Diego López Cámara Ramírez
Instituto de Astronomía, C.U. UNAM

Dra. Mariana Cano Díaz
Instituto de Astronomía, C.U. UNAM

Dra. Alma Xóchitl González
Universidad de Guanajuato

Ciudad Universitaria, CD. MX., agosto, 2023.



Universidad Nacional
Autónoma de México

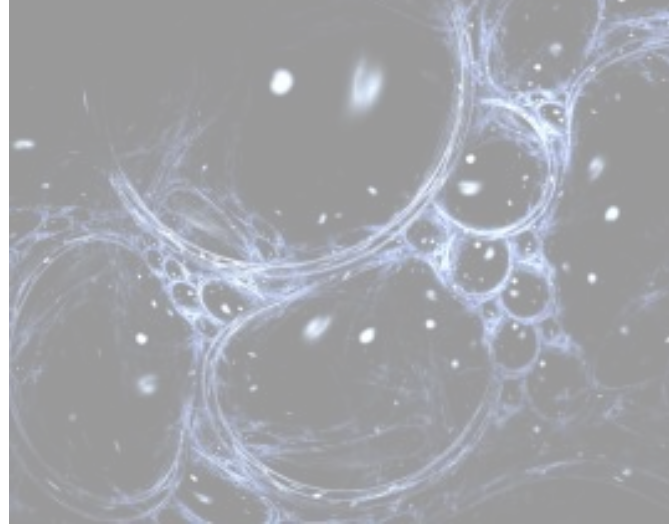


UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

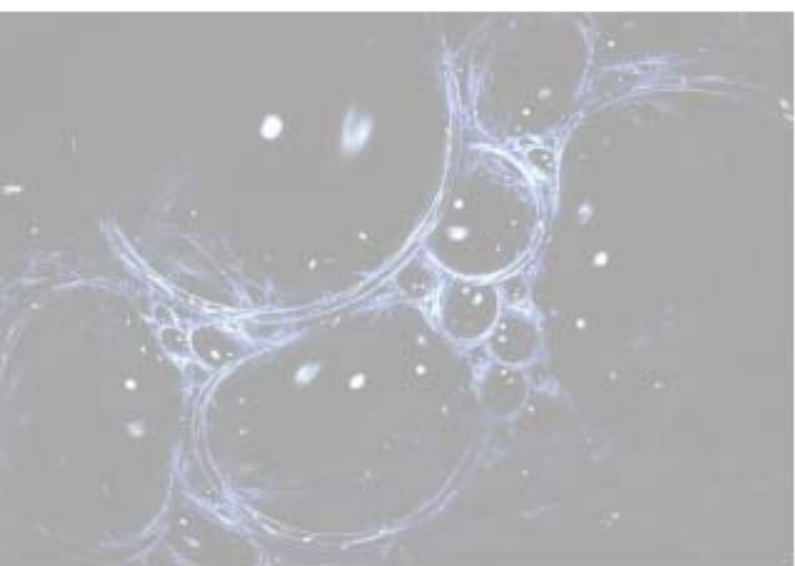
El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición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



Búsquedas indirectas de materia oscura fría en cúmulos de galaxias y objetos compactos usando rayos gamma a escalas de TeV

Tesis Doctoral:
Sergio Hernández Cadena

Supervisor: Dr. José Rubén Alfaro Molina
Comité Tutor: Aldo Armando Rodríguez Puebla & Mariana Vargas Magaña
Agosto, 2023



Agradecimientos

Este ha sido un camino de básicamente toda la vida. No me alcanzan las palabras para realmente agradecer el apoyo, los regaños y la confianza que muchas personas han depositado en mí para ver esto finalizar y comenzar una nueva etapa en mi vida, personal y académica. Antes de continuar, quiero aclarar que el orden que he puesto aquí no representa nada en particular. Y de antemano, si llegara a faltar alguien, de verdad lo siento.

Quiero comenzar por agradecer a mis padres, Tomás y Rhode, y a mis hermanas Karla María y Tania; por su apoyo incondicional que me han brindado. Su preocupación y cariño los llevo conmigo a todas partes. Gracias por confiar en mí. Los quiero y gracias por motivarme a siempre dar lo mejor de mí.

A mis tutores (sí, de cierta forma he tenido dos todo este tiempo) Rubén Alfaro y Magda González, porque también sin su apoyo y voto de confianza, nada de esto pudo haber sido posible. Los regaños no faltaron, pero también las experiencias que he compartido con ustedes me han ayudado como no tienen idea.

También quiero agradecer a Miguel Sánchez Conde. No solo he encontrado un colaborador, sino un amigo increíble. Te agradezco todo el apoyo que me has dado en estos cuatro años, y en verdad espero volver a regresar a visitarte en Madrid en un futuro.

Agradezco a Daniel y Fer, su apoyo, pláticas y sapes emocionales me han ayudado mucho. De verdad, muchas gracias por que han estado ahí para apoyarme. Los quiero mucho Fer y Danny.

A Alvaro y José, porque también han sido excelentes amigos. Agradezco también los tiempos de discusión y de chisme. A ustedes no los quiero (hahaha, es broma).

A Mabel, porque esas pláticas sobre melancolía, música y libros las aprecio mucho. Porque me la pasé increíble contigo todo este tiempo que hemos hablado, y también porque nos hemos dado de sapes para poder ayudarnos a salir adelante. Te quiero Mabel.

A Eli, porque quién diría que tendría una hermana perdida en el posgrado. Eres una persona increíble. Gracias también porque también me has apoyado con muchas cosas. Te quiero Eli.

A Rafael, porque inesperadamente ha sido increíble pasar el tiempo contigo, aunque luego me digas que me odias, yo así también te quiero.

A Arlette, porque en este tiempo ha sido una persona que también me ha motivado a mejorar

y dar lo mejor de mí (no, no escribiré un mucho texto). Te quiero. De verdad, te esperan cosas increíbles en los próximos años.

A todos, de verdad, muchas gracias. Ya vayánme a visitar en China.

Finalmente, los agradecimientos oficiales: Este proyecto fue realizado gracias al apoyo del proyecto PAPIIT IG101323.

Abstract

In this work, I present the results of indirect dark matter searches for candidates with masses at TeV scales. The analysis consists into estimate the signatures of very high-energy photons, $E > 100$ GeV induced by interactions or proceses involving dark matter particles; as annihilation, decay or conversions to standar model particles. The indirect searches were performed for the cluster of galaxies Perseus, a sample of dwarf irregular galaxies and the recently observed GRB 221009A.

For the Perseus cluster, the searches of gamma-ray signals induced by annihilation or decay of dark matter were performed using simulated observations with the CTA Observatory. The observations have a total duration of 300 h. The goal of this analysis is to estimate the sensitivity of CTA to the annihilation and decay of dark matter candidates. Each simulated observation include the gamma-ray emission of four differente contributions present in the Perseus cluster: the galaxies IC 310 and NGC 1275, the gamma-ray emission induced by hadronic interaction in the intracluster medium, and the gamma-ray emission induced by dark matter. I perform 100 reptitions varying the Monte Carlo seed of the observations to take into account the effect of background fluctuations. I simulate the observations using the software `ctools`, and use the Maximum Likelihood method to estimate the best-fit parameters that describe the observations. Because of the presence of the galaxy NGC 1275 in the center of the Perseus cluster, I include a mask to reduce the probability of a positive detection of a dark matter signal due to the presence of the galaxy NGC 1275. I do not observe any positive detection of the gamma-ray emission induced by dark matter, and the values of the test statistic are converted into constraints to the annihilation cross-section and decay lifetime of candidates with masses in the range from 50 GeV up to 100 TeV. These expected limits show that the CTA observatory will improve the limits for indirect dark matter searches previously obtained for other cluster of galaxies. In particular, the constraints for the decay lifetime of dark matter particles with CTA will improve the limits for the Perseus cluster obtained using observations by the Magic telescopes after an effective exposure of 200 h.

Indirect dark matter searches with dwarf irregular galaxies are performed using collected data with the HAWC observatory, comprising almost 3 years of data. The goal of this analysis is to show the capability of the observatories with a wide field of view to perform joint analysis of large populations; and, for the energy range of HAWC, the dwarf irregular galaxies are a good sample of targets to perform indirect dark matter searches in conjuction with dwarf spheroidal galaxies. These joint analysis can improve the limits to annihilation cross section

and decay lifetime of dark matter candidates with masses at TeV scales. I present the analysis considering a sample of 31 dwarf irregular galaxies within the field of view of HAWC. I use data related to total mass and density profile of dark matter reported in the literature. I perform two analysis to estimate the best-fit parameters to describe the observations: an individual analysis, and a joint analysis combining data from the 31 galaxies. I do not see any detection of gamma-ray emission induced by dark matter neither in the individual analysis or the joint analysis. Then, the values of test statistic are converted into exclusion limits to the annihilation cross section or decay lifetime as function of the mass of the dark matter candidate in the range from 1 TeV up to 100 TeV, and for five annihilation/decay channels. The best individual analysis is obtained for the galaxy DDO 154, and the joint analysis shows improvement in the constraints with respect to the limit of DDO 154 for candidates with masses above 10 TeV, and annihilation/decay channels to leptons. The constraints from dwarf irregular galaxies are, in average for the masses I consider in the analysis, two order of magnitud less restrictive that the limits obtained previously for a sample of ultra-faint dwarf spheroidal galaxies, and comparables to the constraints obtained for classical dwarf spheroidal galaxies. In conclusion, dwarf irregular galaxies are viable targets to perform indirect dark matter searches, and for TeV gamma rays, a joint analysis using dwarf irregular and spheroidal galaxies is also feasible, leading to possible improvements in the exclusion limits of dark matter parameters using data from observatories with wide field of view.

The GRB 221009A is the most bright GRB ever detected. After the announcement of the detection of this GRB by Fermi-GBM, observations from other experiments have allowed to estimate parameters associated with the GRB, as the radiated isotropic energy, redshift, and the temporal evolution of the emission. One of the most interesting highlights of this GRB is the detection of a photon by the LHAASO observatory with an energy of 18 TeV. The detection of this 18-TeV photon represents a challenge to the conventional physical processes to explain the emission of TeV photons in GRBs. Then, models involving conversions between gamma rays and light dark matter candidates have appeared in recent publications to explain the detection by LHAASO, however this proposals still considered that the 18-TeV photon is still produced in the GRB. In this work, we propose that during the GRB itself, light dark matter candidates, as ALPs and dark photons, are also produced, and we explore the minimum value of the conversion probability between dark matter and gamma rays to explain the detection of the 18-TeV photon by LHAASO. We find allowed values of the ALP's and dark photon parameter space in agreement with the minimum conversion probability required to explain the 18-TeV photon associated with the GRB221009A.

Keywords — dark matter: Cold dark matter — galaxies: dwarf irregular galaxies— particle astrophysics: gamma rays gamma-ray burst: general — gamma-ray burst: individual (221009A) — gamma rays: general — emission processes — dark matter — axion-like particles — ALPs — dark photon — dark sector — galaxy clusters: individual (Perseus) — cosmic rays

Resumen

En este trabajo presento los resultados de los análisis para búsquedas indirectas de materia oscura para candidatos con masas a escalas de TeV. Los análisis se basan en estimar la presencia de señales en fotones de muy alta energía, $E > 100$ GeV inducidas por interacciones o procesos que involucran partículas de materia oscura, como aniquilación, decaimiento o conversiones a partículas del modelo estándar. Las búsquedas se realizaron para el cúmulo de Perseo, una muestra de galaxias enanas irregulares y el GRB 221009A.

Para el cúmulo de Perseo, las búsquedas de señales de rayos gamma inducidas por aniquilación o decaimiento de materia oscura se realizaron utilizando observaciones simuladas del Observatorio CTA con una duración total de 300 h. El objetivo de este análisis es estimar la sensibilidad de CTA a aniquilación y decaimiento de candidatos a materia oscura. Cada observación simulada incluye la emisión en rayos gamma de las cuatro contribuciones al flujo en Perseo: las galaxias IC 310 y NGC 1275, la emisión inducida por interacciones hadrónicas en el medio intracúmulo, y la emisión inducida por materia oscura. En total, realicé 100 repeticiones de las observaciones, variando la semilla de la simulación Monte Carlo, para tomar en cuenta el efecto de las fluctuaciones de eventos de fondo. Las observaciones las simulé usando el software ctools, y el análisis para encontrar el conjunto de parámetros que mejor describen las observaciones lo llevé a cabo mediante el método de Maximum Likelihood. Debido a la presencia de la galaxia NGC 1275 en el centro de Perseo, incluí una máscara para reducir la probabilidad de detección de una señal inducida por materia oscura debido a la presencia de NGC 1275. En ningún caso se observó una detección positiva de señales inducidas por materia oscura, y los valores de prueba estadística los convertí en cotas a la sección eficaz y tiempo de vida media de candidatos con masas entre 50 GeV y 100 TeV. Los límites esperados obtenidos con CTA mejorarán los límites obtenidos para búsquedas indirectas de materia oscura en cúmulos de galaxias realizadas por otros observatorios. En particular, los límites para tiempo de vida media obtenidos con CTA mejorarán los límites para el cúmulo de Perseo obtenidos con observaciones de Magic con un tiempo efectivo de duración de 200 h.

Las búsquedas indirectas de materia oscura en galaxias enanas irregulares es realizada usando datos colectados por el observatorio HAWC, cubriendo un total de cerca de 3 años de toma de datos. El objetivo de este análisis es mostrar la capacidad de observatorios con campo de visión amplio para realizar estudios combinados de grandes poblaciones, y a su vez, mostrar que para el rango de energías en que opera HAWC, las galaxias enanas irregulares representan una población que puede usarse en conjunto con galaxias enanas esferoidales para obtener

cotas a la sección eficaz de aniquilación y decaimiento de candidatos a materia oscura con masas a escalas de TeV. El análisis considera 31 galaxias enanas irregulares dentro del campo de visión de HAWC para las cuáles se cuenta con valores estimados de la masa y perfil de densidad del halo de materia oscura para cada galaxia. Realicé dos análisis para estimar los mejores parámetros que describen las observaciones, un análisis individual y un análisis conjunto combinando los datos de las 31 galaxias en la muestra. En ninguno de los dos casos se obtuvo una detección positiva y los valores de prueba estadística los convertí en límites de exclusión a la sección eficaz de aniquilación y tiempo de vida media en función de la masa del candidato para cinco canales de aniquilación/decaimiento y masas de candidatos en el rango de 1 TeV hasta 100 TeV. El mejor límite se obtiene para la galaxia DDO 154, y el análisis combinado muestra mejoras respecto al límite obtenido para la galaxia DDO 154 para candidatos con masas por arriba de 10 TeV para aniquilación y decaimiento a leptones. Los límites obtenidos para galaxias enanas irregulares son, en promedio, dos órdenes de magnitud menos restrictivos que los límites derivados de galaxias enanas esferoidales ultra-débiles; pero son comparables a los límites de exclusión obtenidos para galaxias enanas esferoidales clásicas. Las galaxias enanas irregulares representan una población en la que se pueden realizar búsquedas indirectas de materia oscura, y para rayos gamma con energías de TeV, un análisis conjunto entre galaxias enanas irregulares y esferoidales es posible, lo que podría ayudar a mejorar los límites de exclusión a parámetros de materia oscura usando observatorios de rayos gamma con campo de visión amplio.

El GRB 221009A es el GRB más brillante detectado hasta la fecha. Tras el anuncio de la detección de este GRB por parte de Fermi-GBM, otros observatorios colectaron datos y permitieron realizar estimaciones de la energía isotrópica radiada, el redshift z del GRB, así como la evolución temporal de la emisión del GRB. Uno de los reportes más interesantes fue la detección de un fotón de 18 TeV observado por el observatorio LHAASO, el cual no puede ser fácilmente explicado usando procesos físicos asociados al GRB. De esta forma, modelos que involucran conversiones entre rayos gamma de alta energía y candidatos ligeros a materia oscura aparecieron para entender y explicar la observación de LHAASO. En este trabajo, proponemos que en el momento en que ocurre el GRB, también son producidas partículas ligeras de materia oscura, como ALPs y fotones oscuros, y estudiamos cual debería ser la probabilidad de conversión mínima para que el observatorio LHAASO puede detectar el fotón de 18 TeV. Con el valor mínimo de la probabilidad de conversión, encontramos que existen valores permitidos de los parámetros que describen a ALPs y fotones oscuros.

Palabras Clave — materia oscura: materia oscura fría — galaxias: galaxias irregulares enanas— astrofísica de partículas: rayos gamma destellos de rayos gamma: general — destellos de rayos gamma: individual (221009A) — rayos gamma: general — procesos de emisión — materia oscura — partículas tipo axión — ALPs — fotón oscuro — sector oscuro — cúmulos de galaxias: individual (Perseo) — rayos cósmicos

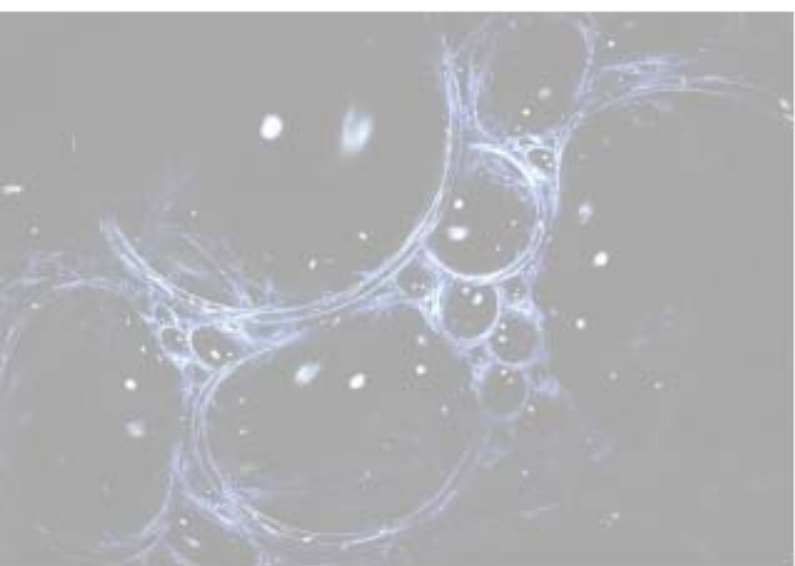
Índice de figuras

1.1.	Observatorios de rayos gamma. Técnicas de detección	15
1.2.	Arreglo Norte del observatorio CTA	16
1.3.	Arreglo Sur del observatorio CTA	17
1.4.	Sensibilidad diferencial del observatorio CTA	18
1.5.	Resolución angular del observatorio CTA	19
1.6.	Resolución en energía del arreglo sur de CTA	20
1.7.	El Observatorio HAWC. Vista del sitio	21
2.1.	Mapa de la emisión en rayos gama inducida por materia oscura	26
2.2.	Esquema del efecto en la propagación de rayos gamma debido a fotones oscuros	27
3.1.	Límites esperados de CTA para $\langle\sigma v\rangle$ y τ_χ usando el conjunto de simulaciones ON-OFF del cúmulo de Perseo	38
3.2.	Perfiles de TS en función de la masa de WIMP para tres componentes de emisión en el cúmulo de Perseo	40
3.3.	Matrices de correlación para los diferentes modelos de emisión en el cúmulo de Perseo	41
3.4.	Límites esperados de CTA para $\langle\sigma v\rangle$ usando el conjunto de simulaciones Template fitting + Mask del cúmulo de Perseo	43
3.5.	Límites esperados de CTA para τ_{WIMP} usando el conjunto de simulaciones Template fitting + Mask del cúmulo de Perseo	44
3.6.	Sensibilidad de CTA a una señal de aniquilación de WIMPs del cúmulo de Perseo obtenida para dos softwares diferentes, <code>ctools</code> y <code>gammapy</code>	45
3.7.	Sensibilidad de CTA a una señal de decaimiento de WIMPs del cúmulo de Perseo obtenida para dos softwares diferentes, <code>ctools</code> y <code>gammapy</code>	46
4.1.	Posición de galaxias dlrr en el campo de visión de HAWC	57
4.2.	Espectro de fotones para aniquilación de un candidato WIMP con masa de 60 TeV	60
4.3.	Emisión esperada de rayos gamma inducida por formación estelar en galaxias dlrr	62
4.4.	Límites combinados para galaxias dlrr asumiendo aniquilación de DM	66
4.5.	Límites de exclusión esperados y observados para aniquilación de DM en galaxias dlrr	67
4.6.	Límites combinados para galaxias dlrr asumiendo decaimiento de DM	69

4.7. Límites de exclusión esperados y observados para decaimiento de DM en galaxias dIrr	70
4.8. Comparación entre límites superiores obtenidos para galaxias dIrr y dSph asumiendo aniquilación de DM	71
4.9. Comparación entre límites inferiores obtenidos para galaxias dIrr y dSph asumiendo decaimiento de DM	73
4.10. Límites individuales superiores para galaxias dIrr asumiendo aniquilación de DM	76
4.11. Límites individuales inferiores para galaxias dIrr asumiendo decaimiento de DM	77
5.1. ϵ_B en función de la densidad del medio circundante	89
5.2. Probabilidad de supervivencia de fotones en función de la energía para un haz inicial de partículas ALP	94
5.3. Probabilidad de supervivencia de un fotón de 18 TeV para un haz inicial de ALPs	95
5.4. Probabilidad de supervivencia de fotones de TeV para fotones oscuros	97
5.5. Probabilidad de supervivencia de un fotón de 500 GeV para un haz inicial de ALPs	98

Índice de tablas

3.1. Tamaño angular de máscara aplicada en el centro del cúmulo de Perseo	42
4.1. Bins fraccionales f_{hit} usados en HAWC	56
4.2. Parámetros de la muestra de galaxias dIrr	58
4.3. Valores de J y D para galaxias dSph observadas con HAWC	61
5.1. Parámetros considerados	87
5.2. Normalización de flujo (1 TeV) del flujo de fotones asumiendo una fracción de la energía isotrópica	91
5.3. Observaciones previas de GRBs a energías por encima de 100 GeV realizadas por IACTs	98
5.4. Probabilidad de supervivencia calculada para fotones con energías por encima de 100 GeV	98

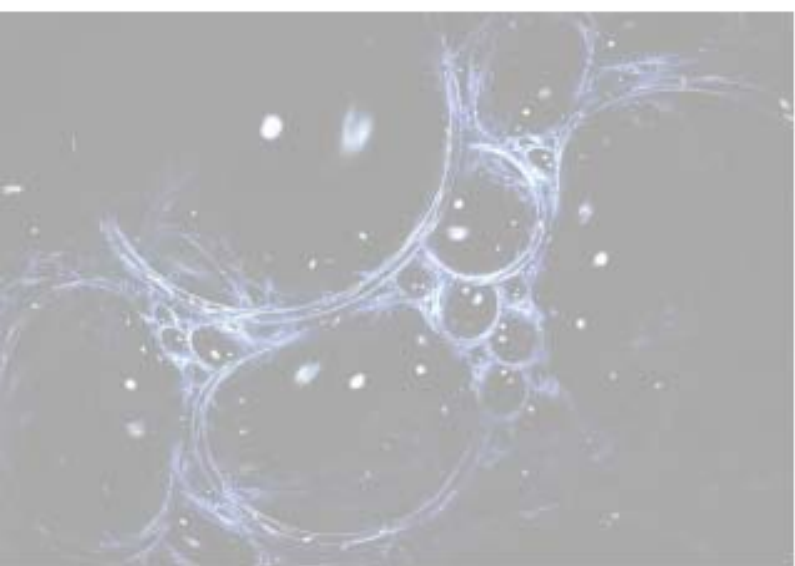


Acrónimos y símbolos usados

D_{Lum}	Distancia lumínica a un objeto.
L_{γ}	Luminosidad en rayos gamma.
ΔTS	Diferencia en TS respecto al valor máximo TS_{max} [$\Delta\text{TS} = \text{TS}_{\text{max}} - \text{TS}$].
$\chi_{\gamma\text{dark}}$	Ángulo de mezcla para el acoplamiento entre fotón y fotón oscuro.
$dN_{\gamma}^{\text{DM,ch}}/dE$	Espectro diferencial de fotones para un canal específico, número de fotones producido por intervalo de energía para un canal en específico.
$d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$	Flujo diferencial de fotones inducido por DM.
$d\Phi_{\gamma}^{\text{CR}}/dE$	Emisión en rayos gamma inducida por CRs.
γ_{dark}	Fotón oscuro, [<i>Dark photon</i>].
$\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$	Sección eficaz de aniquilación para WIMPs.
D	Factor astrofísico para el caso de decaimiento de DM.
J	Factor astrofísico para el caso de aniquilación de DM.
\mathcal{L}	Lagrangiano.
TS	Test Statistic.
UL	Límite superior, [<i>Upper Limit</i>].
ν	neutrino.
$\rho_{\text{DM}}(r)$	Perfil radial de densidad de materia oscura.
τ_{WIMP}	Tiempo de vida media de decaimiento para WIMPs.
$\varrho(\{\theta_i\})$	Matriz de correlación para un conjunto de parámetros $\{\theta_i\}$ libres en el modelo M.
e^+	Positrones.
e^-	Electrones.
$g_{a\gamma}$	Constante de acoplamiento entre partícula tipo axion (ALP) y fotón.
<i>l.o.s</i>	Línea de visión, [<i>Line of sight</i>].
m_a	Masa de partícula tipo axion (ALP).
$m_{\gamma\text{dark}}$	Masa de fotón oscuro.
p^+	protón.
r_s	Radio de escala del perfil de densidad de DM.

z	Corrimiento al rojo, [<i>Redshift</i>].
LST	Large Sized Telescope.
MST	Medium Sized Telescope.
SST	Small Sized Telescope.
AGN	Núcleo activo de galaxia [<i>Active galactic nuclei</i>].
ALP	Partícula tipo axión, [<i>Axion Like Particle</i>].
BKG _{Inst}	Ruido instrumental [<i>Instrumental background</i>].
CDM	Materia oscura fría, [<i>Cold dark matter</i>].
CMB	Radiación Cósmica de Fondo en Microondas, [<i>Cosmic Microwave Background Radiation</i>].
CR	Rayos cósmicos [<i>Cosmic rays</i>].
CTA Norte	Arreglo Norte del observatorio CTA.
CTA Sur	Arreglo Sur del observatorio CTA.
CTAO	Observatorio de Arreglo de Telescopios Cherenkov, [<i>Cherenkov Telescope Array Observatory</i>].
dIrr	Enanas Irregulares, [<i>dwarf Irregular</i>].
DM	Materia oscura, [<i>Dark matter</i>].
dSph	Enanas esferoidales, [<i>dwarf Spheroidal</i>].
EBL	Luz de fondo extragaláctica, [<i>Extragalactic background light</i>].
GRB	Destello de rayos gamma [<i>Gamma-Ray Burst</i>].
HAWC	Observatorio de Cherenkov en agua a gran altura, [<i>High Altitude Water Cherenkov Observatory</i>].
HDM	Materia oscura caliente, [<i>Hot dark matter</i>].
IACT	Telescopio de Imagen de Cherenkov en Aire [<i>Imaging Air Cherenkov Telescope</i>].
ICM	Medio intracúmulo (<i>Intra Cluster Medium</i>).
IRF	Funciones de respuesta del instrumento [<i>Instrument Response Function</i>].
LHAASO	Gran Observatorio de Cascadas en Aire a Gran Altura (<i>Large High Altitude Air Shower Observatory</i>).
ON-OFF+ES+MASK	Segundo conjunto de observaciones On-OFF del cúmulo de Perseo, tomando en cuenta la morfología espacial de la emisión en rayos gamma inducida por DM, y con una máscara en el centro del cúmulo.
ON-OFF+PS	Primer conjunto de observaciones On-OFF del cúmulo de Perseo, asumiendo un modelo espacial de fuente puntual para la emisión en rayos gamma inducida por DM.
PMT	Tubo foto-multiplicador, [<i>Photo-multiplier tube</i>].

PPPC ₄ DMID	<i>A poor particle physics cookbook for DM indirect detection.</i> Tablas con información del número de fotones producido por unidad de energía para diferentes canales de candidatos a DM con masas en el rango desde 5 GeV hasta 100 TeV.
PS	Fuente puntual [<i>Point source</i>].
ROI	Región de interés, [<i>Region of interest</i>].
SFR	Tasa de formación estelar, [<i>Star Formation Rate</i>].
SM	Modelo Estándar de Partículas, [<i>Standard Model of Particles</i>].
SSC	radiación de synchrotron-self Compton.
SWG0	Observatorio de Rayos Gama de Campo de visión Amplio del Sur (<i>Southern Wide-field Gamma-ray Observatory</i>).
Template fitting + Mask	Estrategia de análisis para el cúmulo de Perseo, considerando todas las componentes de emisión de rayos gamma, y colocando una máscara en la región central del cúmulo sobre el AGN NGC 1275.
Template+ES	Tercer conjunto de observaciones del cúmulo de Perseo, tomando en cuenta la morfología espacial de la emisión en rayos gamma inducida por DM, y agregando todas las contribuciones al flujo de rayos gamma: NGC 1275, IC 310 y la emisión inducida por CRs.
UHE γ_{ray}	Rayos gamma de ultra-alta energía [<i>Ultra-high Energy gamma rays</i>].
URC	Curva de rotación universal, [<i>Universal Rotatin Curve</i>].
WCD	Detectores de Cherenkov en Agua, [<i>Water Cherenkov Detector</i>].
WDM	Materia oscura “ <i>tibia</i> ”, [<i>Warm dark matter</i>].
WIMP	Partícula Masiva de Interacción Débil, [<i>Weakly Interactive Massive Particle</i>].

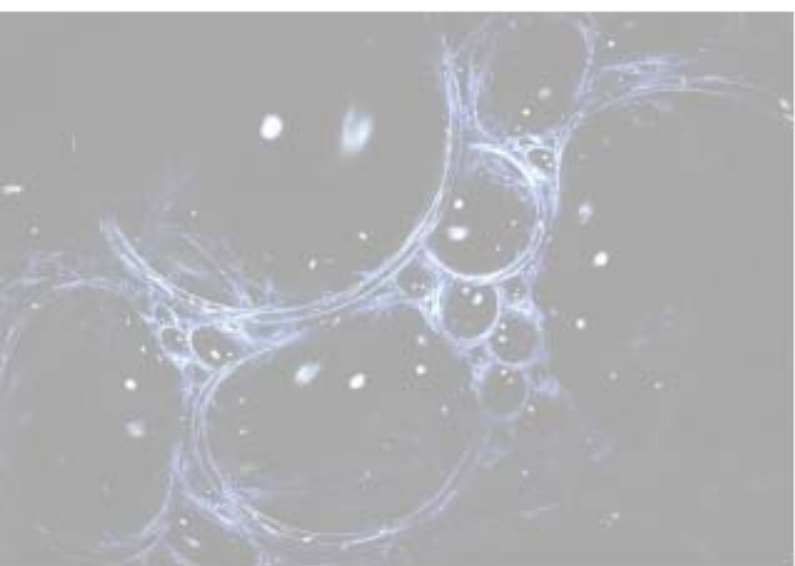


Índice general

Agradecimientos	I
Abstract	III
Resumen	V
Índice de figuras	VII
Índice de tablas	IX
Acrónimos y símbolos usados	XI
Índice general	XV
Introducción	1
1. Materia Oscura	3
1.1. Breve descripción de evidencias	3
1.1.1. Curva de rotación de galaxias espirales	3
1.1.2. Oscilaciones Acústicas de Bariones	4
1.2. Candidatos a DM	5
1.2.1. Materia Oscura Fría	6
1.2.2. WIMPs	6
1.2.3. Fotón oscuro	7
1.3. Métodos de búsqueda	7
1.3.1. Búsquedas indirectas	8
1.3.2. Búsquedas indirectas para WIMPs	9
1.3.3. Búsquedas indirectas para fotones oscuros	12
1.4. Observatorios de rayos gamma	14
1.4.1. Observatorio de Arreglo de Telescopios Cherenkov, CTA	16
1.4.2. Observatorio de Cherenkov en Agua a Gran Altura, HAWC	20
2. Selección y modelado de emisión en fuentes	25
2.1. Introducción: Dónde realizar búsquedas indirectas de DM	25

2.2. El cúmulo de Perseo y CTAO	28
2.3. Galaxias enanas irregulares	31
3. Límites de exclusión a TeV DM en Perseo usando observaciones simuladas de CTAO	33
R. ADAM, S. HERNÁNDEZ-CADENA, M. HÜTTEN, J. PÉREZ-ROMERO, M. A. SÁNCHEZ-CONDE, & THE CTA COLLABORATION	
3.1. Sensibilidad de CTA a aniquilación y decaimiento de DM en Perseo usando <code>ctools</code>	35
3.2. Configuración y preparación de las observaciones	35
3.3. Análisis con <code>ctadmtool</code>	37
3.4. Sensibilidad de CTA a DM usando la configuración observacional ON-OFF con <code>ctools</code>	37
3.5. Sensibilidad de CTA a DM usando la técnica de <i>Template fitting</i> con <code>ctools</code> . . .	38
3.6. Sensibilidad de CTA a DM para morfología extendida y enmascaramiento de la emisión proveniente de NGC 1275 con <code>ctools</code>	40
3.7. Comparación con <code>gammapy</code>	42
4. Búsquedas de TeV-Materia oscura en galaxias irregulares con el Observatorio HAWC	49
S. HERNÁNDEZ-CADENA, V. GAMMALDI, J. SERNA-FRANCO	
4.1. Introduction	54
4.2. The HAWC Observatory	55
4.3. Dark Matter Models for dIrr Galaxies	56
4.3.1. DM photon flux	59
4.3.2. The Astrophysical gamma-ray emission	61
4.4. Data and Analysis	62
4.4.1. Individual Source Analysis	63
4.4.2. Combined Analysis	64
4.4.3. Expected Limits	65
4.5. Discussion and Results	65
4.5.1. Annihilation	66
4.5.2. Decay	68
4.5.3. Comparison with dwarf spheroidal galaxies	68
4.6. Conclusions	72
4.A. Individual Exclusion Limits for Annihilation	75
4.B. Individual Exclusion Limits for decay	75
5. GRB 221009A: ¿Un burst de DM o una componente de Inverse Compton muy brillante?	79
M. M. GONZÁLEZ, D. AVILA ROJAS, A. PRATTS, S. HERNÁNDEZ-CADENA, N. FRAIJA, R. ALFARO, Y. PÉREZ ARAUJO, J. A. MONTES	
5.1. Introduction	83
5.2. Leptonic Inverse Compton Scattering	87
5.3. Dark Matter Scenario	90

5.3.1. TeV-Photon Detection	90
5.3.2. Axion-Like Particles	92
5.3.3. Dark photons	95
5.3.4. Previous GRB observations at energies > 100 GeV	97
5.4. Discussion and Conclusions	99
6. Conclusiones y consideraciones finales	101
6.1. Trabajo a futuro	103
Referencias	105



Introducción

La naturaleza de la Materia oscura, [*Dark matter*] (DM) ha permanecido inasequible a la física moderna. Ahora sabemos que, junto con la energía oscura, es una componente esencial del universo que conocemos. Desde su proposición a partir de la discrepancia en la dinámica de galaxias y cúmulos de galaxias, han aparecido una infinidad de candidatos para explicar la naturaleza de esta componente. De diversas observaciones y trabajos teóricos podemos reducir las propiedades que debería tener los candidatos a DM, suponiendo que se trata de una partícula. Dichos candidatos pueden ser resumidos en lo que se conoce como Materia oscura fría, [*Cold dark matter*] (CDM). Diversos candidatos que cumplen las características anteriores pueden ser encontrados en la literatura con rangos de masa que van desde $\sim 10^{-10}$ eV, hasta 10^{14} eV. Ejemplos de estos candidatos son Partícula Masiva de Interacción Débil, [*Weakly Interacting Massive Particle*] (WIMP), partículas tipo axion (ALPs) y Fotón oscuro, [*Dark photon*] (γ_{dark}).

Bajo la hipótesis de que existen procesos que permiten el acople entre candidatos a CDM y partículas del Modelo Estándar de Partículas, [*Standard Model of Particles*] (SM), es posible diseñar experimentos para estudiar las propiedades y parámetros de las partículas de CDM. Los métodos de búsqueda para CDM se clasifican en métodos indirectos, métodos directos, y creación en aceleradores. En este trabajo me centraré en búsquedas indirectas. Los métodos de búsqueda indirecta se basan en estudiar el efecto que tienen las partículas de CDM en la emisión de fuentes astrofísicas, por ejemplo en rayos gamma de alta energía, UHE γ_{ray} . Estos efectos incluyen señales inducidas por aniquilación o decaimiento de CDM; o efectos en la propagación de fotones debido a transiciones o conversiones entre estados de masa del candidato a CDM y UHE γ_{ray} 's.

El uso de UHE γ_{ray} 's para realizar estos estudios es debido a que para el universo local, UHE γ_{ray} 's viajan en línea recta y no sufren de procesos de atenuación. De esta forma, observatorios de rayos gamma con energías a escalas de TeV, representan una nueva ventana para realizar búsquedas indirectas de materia oscura y cuyos resultados complementan las búsquedas realizadas a más bajas energías por experimentos de búsquedas directas y de producción en aceleradores.

En este sentido, la presente tesis tiene como objetivo mostrar los resultados de búsquedas indirectas realizadas con observatorios de rayos gamma con energías $E > 10$ TeV y explorar el espacio de parámetros para WIMPs y γ_{dark} 's usando observaciones simuladas del cúmulo

de Perseo, y datos de observaciones de galaxias enanas irregulares y el GRB 221009A.

El trabajo se presenta de la siguiente forma. En el Capítulo 1 hago una presentación breve sobre DM, incluyendo evidencias y candidatos a CDM. La discusión se centra más en WIMPs y γ_{dark} s para mostrar la metodología detrás de búsquedas indirectas de estos candidatos. Al final, se presenta una descripción sobre los observatorios CTA y HAWC que utilizo para llevar a cabo este trabajo. En el Capítulo 2, hago una descripción sobre los objetos que uso para calcular los límites de exclusión en sección eficaz de aniquilación $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y tiempo de vida media τ_{WIMP} de candidatos a CDM. En el Capítulo 3 se muestran los resultados del cálculo de la sensibilidad y límites esperados a $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} de observaciones simuladas del cúmulo de Perseo con CTA. El análisis y resultados obtenidos para galaxias irregulares enanas se muestra en el Capítulo 4. Los resultados obtenidos para explicar el fotón de 18 TeV observado por LHAASO mediante conversiones entre fotones y candidatos ligeros a CDM se muestran en el Capítulo 5. Finalmente, conclusiones y trabajo a futuro los presento en el Capítulo 6.

1 | Materia Oscura

En este capítulo se encuentra una descripción breve sobre evidencias de la existencia de la Materia oscura, [*Dark matter*] (DM) y posibles explicaciones a la naturaleza de esta componente, con enfoque al caso de física de partículas, y a los candidatos a DM usados en esta investigación: Partícula Masiva de Interacción Débil, [*Weakly Interactive Massive Particle*] (WIMP) y Fotón oscuro, [*Dark photon*] (γ_{dark}). Finalmente, se termina abordando los métodos de búsqueda indirecta para obtener restricciones a los parámetros físicos de este tipo de candidatos a DM, así como una presentación breve de los observatorios de rayos gamma que usé en esta investigación.

1.1. Breve descripción de evidencias

Evidencia de la existencia de DM se encuentra a todas las escalas de estructuras del Universo, desde galáctica hasta cosmológica. Sin embargo, al igual que energía oscura, conocer la naturaleza de la materia oscura es un problema abierto de la cosmología y la física moderna, y que se refleja en los esfuerzos experimentales de las últimas décadas por tratar de entender y encontrar evidencias adicionales, más allá de las pruebas derivadas por las observaciones de los efectos gravitacionales en la dinámica y evolución del Universo y las estructuras que lo componen.

A lo largo de este trabajo, haré la suposición de que la DM es descrita por una partícula, cuyas parámetros y posibles interacciones son descritos por alguna teoría que resulta de una extensión al Modelo Estándar de Partículas, [*Standard Model of Particles*] (SM).

A continuación describo dos evidencias que muestran la necesidad de incluir o describen de forma más natural las observaciones en la dinámica de galaxias y la evolución del Universo.

1.1.1. Curva de rotación de galaxias espirales

La curva de rotación de una galaxia describe la velocidad circular de los objetos como una función de la distancia radial al centro de la galaxia, d_r , en cuestión.

Debido a que a escalas galácticas la aproximación de campo débil para gravitación¹, es po-

¹Esta aproximación se basa en el límite de velocidades pequeñas, y que en regiones donde la métrica de Minkowski es localmente válida, desviaciones de esta métrica son muy pequeñas, de tal forma que la métrica del

sible usar la teoría de Newton para explicar y describir la dinámica de los objetos. Bajo este contexto, se puede deducir que la curva de rotación de un objeto en la galaxia se explica por una curva tipo Kepler, en la que se observa que la magnitud de la velocidad circular decrece con d_r para objetos localizados en las regiones externas de las galaxias.

Esto no se observa de los datos registrados para diversas galaxias espirales², de donde se observa que la curva de rotación crece hasta un máximo, y después se mantiene constante hasta las partes más externas de la galaxia. Debido a que la magnitud de la velocidad de rotación a un cierto valor de d_r está relacionada con la masa encerrada hasta esa distancia, el hecho de que la curva de velocidad de rotación mantenga un valor constante para las regiones externas de las galaxias, difiriendo de la solución esperada, implica que no se está tomando en cuenta una componente que contribuye a la masa total de la galaxia. Es a ésta diferencia lo que se le conoce como materia oscura, debido a que su principal influencia es gravitacional sobre los objetos dentro de la galaxia.

Registros observacionales para las curvas de rotación y verificar que difieren de los modelos teóricos esperados fueron reportados por primera vez por VERA RUBIN (166; 167).

1.1.2. Oscilaciones Acústicas de Bariones

Una de las evidencias más impresionantes sobre la evolución y origen del Universo está relacionada con el descubrimiento y posterior mapeo de la Radiación Cómica de Fondo en Microondas, [*Cosmic Microwave Background Radiation*] (CMB). De los mapas obtenidos, se puede observar el carácter isotrópico de la emisión, consistente con la hipótesis de Big-Bang. La CMB se origina en el momento en que el Universo es transparente a los fotones, que ocurrió a Corrimiento al rojo, [*Redshift*] (z) de 1100. En ese momento del Universo, los fotones se desacoplan del resto de las especies del Universo, y comienza la etapa en que el Universo es dominado por materia. Además se observa que en la CMB también existen fluctuaciones de temperatura. Dichas fluctuaciones se asocian con que los fotones no se desacoplaron exactamente a $z = 1100$, si no que en algunas regiones se desacoplaron antes, y en otras regiones se desacoplaron después. Este efecto se relaciona con la presencia de regiones con mayor densidad de materia oscura y bariónica. Debido a la fuerza gravitacional, la materia bariónica comienza a calentarse, incrementando la temperatura en la región. La presión de radiación se opone a la fuerza gravitacional y provoca que la materia bariónica se expanda disminuyendo la temperatura y que debido al regiones con mayor o menor densidad de materia (relacionada con la temperatura en la región) y, en el caso de mayor densidad, representan las futuras regiones donde comenzarán a crecer las estructuras que dieron lugar a galaxias y cúmulos

espacio-tiempo en esa región puede ser escrita como:

$$g^{\alpha\beta} = \eta^{\alpha\beta} + \epsilon h^{\alpha\beta}$$

donde $\eta^{\alpha\beta}$ es la métrica de Minkowski, y $h^{\alpha\beta}$ codifica las desviaciones de la métrica.

²En las galaxias espirales el movimiento de los objetos es ordenado.

de galaxias.

Para explicar el origen de las fluctuaciones hay que recordar que en ese momento del Universo, las especies presentes son DM, materia bariónica y fotones. Conforme el Universo se expande, las velocidades asociadas a cada especie van disminuyendo y la probabilidad de ocurrencia de ciertas interacciones se reduce, como en el caso de colisiones entre electrones, protones y fotones. En particular, debido a que la DM solo interactúa gravitacionalmente, estas partículas comienzan a formar pequeños halos, los cuales sirven como atractores de materia, incluyendo materia bariónica. Mientras la materia bariónica cae a estos halos, se calienta y debido a la presión de radiación debido al incremento de temperatura, las partículas se separan y la región donde está el halo vuelve a enfriarse. Este efecto se propaga como una onda acústica en la región de sobredensidad de materia. Estos patrones derivados de las fluctuaciones en temperatura se imprimen en el espectro angular de potencias de la CMB, y también permiten estimar la cantidad total de DM presente en el Universo. Utilizando información de observaciones lente gravitacional³ débil y la función de correlación a dos puntos, es posible derivar que la cantidad total de materia oscura presente en el Universo corresponde a $\Omega_{DM}h^2 = 0.1206(21)$ (154).

Junto con los resultados de otras observaciones, la existencia de la DM se ha consolidado desde inicios del siglo XX pero, obtener información sobre las propiedades y la naturaleza de la DM de observaciones y experimentos solo nos ha permitido poner restricciones a tales valores y excluir modelos teóricos que tratan de explicar la naturaleza de DM.

1.2. Candidatos a DM

Una vez establecida la existencia de DM, lo siguiente es proponer modelos que nos permitan explicar la naturaleza de esta componente. Se pueden tomar diferentes caminos para describir las propiedades e interacciones que debería tener esta componente. Como mencioné en la Sección 1.1, en este trabajo asumiré que la DM es descrita por una partícula.

De acuerdo a la velocidad promedio de las partículas de DM, podemos clasificar los tipos de candidatos en tres clases, Materia oscura fría, [*Cold dark matter*] (CDM), Materia oscura caliente, [*Hot dark matter*] (HDM) y Materia oscura “tibia”, [*Warm dark matter*] (WDM). En este trabajo, solo me centraré en CDM, que se caracteriza por velocidades no relativistas. Para HDM, las velocidades son relativistas (igual que neutrinos), mientras que WDM, tiene velocidades *semi*-relativistas (entre relativistas y no relativistas). Reseñas sobre HDM y WDM pueden ser consultadas en (31; 45; 114; 115; 158).

³Una lente gravitacional es un objeto masivo colocado entre un observador y una fuente. Debido al campo gravitacional de la lente, se puede generar una o múltiples imágenes de la fuente.

1.2.1. Materia Oscura Fría

De las diferentes evidencias gravitacionales y cosmológicas que dan pie a concluir la existencia de DM, se pueden deducir un conjunto mínimo de propiedades que debe cumplir un candidato a materia oscura. En particular, la siguiente lista enumera las propiedades que definen a candidatos de CDM (181):

1. no colisional,
2. sin carga eléctrica ni carga fuerte, neutra;
3. densidad reliquia consistente con las observaciones.
4. ser compatible con las cotas derivadas de búsquedas directas, en colisionadores y búsquedas indirectas;
5. ser compatible con predicciones de nucleosíntesis de elementos en el Big-Bang;
6. no modificar evolución de objetos estelares y otros procesos en el Universo;
7. se puede idear un experimento que permita obtener cotas o medir sus propiedades.

Los candidatos que cumplen con ser CDM son favorecidos debido a que se necesitan condiciones y características simples para explicar las observaciones de densidad reliquia y cumplir con los puntos mencionados anteriormente. Candidatos de CDM aparecen naturalmente en extensiones al SM, y en la mayoría de los casos es posible idear un experimento que permitiría buscar una señal que nos indiqué la presencia de estas partículas. A continuación solo discutiré los candidatos que usaré a lo largo de este trabajo. Reseñas a más candidatos de CDM pueden ser encontrados en (29; 40; 42; 74; 165; 181).

1.2.2. WIMPs

Las WIMPs se refieren a partículas cuyas únicas interacciones son la gravitacional y otra que se encuentra en la escala de la interacción débil. Esta última restricción coloca una cota inferior al valor de masa que tendría este candidato a CDM, ~ 5 GeV. Ejemplos de este tipo de candidatos aparecen en extensiones al SM, como supersimetría, dimensiones extra, entre otros.

Las WIMPs también explican de forma más sencilla la densidad reliquia observada en el Universo en la época actual sin requerir otros mecanismos de producción salvo el desacople del resto de las especies en la época temprana del Universo. Debido a la expansión y enfriamiento del Universo, los encuentros entre partículas y antipartículas de CDM ocurren con menos frecuencia y a una temperatura de decenas de ~ 10 GeV, WIMPs congelan su densidad numérica de partículas manteniendo un valor constante durante la evolución del Universo. La densidad reliquia Ω_{DM} que se deriva de este cálculo corresponde al valor derivado de las observaciones de CBM (154) para valores de masa del candidato que van desde GeV hasta

cientos de TeV. La cota superior de cientos de TeV para la masa de WIMPs se deriva del límite de unitariedad, donde el valor máximo del promedio térmico del producto de la sección eficaz de aniquilación y la velocidad de las partículas, $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ no puede tomar valores mayores al inverso del cuadrado de la masa del candidato, $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle_{\text{max}} \sim m_{\text{WIMP}}^{-2}$. La cota superior para la masa de WIMPs se encuentra alrededor de cientos de TeV (42; 178).

Más detalles sobre candidatos y sus propiedades pueden ser encontrados en (42; 74; 181).

1.2.3. Fotón oscuro

El γ_{dark} corresponde a un tipo de candidato que se encuentra aislado del SM en un sector oculto con su propio conjunto de interacciones y partículas. Este tipo de modelos no se refiere a extensiones a más dimensiones simplemente, si no a grupos de interacciones separadas/aisladas entre sí y que probablemente pueden interactuar entre si bajo acoplamientos entre ciertos candidatos. El caso del γ_{dark} es el ejemplo más sencillo en el que el sector oculto cuenta con una interacción tipo electromagnética ($U(1)$), y cuyo mediador, γ_{dark} , tiene una masa diferente de cero.

A diferencia de los WIMPs, γ_{dark} 's son producidos en mecanismos más exóticos, como en compactificaciones de cuerdas (30); y debido a la naturaleza de las interacciones aisladas dentro del sector oculto, diversos modelos proponen que es posible tener un acoplamiento cinético con fotones del SM, permitiendo tener una forma de detectar estas partículas. Este tipo de candidatos no es producido de manera térmica en el Universo, sin embargo, bajo ciertas condiciones es posible que γ_{dark} 's tengan la densidad reliquia necesaria para permitir la formación de estructuras en el Universo de acuerdo con la historia térmica que conocemos.

Los procesos y posibles mecanismos de interacción dependerán exclusivamente del término de interacción en el Lagrangiano (\mathcal{L}). Usualmente las interacciones involucran conversiones entre estados de fotón y γ_{dark} , así como procesos de producción de pares (si las condiciones de energía-masa se cumplen), e inclusive procesos tipo dispersión de Compton con electrones del medio ambiente. Otros procesos también involucran producción de candidatos en fenómenos cataclísmicos como colapsos estelares de estrellas super-masivas.

Las búsquedas de estos candidatos se han centrado más que nada en experimentos de *Luz a través de paredes*, ver por ejemplo (15), o mediante modos invisibles en decaimiento en aceleradores, ver (34); pero existen propuestas desde finales del siglo pasado para explorar el impacto de γ_{dark} 's en la emisión de fotones de fuentes astrofísicas, (138; 200).

1.3. Métodos de búsqueda

De los diferentes candidatos, la posibilidad de idear un experimento que permita detectar el efecto de la interacción de CDM con partículas del SM, dependerá de la interacción del candidato descrita en el \mathcal{L} . Con esto, los métodos de búsqueda pueden ser clasificados en

tres tipos de acuerdo a la interacción del candidato a CDM con las partículas del SM. Los métodos son los siguientes⁴:

1. Búsquedas directas. Se centran en registrar el paso de partículas de CDM debido a la colisión, elástica o inelástica, con moléculas o átomos embebidos en un ambiente controlado. Experimentos de este tipo (PICO (24), XENONnT (27)) se encuentran en centros y laboratorios subterráneos para mayor control de las posibles fuentes de contaminación de la señal esperada debido al paso de partículas de CDM.
2. Búsquedas por producción. Se basan en el proceso en el que partículas del SM pueden producir, mediante aniquilación, partículas de CDM. Estas búsquedas son llevadas a cabo por colisionadores (LHC) donde los detectores tratan de inferir energía perdida debido al paso de partículas invisibles o que interactúan débilmente como para poder registrar su paso.
3. Búsquedas indirectas. Se basan en registrar posibles contribuciones y efectos (exceso, atenuación, *wiggles*, etc.) en el flujo de partículas del SM de fuentes astrofísicas. Este flujo de partículas del SM es registrado por observatorios, satelitales o terrestres.

En este trabajo, solo me centraré en describir con mayor detalle las búsquedas indirectas basadas en el flujo de rayos gamma, así como los objetos astrofísicos que usualmente son investigados para este tipo de búsquedas. Terminaré presentando los observatorios con los que estuve trabajando para obtener los resultados de esta investigación.

1.3.1. Búsquedas indirectas

Las búsquedas indirectas de CDM ofrecen una forma de obtener cotas o determinar los valores de los parámetros de candidatos a CDM. Como mencioné anteriormente, la propuesta de búsqueda dependerá del término de interacción con otras partículas en el \mathcal{L} que describe al candidato. Ya que en este trabajo, estas búsquedas se realizan usando Rayos gamma de ultra-alta energía [*Ultra-high Energy gamma rays*] (UHE γ_{ray}), la discusión se centra en este caso específico. La discusión aquí puede ser generalizada a otras partículas del SM, como neutrinos o Rayos cósmicos [*Cosmic rays*] (CR) o fotones de menor energía, que se usan para realizar estas búsquedas.

Las búsquedas indirectas se realizan utilizando observaciones de las emisiones de muy alta energía de objetos donde se espera encontrar (o producir) una cantidad importante de partículas de CDM, como galaxias, cúmulos de galaxias, nebulosas de viento de pulsar, Destello de rayos gamma [*Gamma-Ray Burst*] (GRB), Núcleo activo de galaxia [*Active galactic nuclei*] (AGN); registrado por observatorios para estimar la contribución o efecto de partículas de CDM al flujo de UHE γ_{ray} 's mediante interacciones con o procesos que produzcan partículas del SM o procesos que terminan con la producción de UHE γ_{ray} 's. En resumen, búsquedas indirectas

⁴Existen otros métodos, pero pueden ser resumidos como una combinación de los métodos presentados en la lista.

de CDM se centran en buscar señales, para este caso, de UHE γ_{ray} 's inducidas por procesos que involucran CDM en objetos con grandes concentraciones o capacidad de producir estos candidatos.

Los procesos o interacciones que se asumen para este tipo de búsquedas involucran:

1. Aniquilación (Decaimiento) de partículas de CDM a partículas de SM con posterior hadronización o decaimiento para producción de UHE γ_{ray} 's en los estados finales; o aniquilación (decaimiento) directa(o) de CDM a UHE γ_{ray} 's.
2. Dispersión Compton de Electrones (e^-) y otras partículas del SM y partículas de CDM presentes en el medio ambiente.
3. Conversiones u oscilaciones entre UHE γ_{ray} y partículas CDM.

Los dos primeros casos representan una componente del flujo de UHE γ_{ray} en la fuente que se está estudiando, mientras que en el segundo caso se trata, dependiendo de las características del observatorio y de propiedades intrínsecas de la fuente en cuestión, de un efecto total de atenuación, aumento, u oscilaciones del flujo total de UHE γ_{ray} 's. No todos los candidatos presentan todos estos efectos y dependiendo del rango de energía y del término de interacción en el \mathcal{L} , uno de los procesos es el que domina más.

A continuación describiré los procesos que permiten la generación de una señal de UHE γ_{ray} inducida por interacciones con partículas de CDM.

1.3.2. Búsquedas indirectas para WIMPs

Para el caso de WIMPs, los métodos de búsqueda se basan en la aniquilación o decaimiento a partículas del SM. La cantidad relevante es el flujo de UHE γ_{ray} 's que son producidos en los estados finales como función de la energía. Esta cantidad es el Flujo diferencial de fotones inducido por DM ($d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$) y se obtiene a partir del número total de interacciones de partículas de CDM con perfil de densidad $\rho_{\text{DM}}(r)$, donde r es la distancia al centro del objeto de interés, y el número de UHE γ_{ray} 's producidos por unidad de energía para un canal aniquilación o decaimiento en particular, $dN_{\gamma}^{\text{DM,ch}}/dE$.

Considerando un objeto, una galaxia o cúmulo de galaxias, con una distribución esférica de DM (halo esférico), y perfil radial de densidad de materia oscura ($\rho_{\text{DM}}(r)$), la tasa de producción de fotones debido a aniquilación de WIMPs en un volumen dV del halo de DM es:

$$\underbrace{\frac{dN_{\gamma}^{\text{DM,ch}}}{dE}}_{\text{Espectro}} \times \underbrace{\left(\frac{\rho_{\text{DM}}(r)}{m_{\text{WIMP}}} \times \langle \sigma_{\text{WIMP}v} \rangle^{ch} \right)}_{\text{Tasa de aniquilación por partícula}}, \quad (1.1)$$

donde el primer término es el número de fotones en función de la energía, espectro diferencial, producidos en una aniquilación dado un canal ch. El número total de fotones tomando en

cuenta todos los posibles canales de aniquilación, ch , es obtenido sumando sobre ch . A lo largo de todo el trabajo asumiré una búsqueda independiente del modelo (*model-independent*), en donde se asume que solo un canal tiene probabilidad de 100 % de ocurrencia. El flujo de fotones en el volumen dV es obtenido por considerar el número total de aniquilaciones que ocurren en dV . Usando $\rho_{DM}(r)$, que las partículas tienen masa m_{WIMP} , y que son dos partículas las que participan en el proceso de aniquilación⁵, se obtiene que el número total de fotones obtenidos por aniquilación de WIMPs para un canal ch con 100 % de ocurrencia es:

$$\left[\frac{dN_{\gamma}^{DM,ch}}{dE} \times \frac{\rho_{DM}(r)}{m_{WIMP}} \times \langle \sigma_{WIMP} v \rangle^{ch} \right] \times \left[\frac{\rho_{DM}(r) dV}{2 m_{WIMP}} \right]. \quad (1.2)$$

Sin embargo, la cantidad obtenida en Ecuación (1.2), describe un flujo que es emitido de forma radial, pero los observatorios solo detectan rayos gamma que viajan a lo largo de la línea de visión (*l.o.s*) entre el observatorio y el objeto de interés. Entonces, la Ecuación (1.2) debe integrarse a lo largo de *l.o.s* para estimar el flujo que llegaría a la Tierra. El Flujo diferencial de fotones inducido por DM ($d\Phi_{\gamma}^{DM}/dE$) es:

$$\frac{d\Phi_{\gamma}^{DM, \text{anna}}}{dE} = \underbrace{\frac{dN_{\gamma}^{DM}}{dE} \frac{\langle \sigma_{WIMP} v \rangle}{8\pi m_{WIMP}^2}}_{\text{Espectro, P.P.}} \underbrace{\int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s} dl \rho_{DM}^2(r(l))}_{\text{Factor astrofísico J}}, \quad (1.3)$$

donde he separado la contribución espectral (factor P.P.) y el factor geométrico solamente relacionado a la distribución de materia oscura en el objeto, Factor astrofísico para el caso de aniquilación de DM (J), y quito la dependencia en el canal ch , al ser una búsqueda independiente del modelo. El primer término indica el número de fotones producidos para un candidato con masa m_{WIMP} y $\langle \sigma_{WIMP} v \rangle$; mientras que el factor astrofísico está relacionado también con la resolución angular del observatorio al detectar rayos gamma en un cono alrededor de la línea de visión con apertura α_{inst} , la resolución del instrumento. Una deducción para el caso de decaimiento es directa, ya que la tasa de decaimientos es el inverso de τ_{WIMP} , y el número de partículas en el volumen dV que entran en el proceso es $\rho_{DM}(r) dV/m_{WIMP}$. Para decaimiento, el flujo de rayos gamma inducido por decaimientos de DM es:

$$\frac{d\Phi_{\gamma}^{DM, \text{dec}}}{dE} = \underbrace{\frac{dN_{\gamma}^{DM}}{dE} \frac{1}{4\pi m_{WIMP}}}_{\text{Espectro, P.P.}} \underbrace{\int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{l.o.s} dl \rho_{DM}(r(l))}_{\text{Factor astrofísico D}}. \quad (1.4)$$

De las Ecuaciones (1.3) y (1.4), vemos que conocer $\rho_{DM}(r)$ es una fuente de incertidumbre a la estimación de $d\Phi_{\gamma}^{DM}/dE$. Típicamente, estos perfiles de $\rho_{DM}(r)$ son obtenidos por métodos indirectos, como simulaciones numéricas de N-cuerpos u observaciones de curvas de

⁵Aquí está implícito el hecho de que he asumido que el WIMP es una partícula de tipo *Dirac*, es decir se puede distinguir entre partícula y antipartícula

rotación.

En simulaciones de N-cuerpos se simula la evolución y crecimiento de estructuras de partículas de materia oscura. Al final de la evolución se usan algoritmos para determinar halos de DM y cómo se distribuye la DM en estas estructuras. De estos estudios, se observa que los perfiles de $\rho_{\text{DM}}(r)$ son universales, es decir tienen la misma forma para todas las estructuras; y además que los halos deben presentar subestructura, es decir contener halos de DM embebidos (subhalos) en los halos más grandes. Esto último, la subestructura, es importante para aniquilación de DM ya que J depende del cuadrado de $\rho_{\text{DM}}(r)$, y la presencia de halos embebidos se traduce en un incremento (*boost factor*) a $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$. Ejemplos de este tipo de perfiles para $\rho_{\text{DM}}(r)$ son los perfiles Einasto (70; 116), Navarro-Frenk-White (NFW) (132) y se caracterizan por tener una concentración de DM que crece hacia el centro del halo. Este tipo de perfiles se les conoce como *cusp*.

Para los perfiles de $\rho_{\text{DM}}(r)$ derivados de curvas de rotación, estos perfiles describen con mayor precisión las observaciones de velocidades colectadas para diferentes galaxias. En particular, se obtienen perfiles que tienen pendientes más planas hacia el centro del cúmulo (perfiles tipo core). Ejemplos de este tipo de perfiles es el perfil de Burkert (49). La discrepancia entre los perfiles derivados de simulaciones y de observaciones se le conoce como *Problema Core-Cusp* y hasta ahora no ha sido completamente resuelto, aunque en (89), explica que la discrepancia en las pendientes del perfil de DM se debe simplemente a la no esfericidad de los halos y a los ángulos de visión en que son observadas las galaxias. Otras propuestas para resolver este problema radican en tomar en cuenta los procesos de materia bariónica (alta eficiencia de retroalimentación de supernovas, baja eficiencia de formación estelar) (194); proponer un acoplamiento mínimo entre DM y materia bariónica (172) o partículas de DM auto-interactuantes (134) pueden reducir las pendientes de los perfiles en las regiones centrales.

Otro problema que también está presente en este tipo de escenarios es el hecho de que para galaxias, los subhalos son identificados en algunos casos con galaxias satélite, como galaxias dSph. Sin embargo, el número de satélites predicho en simulaciones numéricas difiere del número reportado de las observaciones en la Vía Láctea y otras galaxias cercanas. Esta discrepancia se puede resolver en base a que la resolución de los instrumentos actuales no han alcanzado el mínimo de luminosidad que los satélites podrían tener, y también al hecho de homogeneización de subhalos de DM a lo largo de la evolución y dinámica de las galaxias; por ejemplo por procesos como fuerzas de marea y regiones de choque.

Ahora bien, suponiendo que conocemos el perfil $\rho_{\text{DM}}(r)$ en el objeto de interés (galaxia o cúmulo de galaxias), el cálculo de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$ implica conocer la parte espectral y la parte geométrica que intervienen en el cálculo. La parte espectral, es decir, $dN_{\gamma}^{\text{DM, ch}}/dE$ se puede obtener de contar el número de fotones obtenidos tras la hadronización y decaimientos de partículas del SM. Esto se hace con simuladores montecarlo como Pythia (177), simulando los canales de aniquilación tras la aniquilación de pares e^{-} y e^{+} , con energía en el centro de

masa igual a dos veces m_{WIMP} . En mi caso, usamos los resultados del proyecto PPPC4 DMID⁶ para estimar el número de fotones para un canal ch , y masa m_{WIMP} , (55). Además, la parte espectral que uso para estos estudios es la emisión continua obtenida tras la aniquilación a canales como $\tau^+\tau^-$. En este caso, la energía máxima que pueden tener los fotones es m_{WIMP} . Aniquilación directa a fotones también es posible, pero búsquedas usando este método están restringidas por la resolución en energía de los observatorios, ver (5) de los resultados del observatorio MAGIC usando observaciones del centro galáctico.

La parte geométrica o espacial también nos proporciona la morfología de la emisión inducida por DM. Softwares como CLUMPY (101) realizan estos cálculos entregando como resultado una imagen `fits` con la morfología y el valor total de \mathbf{J} o \mathbf{D} . Como mencioné anteriormente, la principal fuente de incertidumbre en es estimar $d\Phi_\gamma^{\text{DM}}/dE$ proviene del perfil $\rho_{\text{DM}}(r)$, y de la masa total de DM presente en el objeto de estudio. Ambas incertidumbres se ven reflejadas en el cálculo de los factores astrofísicos. Estimar el impacto de esta cantidad se hace por diferentes medios. El caso más sencillo es considerar diferentes perfiles de densidad en que DM se distribuye en el objeto. Esto implica dar la cantidad de subestructura presente, el perfil $\rho_{\text{DM}}(r)$ para el halo principal y los subhalos, y la distribución espacial de subhalos. Dados los diferentes escenarios de emisión es posible estimar cómo cambian las cotas a los valores de $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} a partir de la no detección de $d\Phi_\gamma^{\text{DM}}/dE$ por observatorios de rayos gamma. En el caso más general, el factor astrofísico es un parámetro *nuisance*, y es necesario conocer cómo se distribuyen los valores de \mathbf{J} o \mathbf{D} a partir de las estimaciones de la masa total DM presente en el objeto. Típicamente, este tipo de análisis se realizan usando el método de Maximum Likelihood y asumir que la incertidumbre en el factor astrofísico sigue una distribución de Gauss, ver por ejemplo sección 6.2 en (58). En este trabajo, uso el primer método para estimar el impacto de la incertidumbre en el factor astrofísico para el caso de aniquilación de WIMPs. Para decaimiento, los cambios en los valores de \mathbf{D} no contribuyen a $d\Phi_\gamma^{\text{DM}}/dE$, ya que una vez asumido un valor de masa total de DM, la cantidad de decaimientos depende del número total de partículas.

1.3.3. Búsquedas indirectas para fotones oscuros

Búsquedas indirectas de γ_{dark} se basan en observar el efecto que estas partículas tienen sobre el espectro de fotones observado de fuentes a altas energías. Como es explicado en Sección 1.2.3, γ_{dark} tiene un acoplamiento cinético con fotones del SM. A partir del \mathcal{L} de interacción entre ambas partículas, es posible encontrar las ecuaciones de movimiento que describen este acoplamiento. Dado que el fotón oscuro adquiere una masa diferente de cero, el acoplamiento se traduce en oscilaciones de un estado de masa a otro. Este proceso no es ajeno a lo que ocurre en el SM, ya que oscilaciones entre estados de masa ocurren para los

⁶El proyecto PPPC4 DMID proporciona tablas con el espectro diferencial para diferentes partículas estables del SM tras aniquilación o decaimiento de DM con masas a escalas de TeV. Las tablas son obtenidas por simulaciones. También proporciona las tablas del flujo de partículas cargadas después de considerar su propagación en la galaxia. Para mayor información consultar <http://www.marcocirelli.net/PPPC4DMID.html>

neutrinos. Las condiciones para que este acoplamiento ocurra no requieren, forzosamente, de la presencia de campo magnéticos o densidad de electrones presente en el medio en que se propaga el fotón, y oscilaciones entre ambos estados pueden ocurrir en el vacío (15). El parámetro que describe la intensidad del acoplamiento está dado por el ángulo de mezcla $\chi_{\gamma_{\text{dark}}}$ (15; 200), aunque en otros trabajos la intensidad de la interacción es representada por ϵ haciendo referencia a un término de mezcla entre los sectores del SM y el sector oculto, y cuyo principal efecto es que las partículas del SM tengan una milicarga asociada al sector oculto, (77).

Diversos experimentos han sido propuestos para poder acotar valores de $\chi_{\gamma_{\text{dark}}}$ o ϵ , aunque la mayoría de las búsquedas se han realizado en laboratorio terrestres, extrapolación de los conceptos usados en esas búsquedas pueden usarse para objetos astrofísicos. Para este trabajo partimos de los experimentos de luz a través de paredes para obtener cotas a $\chi_{\gamma_{\text{dark}}}$. En estos experimentos se hacen pasar fotones de un láser a través de un material con propiedades ópticas conocidas y ancho L_{mat} (pared), y en la parte posterior, después de la pared se coloca un fotosensor para colectar posibles fotones que hayan atrevasado el material. Clásicamente, los fotones no podrían atrevesar el material, pero si dentro del material ocurriera una oscilación a un estado de γ_{dark} y saliendo de la pared ocurre la conversión a fotones, entonces hay una probabilidad de detectar estos fotones. El número de fotones que sobreviven a la propagación a través de la pared se puede calcular del producto de las transiciones de probabilidad para las distancias l_1 y l_2 como (15):

$$\begin{aligned} P_{\gamma}^{\text{Trans}} &= P_{\gamma \rightarrow \gamma_{\text{dark}}}(l_1) \times P_{\gamma_{\text{dark}} \rightarrow \gamma}(l_2) \\ &= 16\chi_{\text{dark}}^4 \left[\sin\left(\frac{l_1 m_{\gamma_{\text{Dark}}}^2}{4\omega}\right) \sin\left(\frac{l_2 m_{\gamma_{\text{Dark}}}^2}{4\omega}\right) \right]^2, \end{aligned} \quad (1.5)$$

donde l_1 y l_2 son las distancias a la pared de la fuente emisora de fotones y del fotosensor, $m_{\gamma_{\text{dark}}}$ es la masa del fotón oscuro, $\chi_{\gamma_{\text{dark}}}$ es el ángulo de mezcla; y ω es la frecuencia del fotón. Estos experimentos pueden incluir campos magnéticos al material y considerar las propiedades ópticas del material, ver por ejemplo (15), sin embargo en mi investigación no lo considero y se deja para un trabajo a futuro. Otras expresiones para la probabilidad existen en la literatura, pero dependen de los términos que se usan en \mathcal{L} para describir el acoplamiento entre fotones y γ_{dark} (77), pero es necesario revisar la validez de estas expresiones para el rango de energías que estamos considerando; y al igual que incluir los efectos de campos magnéticos externos, se deja para un estudio posterior.

Del experimento de luz a través de paredes, es posible extender el concepto a objetos astrofísicos. Propuestas de este estilo existen desde el siglo XX. Por ejemplo, considerando una estrella a una distancia d_{star} con flujo conocido que es eclipsada por la luna (la pared en este caso), observatorios en la Tierra pueden determinar si fotones provenientes de la estrella son observados, y el cálculo de la probabilidad de transición es la misma expresión dada en

Ecuación (1.5), (138). También podemos asumir que la pared no existe y solo tenemos la distancia lumínica D_{Lum} a la estrella o fuente que se está observando, ver por ejemplo (200) para un estudio considerando la emisión de alta energía de la nebulosa del Crab. En este último caso, nos interesa saber cuál es la probabilidad de supervivencia de fotones tras propagarse una distancia lum D_{Lum} y el efecto que se observaría en el espectro de la fuente. La probabilidad de supervivencia está dada por el complemento de la probabilidad de conversión de un estado de fotón a γ_{dark} ⁷

$$P_{\gamma}^{\text{Sup}} = 1 - P_{\gamma \rightarrow \gamma_{\text{dark}}} = 1 - 4\chi_{\text{dark}}^2 \sin^2 \left[\frac{D_{\text{Lum}} m_{\gamma_{\text{dark}}}^2}{4\omega} \right] \quad (1.6)$$

De la Ecuación (1.6) se deduce que, de existir estas conversiones, el espectro de emisión en altas energías de una fuente debería verse afectado mostrando oscilaciones (*wiggles*), decrementos o incrementos en el valor reportado por los observatorios en Tierra. La posibilidad de observar tales efectos dependerá de la resolución en energía del observatorio dedicado a observar la fuente de interés. Entonces, asumiendo una fuente emisora de UHE γ_{ray} , con espectro intrínseco $d\Phi_{\text{Int}}/dE$, el flujo observado en la Tierra, $d\Phi_{\text{Obs}}/dE$, será:

$$\frac{d\Phi_{\text{Obs}}}{dE} = P_{\gamma}^{\text{Sup}} \times \frac{d\Phi_{\text{Int}}}{dE}, \quad (1.7)$$

donde las etiquetas Obs e Int se refieren a observado e intrínseco, respectivamente. Estudios utilizando esta configuración han sido realizados para la nebulosa del Cangrejo con observaciones rayos gamma (200). Otras fuentes de interés son fuentes extragalácticas como AGNs o GRBs, donde oscilaciones entre UHE γ_{ray} y γ_{dark} 's pueden contribuir a que los fotones puedan evadir el efecto de atenuación por EBL llegando a la Tierra.

1.4. Observatorios de rayos gamma

Habiendo presentado los conceptos de la búsqueda de señales de rayos gamma inducida por materia oscura, ahora presento los observatorios que he ocupado para realizar los estudios en este trabajo. Observatorios de rayos gamma pueden ser clasificados en dos clases generales, satelitales y terrestres. En este trabajo, uso observatorios terrestres debido a que su rango de operación en energía puede alcanzar cientos de TeV, rango en el que asumo que emisión inducida o efectos debido a DM deben presentarse.

Los observatorios terrestres basan su principio de operación en la detección de radiación Cherenkov producida por partículas cargadas generadas en cascadas atmosféricas. Estas cascadas atmosféricas son producidas por rayos cósmicos (UHE γ_{ray} o partículas cargadas)

⁷La diferencia entre las fórmulas descritas en (15) y (200) solo radica en la magnitud del ángulo de mezcla $\chi_{\gamma_{\text{dark}}}$, 10^{-10} y ~ 0.1 , respectivamente. En (15), los autores realizan la expansión de la función \sin , mientras que en (200), los autores consideran el efecto de la función \sin en la expresión para la probabilidad de conversión.

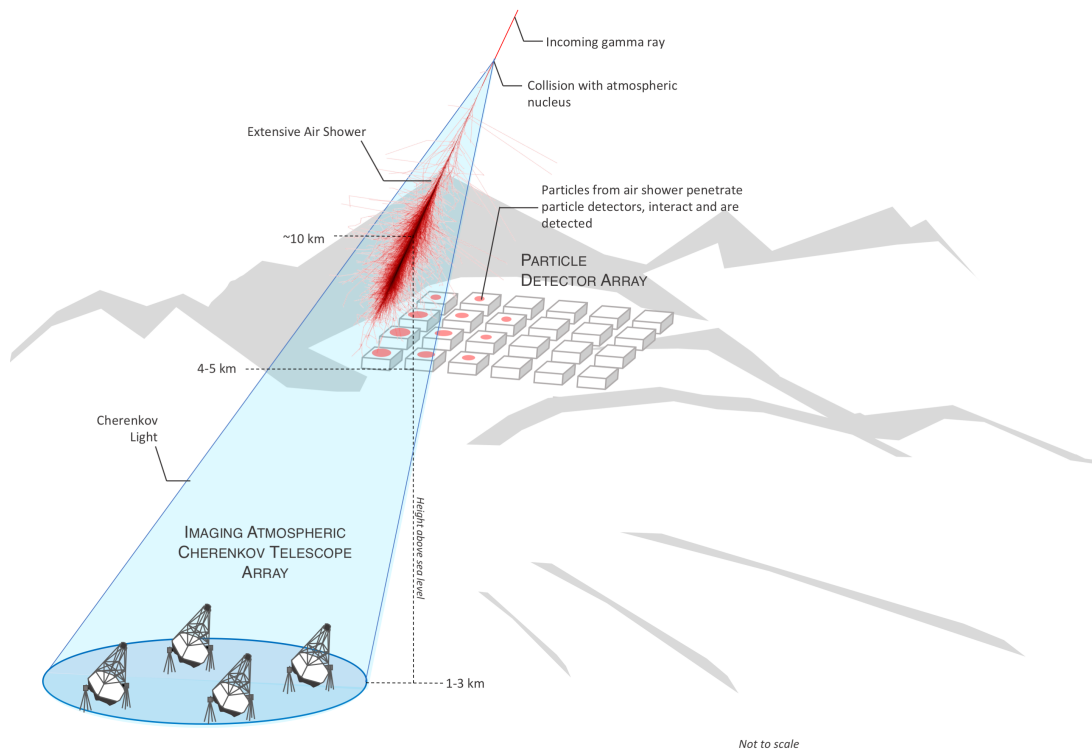


Figura 1.1: Técnicas de detección de partículas cargadas producidas en una cascada atmosférica. En un primer caso, arreglos de detectores de partículas registran el paso de las partículas de la cascada, por ejemplo mediante la colección de radiación Cherenkov en agua como en el caso de HAWC. La otra técnica de detección se basa en coleccionar la radiación Cherenkov producida en el aire por las partículas cargadas generadas en la cascada atmosférica. En esta categoría se encuentra CTAO. Créditos a la imagen: Richard White, MPIK

provenientes del espacio exterior y que interaccionan con núcleos atómicos de la atmósfera. Dependiendo de la técnica de detección de esta radiación Cherenkov (ver Figura 1.1), los observatorios terrestres pueden ser clasificados en dos subclases: Telescopio de Imagen de Cherenkov en Aire [*Imaging Air Cherenkov Telescope*] (IACT) y Detectores de Cherenkov en Agua, [*Water Cherenkov Detector*] (WCD). Los arreglos de IACT detectan la radiación Cherenkov producida en el aire por las partículas cargadas propagándose en el aire hacia la superficie terrestre. Por otro lado, los arreglos de WCD detectan el paso de las partículas cargadas en la cascada atmosférica por coleccionar la radiación Cherenkov producida en el agua de los detectores. Ambas técnicas son complementarias y han brindado una nueva ventana para observar el Universo en las escalas más altas de energía.

Ejemplos de observatorios que consisten de arreglos de IACTs son Magic, H.E.S.S., Veritas (actualmente en operación) y el Observatorio de Arreglo de Telescopios Cherenkov, [*Cherenkov Telescope Array Observatory*] (CTAO) (en fase de construcción). Ejemplos de observatorios que consisten de arreglos de WCDs están el Observatorio de Cherenkov en agua a gran altura, [*High Altitude Water Cherenkov Observatory*] (HAWC) y el Gran Observatorio de Cascadas

en Aire a Gran Altura (*Large High Altitude Air Shower Observatory*) (LHAASO) (en operación) y el Observatorio de Rayos Gama de Campo de visión Amplio del Sur (*Southern Wide-field Gamma-ray Observatory*) (SWGGO) (en planeación). En esta sección presentaré los observatorios con los que estuve trabajando y colaborando directamente para obtener los resultados mostrados en esta tesis. Estos observatorios son CTAO y HAWC.

1.4.1. Observatorio de Arreglo de Telescopios Cherenkov, CTA

El observatorio de Arreglo de Telescopios Cherenkov, CTAO consistirá de dos arreglos de telescopios Cherenkov ubicados en Las Islas Canarias, España (CTA Norte, ver Figura 1.2) y en Cerro Paranal, Chile (CTA Sur, ver Figura 1.3) para cubrir la bóveda celeste y observar el cielo en rayos gamma desde ~ 20 GeV hasta 300 TeV. Los principales objetivos científicos de CTAO involucran:



Figura 1.2: Recreación artística de CTA Norte (63). La posición de los telescopios no corresponde a la configuración Alpha y es solo para fines ilustrativos. El arreglo CTA Norte se encontrará en el observatorio del Roque de los Muchachos en las Islas Canarias, España. Créditos de la imagen a: Gabriel Pérez Díaz, IAC.

1. Mecanismos y sitios de aceleración de CRs
2. Papel de CR's en formación estelar y evolución de galaxias
3. Procesos cercanos a agujeros negros y otros objetos compactos
4. Voids cósmicos
5. Vientos, explosiones y Jets
6. Variabilidad en la emisión de fuentes
7. Ambiente extremos y retroalimentación en formación estelar
8. Naturaleza de materia oscura y efectos en la propagación de UHE γ_{ray}

Los telescopios que componen a CTAO son de tres tamaños diferentes, Small Sized Telescope (SST), Medium Sized Telescope (MST) y Large Sized Telescope (LST). El arreglo CTA Norte estará compuesto de 4 LST's y 9 MST's y su rango óptimo de energías de operación es de 20 GeV a

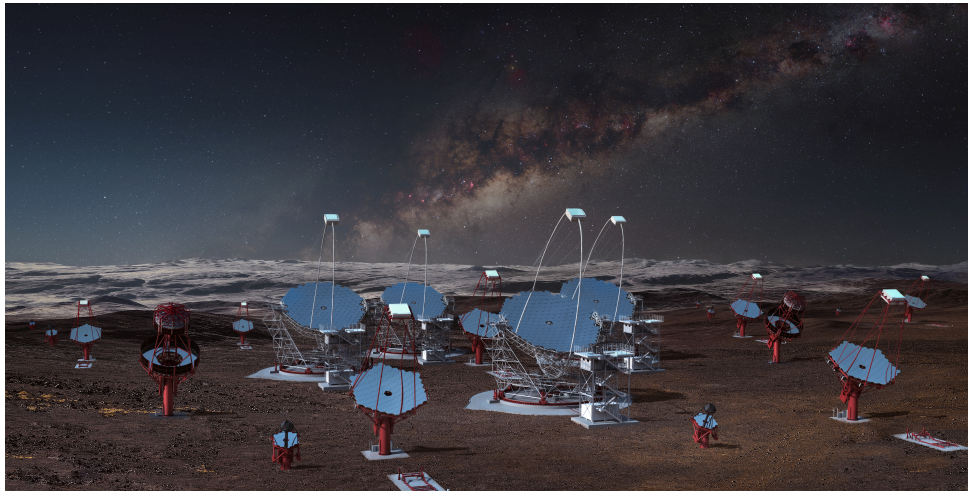


Figura 1.3: Recreación artística de CTA Sur (83). La posición de los telescopios no corresponde a la configuración Alpha y es solo para fines ilustrativos. Se muestran 4 LST's, que pertenecen a la fase de actualización de CTA Sur no incluidos originalmente en la configuración Alfa. El arreglo CTA Sur se encontrará en el cerro de Paranal, desierto de Atacama, Chile. Créditos de la imagen a: Gabriel Pérez Diaz (IAC)/Marc-André Besel (CTAO)/ESO/ N. Risinger (skysurvey.org).

~ 5 TeV. Por esta razón, CTA Norte realizará estudios enfocados en astronomía extragaláctica. El arreglo CTA Sur tiene un arreglo más extenso con 51 telescopios: 14 MST's y 37 SST's, con un rango óptimo en energías desde 150 GeV hasta 300 TeV. Debido a la locación de CTA Sur, las observaciones y estudios serán enfocados al núcleo de nuestra galaxia y los fenómenos más energéticos que ocurren en ella. A la configuración que describo aquí se le conoce como Configuración Alpha (CTAO & CTAC, 2021).

Las Figuras 1.4 a 1.6 muestran otras características del observatorio, entre ellas su sensibilidad, resolución angular y en energía. Todas las figuras muestran la comparación de CTAO con otros observatorios en operación o en planeación (como SWGO). El propósito de tal comparación es mostrar que las observaciones y estudios realizados por CTAO complementarán y ayudarán a mejorar nuestro entendimiento en diversos temas.

La sensibilidad diferencial, ver Figura 1.4, muestra que ambos arreglos, CTA Norte en negro y CTA Sur en azul, tienen su mejor sensibilidad para energías alrededor de ~ 5 TeV. Las diferencias entre las curvas de sensibilidad de ambos arreglos se debe a que en CTA Norte no hay SST's, y por eso su sensibilidad a muy altas energías decrece en comparación a CTA Sur. Por el contrario, debido a que, en este momento, no se considera incluir LST's en CTA Sur, su sensibilidad solo llega hasta energías de ~ 60 GeV. De la comparación con otros experimentos, se observa que la sensibilidad mejora hasta en $\mathcal{O}(1)$ de magnitud respecto a observatorios IACT, mientras que muestra una excelente complementariedad con observatorios WCD (LHAASO en operación, y SWGO aún en planeación) para energías mayores a decenas de TeV.

Por otro lado, la resolución angular en función de la energía muestra que CTAO tendrá una

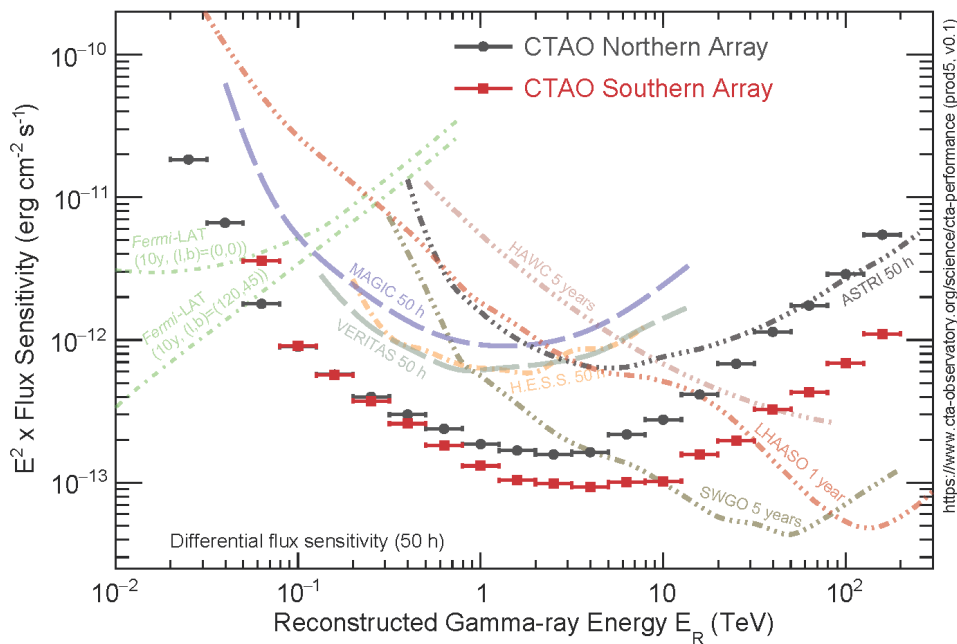


Figura 1.4: Sensibilidad diferencial ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) de CTAO en función de la energía (TeV) reconstruida de fotones simulados, para obtener una detección de 5σ tras una observación de 50 h de una fuente puntual. Figura tomada de (CTAO gGMBH, 2016). La línea punteada en color negro corresponde a CTA Norte, mientras que la línea roja, CTA Sur. También se muestra la comparación con observatorios de rayos gamma en ambos hemisferios.

resolución por debajo de 0.05 grados para energías arriba de ~ 1 TeV permitiendo realizar estudios muy detallados de morfología de fuentes galácticas, el centro galáctico, galaxias cercanas y otras fuentes con emisión difusa y/o extendida.

Esto se complementa con el hecho de que la resolución proyectada en energía es menor a 7% para energías arriba de ~ 1 TeV, ver Figura 1.6, valor que se mantiene constante hasta cientos de TeV. Esto también muestra la capacidad que CTAO tendrá para realizar análisis espectrales y poder separar contribuciones de fuentes diferentes en la misma región de interés.

Para el caso de DM y búsquedas indirectas, CTAO tiene una oportunidad única de descubrimiento al alcanzar flujos de fuentes más débiles (cerca de una milésima del flujo del Crab). Además, debido a su resolución en energía y resolución angular, estudios espectrales y de morfología, contribuirán a poder separar contribuciones de diferentes fuentes en regiones especialmente complejas, como el centro galáctico o el cúmulo de Perseo. Aún en el caso de no detección, la sensibilidad proyectada para búsquedas indirectas de WIMP's debido a aniquilación a decaimiento, o búsquedas de irregularidades (*wiggles*, como se les ha llamado en inglés) en espectro de fuentes ultraenergéticas; mejorará los límites de exclusión hasta por un orden de magnitud respecto a estudios previos por otros experimentos.

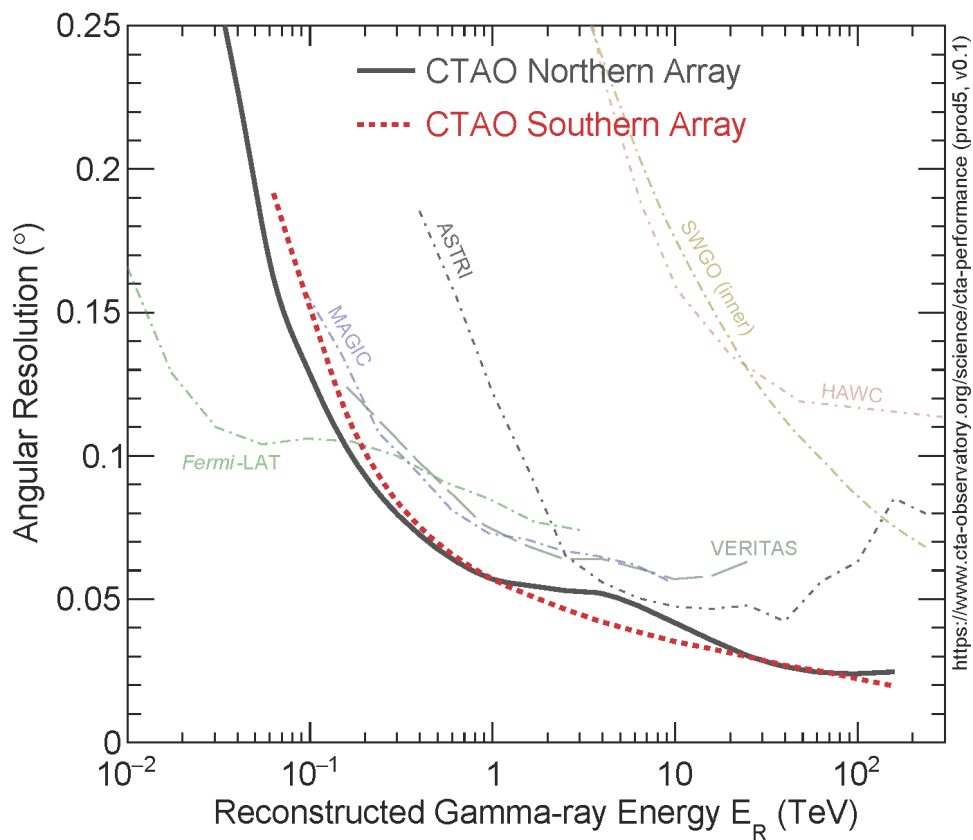


Figura 1.5: Resolución angular (grados) de CTAO en función de la energía (TeV) reconstruida de fotones simulados. La curva muestra el valor del ángulo de llegada reconstruido en el que 68 % de los fotones simulados. Figura tomada de (CTAO gGMBH, 2016). La curva en color rojo muestra la resolución para CTA Sur y la curva negra para CTA Norte. También se muestra lo comparación con observatorios de rayos gamma en ambos hemisferios.

Estudios de la sensibilidad proyectada a aniquilación de DM han sido realizados anteriormente. En particular, el estudio exhaustivo de la sensibilidad a aniquilación de WIMPs en el centro galáctico (13) muestra que usando observaciones con una duración total de 300 h se pueden excluir candidatos a WIMPs por debajo del límite térmico⁸ con masas por debajo de ~ 100 GeV. Las curvas obtenidas en (13) son obtenidas para modelos específicos de la distribución de nubes moleculares y otras condiciones cerca del centro de la galaxia de las cuales también se tiene una incertidumbre considerable, y los límites pueden mejorarse una vez se tenga un mejor entendimiento de la distribución de materia, dinámica y procesos que ocurren en la región.

Otro estudio sobre la sensibilidad de CTAO a candidatos de CDM es mediante el efecto en la propagación de fotones provenientes de fuentes extragalácticas, (3). En este trabajo se

⁸Valor de $\langle \sigma_{WIMP} v \rangle$ que se obtiene de requerir que los WIMPs reproduzcan la densidad reliquia obtenida de observaciones de CMB.

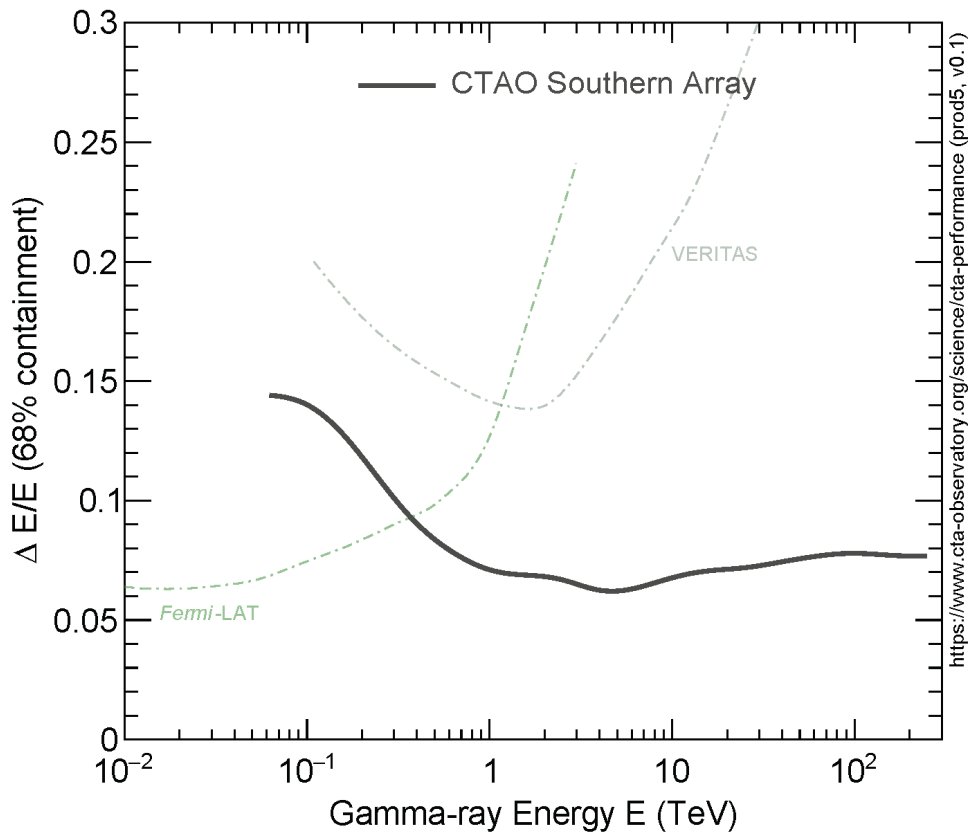


Figura 1.6: Resolución en energía (porcentual) de CTAO en función de la energía (TeV) reconstruida de fotones simulados. La curva muestra el 68% de contención de la diferencia porcentual de las energías reconstruida y real de los fotones simulados. Figura tomada de (CTAO gGMBH, 2016). La curva en color negro muestra la resolución para CTA Sur. También se muestra la comparación con los observatorios Fermi-LAT y VERITAS.

estudia el efecto del acoplamiento de fotones y ALPs a través de la presencia de campos magnéticos en los diferentes medios que atraviesan los fotones durante su recorrido a la Tierra. El estudio simula observaciones del AGN NGC 1275 y muestra también la capacidad de CTAO para realizar este tipo de búsquedas. Gracias a su resolución en energía, CTAO podría detectar posibles *wiggles* en el espectro de fuentes ultraenergéticas inducidos por el acoplamiento con ALPs y γ_{dark} 's.

1.4.2. Observatorio de Cherenkov en Agua a Gran Altura, HAWC

El Observatorio de Cherenkov en agua a gran altura, [*High Altitude Water Cherenkov Observatory*] (HAWC) corresponde a los detectores terrestres basados en la técnica de registrar el paso de partículas cargadas cuando pasan a través de Detectores de Cherenkov en Agua, [*Water Cherenkov Detector*] (WCD) generadas en cascadas atmosféricas inducidas por CRs en

la parte alta de la atmósfera. HAWC se localiza en la ladera del volcán Tiltépetl, Puebla a una altura de 4100 m sobre el nivel del mar, y consta de 300 módulos WCD, ver Figura 1.7.



Figura 1.7: Observatorio HAWC. Se observan los WCD's que conforman el arreglo principal, así como los WCD más pequeños que forman parte de la fase de mejora de la sensibilidad de HAWC. En el fondo se puede observar el Pico de Orizaba. Créditos de la imagen a Jordan Goodman, Noviembre de 2016.

Cada módulo WCD consiste de tanques de 7 m de diámetro y 5 m de altura llenos con agua con profundidad óptica mayor o igual a 10 m. En la base de cada WCD se encuentran cuatro tubos foto-multiplicadores, PMT's en la base: tres de 8 pulgadas igualmente separados sobre un círculo de 1.8 m; y uno de 10 pulgadas en el centro. Cada PMT colecta la radiación Cherenkov inducida por partículas cargadas y el tiempo en que se registra dicha señal. Esto proporciona a HAWC tres conjuntos de información que pueden usarse para obtener información sobre la partícula primaria que induce la cascada atmosférica extensa. De la distribución de tiempos de arribo registrada por cada PMT nos permite reconstruir la dirección de llegada de la partícula primaria. De la distribución de señales registradas por cada PMT se puede inferir la naturaleza de la partícula primaria: es decir, de simulaciones se espera que un rayo gamma registre una señal más compacta y con intensidad de señal en los PMT's que decrece hacia las afueras del núcleo de la cascada atmosférica; mientras que un CR hadrónico (p^+) genera una distribución menos compacta y con señales inducidas por muones registradas por PMT's con igual o mayor intensidad al núcleo de la cascada⁹. Finalmente, en HAWC, los datos de cada cascada pueden ser agrupados de acuerdo al tamaño de la señal registrada por el arreglo completo. Este agrupamiento está débilmente correlacionado con la energía de la partícula primaria (7).

⁹Separación gamma-hadron. Los IACT's siguen un principio similar para poder diferenciar entre eventos tipo fotón y tipo hadrónico.

El observatorio HAWC tiene un rango de operación en energías desde ~ 1 TeV hasta cientos de TeV. Además, gracias a su diseño, HAWC tiene un campo de visión amplio cubriendo de forma instantánea 15 % de la bóveda celeste encima del observatorio. Adicionalmente, HAWC opera de forma continua permitiendo que se puedan realizar campañas de monitoreo de fuentes y estudios de poblaciones. Los objetivos científicos de HAWC se pueden resumir en los siguientes puntos:

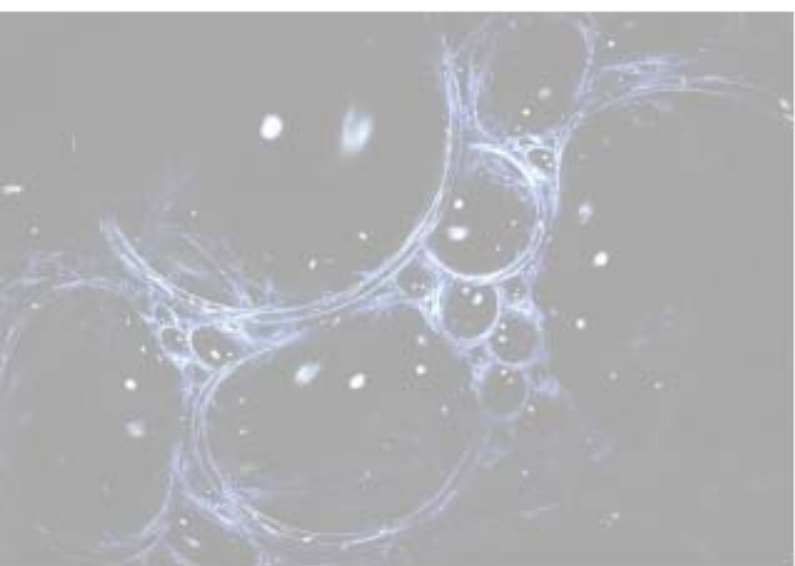
1. Rayos cósmicos galácticos
2. Aceleradores de CR's
3. Fuentes de rayos gamma con emisión extendida a TeV
4. Emisión difusa (galáctica y extragaláctica)
5. Fuentes transitorias de origen extragaláctica
6. Núcleos activos de galaxias
7. Destellos de rayos gamma, GRB's
8. *Mapeo* continuo del cielo
9. Estudios sobre la anisotropía de CR's
10. Emisión o efectos inducidos por procesos que involucran partículas de CDM
11. Efectos en la propagación de fotones
12. Evaporación de agujeros negros

Otras características de HAWC se refieren a su resolución angular y resolución en energía. Debido a su estructura modular y el número de WCD's, la resolución angular de HAWC se encuentra en el orden de ~ 1 grado para energías alrededor 1 TeV, y disminuye hasta ~ 0.15 grados para el rango más alto de energías. Estos valores están por encima de algunos observatorios en operación, aunque para energías mayores a 30 TeV, HAWC tiene una buena resolución angular. Se espera que los observatorios de siguiente generación, como CTAO y SWGO mejoren hasta en un orden de magnitud este valor de resolución angular para energías arriba de decenas de TeV.

Respecto a la resolución en energía, como mencioné anteriormente, debido a la forma en que se agrupan los datos colectados por HAWC, no existe una correlación estricta entre estos bins y la energía de las partículas primarias. Ahora se han introducido dos estimadores para la energía de la partícula primaria. Estos estimadores son *ground-parameter* y *neural network*. Dar una descripción detallada de ambos estimadores está fuera del alcance de este trabajo. En todos los casos, la resolución en energía de HAWC es cerca del 20 %. Por último, la sensibilidad de HAWC le permite observar fuentes con emisión tan débil como varias centésimas del flujo de la nebulosa de Cangrejo.

Respecto a DM, HAWC tiene la ventaja respecto a otros observatorios de cubrir una gran parte del cielo durante un tránsito, y debido a su operación continua, observar por largos tiempos de exposición poblaciones de objetos. Esto permite realizar estudios de búsquedas indirectas por aniquilación o decaimiento de DM combinando los datos de diferentes objetos en estas poblaciones. Dichas poblaciones involucran galaxias dSph, galaxias dIrr, fuentes galácticas y cúmulos de galaxias. Además, debido a su campo de visión amplio, HAWC puede observar objetos con gran tamaño angular en el cielo que pueden resultar de difícil acceso para observatorios que consisten de un arreglo de IACT's. Esta cualidad también le permite buscar señales inducidas por CDM y hacer estudios de morfología y diferenciar de otras componentes de emisión.

Estudios previos realizados sobre búsquedas indirectas de materia oscura involucran análisis de una muestra de galaxias dSph, la galaxia M 31 y el halo galáctico. En estos casos se obtienen límites para $\langle\sigma_{WIMP\nu}\rangle$ y τ_{WIMP} muy restrictivos para energías mayores a decenas de TeV, complementando resultados de otros observatorios a más bajas energías, ver por ejemplo (19).



2 | Selección y modelado de emisión en fuentes

En este capítulo explico las diferentes fuentes seleccionadas para realizar los análisis descritos en este trabajo. La descripción se enfoca en justificar la selección de cada fuente, así como el modelado de las diferentes contribuciones de rayos gamma en cada fuente. Este capítulo también busca extender algunos conceptos y análisis que no se pudieron incluir en los capítulos siguientes donde se muestran los resultados obtenidos.

2.1. Introducción: Dónde realizar búsquedas indirectas de DM

Como mencioné en la Sección 1.3.1, las búsquedas indirectas se basan en buscar señales de efectos en rayos gamma inducidos por procesos que involucren interacciones con partículas de CDM. En este trabajo exploramos el caso de búsquedas de WIMPs y γ_{dark} 's. Dependiendo del tipo de candidato, los efectos a buscar son diferentes y, por lo tanto, la población de objetos dónde buscar difiere de un método a otro.

Para el caso de WIMPs, la búsqueda de señales involucra UHE γ_{ray} inducidos por aniquilación o decaimiento de estos candidatos. De las Ecuaciones (1.3) y (1.4), se observa que hay una dependencia en $\rho_{\text{DM}}(r)$, de aquí que una primera condición sea seleccionar objetos con un gran contenido de materia oscura como galaxias y cúmulos de galaxias, garantizando una señal suficientemente brillante o comparable a otras emisiones en rayos gamma en el objeto de interés. Por otro lado, también buscamos que la señal sea lo más *limpia* posible, es decir, que la señal inducida por CDM se pueda diferenciar de otras componentes de emisión (por ejemplo zonas de choque, emisión inducida por CRs o regiones de formación estelar, entre otros) en el objeto de estudio; o ser la contribución dominante o única en el objeto de estudio. Finalmente, debido a la universalidad de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, análisis combinados de poblaciones de objetos también garantiza un potencial descubrimiento de estas señales.

En la Figura 2.1 se muestra el número estimado de fotones con energías mayores a 3 GeV inducidos por la aniquilación a quarks b de un neutralino, candidato a CDM, con masa de 40 GeV. El cálculo se obtiene a partir de la simulación numérica de N cuerpos *Aquarius* y la determinación de la densidad de CDM y la contribución de subhalos. Más detalles sobre la estimación de los perfiles de densidad de CDM y la generación del mapa pueden consultarse

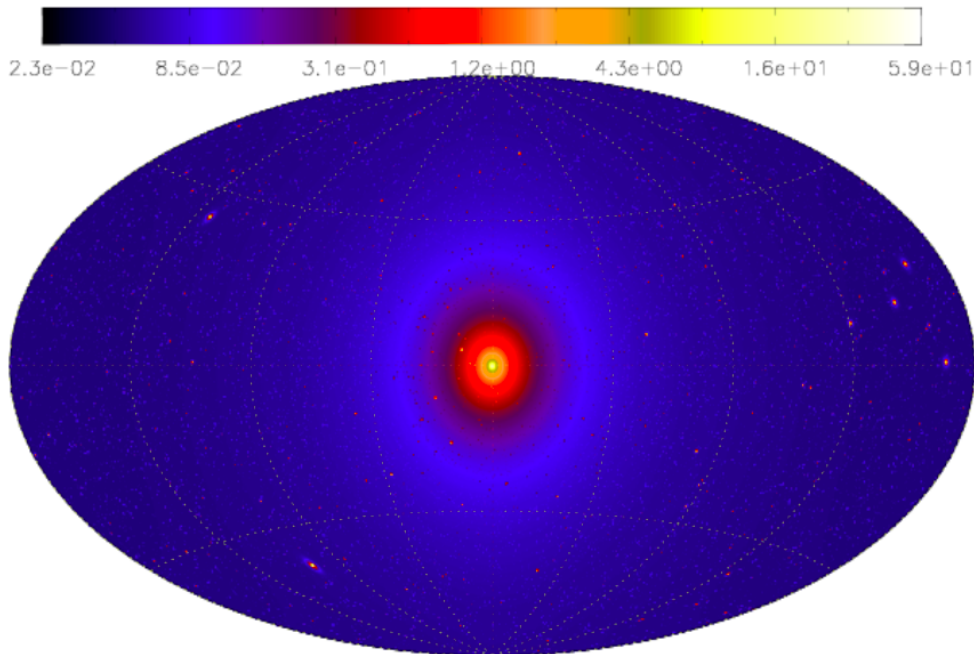


Figura 2.1: Número de fotones con energía mayores a 3 GeV inducidos por aniquilación de partículas de CDM (neutralino) con masa de 40 GeV a quarks b . Se observa la contribución de diferentes regiones donde se estima la presencia de DM. El número de fotones se obtiene a partir de la densidad de CDM obtenida de las simulaciones de N cuerpos de *Aquarius*. Imagen tomada de (151).

en (151). La imagen muestra que la región más brillante en UHE γ_{ray} inducidos por CDM en el cielo sería el centro galáctico debido a su cercanía. Sin embargo, es una región compleja por las incertidumbres sobre la distribución de materia bariónica, y las contribuciones al flujo de UHE γ_{ray} debido a otros procesos. Otro potencial objeto de estudio son las galaxias enanas esferoidales, satélites de la Vía Láctea. Estos objetos son dominados por materia oscura y, debido a que no presentan otros procesos astrofísicos que sean visibles, se espera que la única señal en rayos gamma sea producida por CDM. Estos objetos proporcionan la señal de CDM más limpia. En la Figura 2.1, también se muestra la contribución de objetos extragalácticos. Estos objetos pueden ser galaxias dentro del Volumen Local, como las galaxias enanas irregulares, [*dwarf Irregular*] (dIrr), y los cúmulos de galaxias. Las galaxias dIrr corresponden a galaxias con baja tasa de formación estelar, [Star Formation Rate] (SFR) y con poblaciones de estrellas muy poco masivas, por lo que se espera que la contribución de procesos astrofísicos para la producción de UHE γ_{ray} con energías mayores a cientos de GeV sea despreciable o nula. De esta forma, las galaxias dIrr también brindan una población de objetos en los que las señales de UHE γ_{ray} inducidas por CDM sean las únicas contribuciones al flujo, haciendo posible un análisis similar al que se realiza con galaxias dSph. Finalmente, los cúmulos de galaxias representan los objetos más grandes en el Universo con un contenido de CDM que

representa el $\sim 85\%$ del contenido total del cúmulo. Los cúmulos de galaxias, además representan los objetos más brillantes en emisión en rayos X, y se espera que la emisión debido a decaimiento de partículas de CDM sea la más dominante en estos objetos.

Por el contrario, los γ_{dark} 's afectan la propagación de UHE γ_{ray} al existir una probabilidad de transición entre ambos estados. El efecto de éstas transiciones se debería observar en el espectro observado de fuentes que emiten a escalas de TeV. De la Ecuación (1.6) se pueden encontrar criterios que dependen de la distancia a la fuente D_{Lum} , $m_{\gamma_{\text{dark}}}$ y la energía de UHE γ_{ray} para seleccionar los objetos donde se planea estudiar el efecto de las conversiones a γ_{dark} 's en la propagación de los fotones. Al igual que en el caso de estudio de partículas tipo axi3n (ALP), estos estudios se pueden llevar a cabo en fuentes galácticas, como Nebulosas de Viento de Pulsar (PWN), pulsares, y halos de TeV; así como en fuentes extragalácticas como AGNs o GRBs.

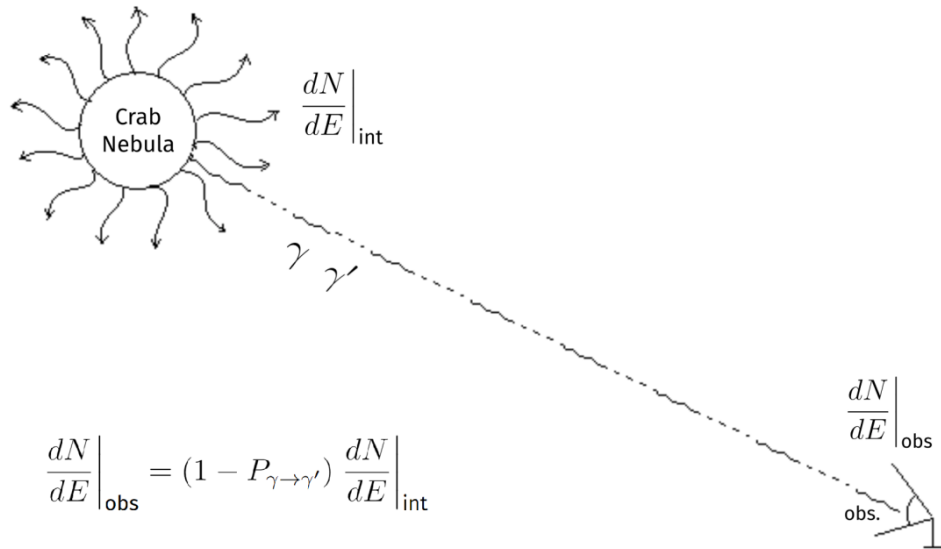


Figura 2.2: Representación esquemática del efecto en la propagación de rayos gamma emitidos en la nebulosa del Cangrejo, debido a la posible transición a fotones oscuros. En la Tierra, un observatorio de rayos gamma reportaría el espectro observado, $dN/dE|_{\text{obs}}$, que se relaciona al espectro de los fotones emitidos en la nebulosa, $dN/dE|_{\text{int}}$ al considerar la probabilidad de supervivencia de fotones al recorrer la distancia lumínica D_L . Imagen tomada de (122)

En la Figura 2.2, se muestra de forma esquemática, el método de búsqueda de γ_{dark} 's, asumiendo que se utilizan observaciones de la nebulosa del Cangrejo. Esta discusión se generaliza para las diferentes clases de fuentes que pueden utilizarse para este caso de estudio. Los fotones emitidos en una fuente se propagan por el medio hasta llegar a la Tierra y ser colectados por un observatorio. Durante el recorrido, los fotones sufren de otras interacciones, y bajo la hipótesis de que los γ_{dark} 's existen, los UHE γ_{ray} sufren de las conversiones entre ambos estados de masa. Estas conversiones se ven reflejadas en el espectro observado en

Tierra $dN/dE|_{\text{obs}}$

El efecto en la propagación de los fotones debido a la posible transición con γ_{dark} 's no se restringe a un tipo particular de fuente u objeto de interés. En principio el efecto podría observarse tanto en el espectro de fuentes galácticas como extragalácticas. Sin embargo, considerar una población u otra sí impone restricciones a la región de parámetros de γ_{dark} 's que se está explorando. Para el modelo descrito por la Ecuación (1.6), las condiciones se obtienen de la distancia lumínica D_{Lum} y la energía del UHE γ_{ray} . En particular, para objetos con $z > 0.1$, candidatos con masas mayores a 10^{-11} eV tienen longitudes de oscilación menores a $D_{\text{Lum}}(z > 0.1)$.

Tanto la descripción sobre los sitios de interés para buscar efectos inducidos por WIMPs o γ_{dark} permite crear criterios de selección de poblaciones de objetos astrofísicos donde realizar éstas búsquedas indirectas. Usando lo anterior, presento en las siguientes secciones los criterios para seleccionar las fuentes que usé en las investigaciones que presento en este trabajo. Del mismo modo, presento el modelado de los objetos seleccionados.

Para terminar, usando las descripciones presentadas en esta sección, y para el caso particular de candidatos que estudio en este trabajo, cúmulos de galaxias y galaxias enanas son objetos ideales para buscar señales de rayos gamma inducidas por aniquilación o decaimiento de materia oscura; mientras que fuentes con emisión a energías mayores a decenas de TeV son ideales para estudiar los efectos en la propagación de fotones debido a transiciones o conversiones con γ_{dark} .

2.2. El cúmulo de Perseo y CTAO

Resultados sobre los modelos de la emisión en UHE γ_{ray} inducida por CRs y DM fueron realizados por Rémi Adam¹ y Judit Pérez Romero², respectivamente. Este trabajo también se encuentra en revisión interna por CTAO, por lo que solo los detalles más necesarios sobre CRs y DM serán presentados.

Los cúmulos de galaxias representan los objetos ligados gravitacionalmente más grandes del Universo. Están dominados por DM, la cual representa cerca del $\sim 85\%$ del contenido de materia en estos objetos. Además de DM y galaxias, los cúmulos también están compuestos de gas con temperaturas de keV que llena todo el Medio intracúmulo (*Intra Cluster Medium*) (ICM) y que es observado en rayos X. Observaciones también en radio, nos hablan de que los cúmulos de galaxias son objetos con dinámica compleja. Los cúmulos brindan lugares de búsqueda y laboratorios para aprender y poner a prueba modelos de dinámica de galaxias, formación de estructura, cosmología y también física exótica.

Se estima que los cúmulos de galaxias sean contenedores de una población importante de

¹remi.adam@llr.in2p3.fr

²judit.perez@uam.es

protones que han sido confinados a lo largo de toda la historia de formación del cúmulo. Estos protones podrían interactuar con protones de más baja energía en el ICM, produciendo una emisión difusa de rayos gamma que debería extenderse hasta la periferia del cúmulo.

Debido al porcentaje que representa la DM en el contenido de materia de los cúmulos, convierte a los cúmulos en objetos de interés para poder observar una posible señal de UHE γ_{ray} s inducida por materia oscura, ya sea por aniquilación o decaimiento de partículas de DM. En aniquilación, la presencia de halos embebidos en el halo del cúmulo se traduce en un incremento en la señal de UHE γ_{ray} 's inducida por DM. Para decaimiento, la señal de interés solo depende de la cantidad total de materia, permitiendo que cúmulos puedan obtener cotas muy restrictivas al tiempo de vida de candidatos a CDM.

Además de la emisión esperada inducida por CRs y DM, la emisión de núcleos activos en las galaxias centrales de cúmulos representa una contribución que se debe tomar en cuenta, como se demuestra de las observaciones de la galaxia M87 en el cúmulo de Virgo; y las galaxias IC 310 y NGC 1275 en el cúmulo de Perseo.

Para observatorios con arreglos de IACTs, debido a la limitación de campo de visión y apuntar directamente a la Región de interés, [*Region of interest*] (ROI); es necesario evaluar a qué objetos se les dedicará tiempo de observación. Para cúmulos de galaxias, esta evaluación se basa en la distancia lumínica, la luminosidad o flujo de la señal de interés y la estrategia de observación propuesta. Un estudio de este tipo, para el caso de señales de UHE γ_{ray} 's inducidas por CDM puede ser encontrado en (179), donde los autores encuentran que los tres mejores cúmulos para realizar búsquedas indirectas de DM serían los cúmulos de Virgo, Fornax y Perseo. Sin embargo, los cúmulos de Virgo y Fornax con tamaños angulares de 6 y 3 grados respectivamente, representan un reto observacional para observatorios IACTs ya que la campaña de observación debe contemplar realizar múltiples observaciones para cubrir toda la región que abarcan estos cúmulos. Además de la ventaja del tamaño angular de Perseo (~ 1.0 grados), debido a su masa total, el cúmulo de Perseo representaría uno de los cúmulos más brillantes en rayos gamma inducidos por procesos que involucren CDM y CRs. A lo anterior, también se debe contemplar la presencia de las galaxias IC 310 y NGC 1275.

Como describí en la Sección 1.4.1, observaciones del CTAO contribuirán a entender fenómenos que ocurren en AGNs y cúmulos de galaxias. En particular, para los AGNs IC 310 y NGC 1275 en el centro del cúmulo de Perseo, campañas de observación con duración mayor a cientos de horas permitirían obtener una mejor estimación de valores y cotas a parámetros de los modelos de emisión de los AGNs, así como de la emisión inducida por CRs y DM. Debido a que el CTAO está en fase de construcción, el estudio que presento sobre búsquedas indirectas de DM en el cúmulo de Perseo se realizó con el objetivo de estimar la sensibilidad de CTAO a señales inducidas por decaimiento y aniquilación de DM y el impacto que contribuciones adicionales de emisión, como AGNs y CRs, tienen sobre la estimación de cotas a $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y tiempo de vida media de decaimiento para WIMPs (τ_{WIMP}). Estas estimaciones se realizan usando observaciones simuladas del cúmulo de Perseo.

Observaciones a energías por arriba de 100 GeV de los AGNs IC 310 y NGC 1275 han sido realizadas por diversos observatorios. Ambos objetos presentan estados de alta actividad y variabilidad (flare o llamarada), y estados de baja actividad con flujos de emisión constante en el tiempo (Quiescent). En particular, observaciones de Magic (16) con tiempo efectivo de ~ 200 h, el flujo diferencial de NGC 1275 es bien descrito por:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = 2.1 \times 10^{-11} \left(\frac{E}{0.2 \text{ TeV}} \right)^{-3.6} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (2.1)$$

mientras que las observaciones de IC 310 por Magic con un tiempo efectivo de ~ 43 h (21), muestran que el flujo diferencial intrínseco es modelado por:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = 7.41 \times 10^{-13} \left(\frac{E}{1.0 \text{ TeV}} \right)^{-1.81} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (2.2)$$

La morfología espacial de ambos AGNs corresponde a una fuente puntal.

La emisión en UHE γ_{ray} 's inducida por CRs es modelada por una componente espectral y una componente espacial. Ambas contribuciones son obtenidas usando el software `Minot` (14), que permite calcular espectros, perfiles espaciales y flujos de emisión derivados de los procesos físicos relevantes al ICM. Todas las cantidades termodinámicas para describir el ICM son calculadas por `Minot`. Otras cantidades relevantes, como la razón de la densidad de energía de CRs a la densidad de energía térmica en el cúmulo a un determinado radio X_{500} , la eficiencia de aceleración de CRs η y el índice espectral de CRs están directamente relacionadas con las componentes espectrales y espaciales de emisión de fotones y pueden obtenerse cotas a partir de observaciones en rayos gamma.

Para la emisión inducida por DM, la componente espectral es modelada usando el proyecto `PPPC4 DMID` para estimar el número de fotones por unidad de energía para un canal de aniquilación en específico, $dN_\gamma^{\text{DM, ch}}/dE$. Realizamos la interpolación para el valor de masa del candidato a DM y la energía requerida mediante el paquete `ctadmtool`. El espectro para decaimiento se obtiene de asumir que la energía máxima disponible para los productos tras el decaimiento de DM es la mitad de la masa en reposo del candidato. Para el caso de DM, consideramos el caso de aniquilación y decaimiento de candidatos con masas en el rango de 30 GeV hasta 100 TeV, y canales de aniquilación/decaimiento a quarks $b\bar{b}$ y leptones $\tau^+\tau^-$. Solo consideramos estos dos canales, ya que los resultados para los canales a quarks $t\bar{t}$ y bosones W^+W^- no difieren de los resultados obtenidos para quarks $b\bar{b}$, y los resultados para leptones $\mu^+\mu^-$ no difieren respecto a leptones $\tau^+\tau^-$.

La componente espacial de la emisión inducida por DM es calculada usando el software `Clumpy` (101), que permite estimar el valor total de los factores astrofísicos, así como los perfiles espaciales de los factores astrofísicos. Asumimos que el halo principal de DM, asociado

al cúmulo de Perseo, es descrito mediante el perfil Navarro-Frenk-White, NFW (132); mientras que para describir la distribución de DM en subhalos y la distribución espacial de éstos, se eligieron tres modelos con fracción de masa del halo principal en forma de subhalos f_{sub} del (0, 18.2, 32) %, e índice de la función de masa de subhalos α_{sub} de (0, 1.9, 2.0), respectivamente. Lo anterior se traduce en un modelo espacial para decaimiento (DEC), y tres modelos espaciales para describir la morfología espacial de la emisión inducida por aniquilación de DM: MIN, MED y MAX que corresponden a los pares $(f_{\text{sub}}, \alpha_{\text{sub}})$ de (0,0), (18.2 %,1.9) y (32,2.0); respectivamente.

2.3. Galaxias enanas irregulares

Debido a sus características, el observatorio HAWC puede complementar las búsquedas indirectas de DM por realizar análisis combinados de poblaciones de objetos en los que se espera poder detectar una señal de UHE γ_{ray} inducida por aniquilación o decaimiento de DM. Ejemplos de estos análisis combinados se pueden encontrar en (10; 19; 36; 57) para galaxias dSph y cúmulos de galaxias. La población de galaxias de bajo brillo superficial (LSB), y en particular galaxias dlrr, a partir de los datos de curvas de rotación se muestra que son objetos dominados por materia oscura. En (103), los autores muestran que los parámetros asociados a la distribución de DM, masa estelar y de gas pueden ser estimados de la Curva de rotación universal, [Universal Rotatin Curve] (URC) para estos objetos. Yo considero la misma muestra de galaxias que en (103), y selecciono las galaxias que se encuentran en el campo de visión del observatorio HAWC. Valores asociados a la distribución de DM son tomados de los resultados presentados en (103), para el perfil de distribución de Burkert ya que es el perfil que permite reproducir los valores de masa estelar y gas reportados para las galaxias de la muestra.

La emisión de UHE γ_{ray} 's inducida por DM en dlrrs también se separa en dos componentes: espectral y espacial. La componente espectral de cada galaxia inducida por aniquilación o decaimiento de DM se calcula para cinco canales diferentes y candidatos con masas en el rango de 1 TeV hasta 100 TeV. El valor de $dN_{\gamma}^{\text{DM, ch}}/dE$ se obtiene de simulaciones con Pythia 8 (177). La componente espacial de la emisión inducida por DM se asume que es puntual y el valor total de los factores astrofísicos J y D los obtengo mediante `Clumpy`.

Las galaxias irregulares también presentan regiones de formación estelar. Observaciones por H.E.S.S. muestran que las regiones de formación estelar también pueden presentar emisión en UHE γ_{ray} 's, y para este trabajo también estimo cuál es el valor de esta contribución. Para ello, dada la masa estelar de las galaxias dlrr reportada en (103), estimo la SFR usando la siguiente expresión (121):

$$\log \text{SFR} = -10.75 \pm 0.53 + (1.04 \pm 0.06) \log M_{\star}, \quad (2.3)$$

donde SFR es el valor de la tasa de formación estelar, SFR y M_{\star} es la masa estelar de la galaxia.

Usando esta expresión, encontré que todas las galaxias en mi muestra tienen valores de SFR menores a $10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Estimar la contribución de regiones de formación estelar al flujo de UHE γ_{ray} 's debe considerar la inyección y propagación de CRs en el medio interestelar de la galaxia en cuestión. Yo he usado los resultados del trabajo reportado en (120) donde realiza este tipo de simulaciones para estimar la luminosidad en UHE γ_{ray} 's con energías arriba de 100 GeV para galaxias de disco con diferentes tamaños y valores de SFR. Yo he usado los valores para las galaxias de disco más pequeñas con valores de SFR menores a $10^{-1} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En este caso, los valores los estimo usando la siguiente relación de escala:

$$\log L_{\gamma} = \alpha \log \text{SFR} + \beta, \quad (2.4)$$

donde L_{γ} es la luminosidad en UHE γ_{ray} 's, y SFR es la tasa de formación estelar. Los valores de α y β se obtienen del ajuste a los datos reportados en (120). En particular para la relación que uso aquí, los valores de α y β los obtuve de los datos presentados en la figura 5 de (120). Los resultados de este cálculo los muestro en la Figura 4.3. Se observa que el flujo inducido por SFR integrado en las energías de operación de HAWC resulta en un valor siete órdenes de magnitud menor al flujo integrado de la nebulosa del Cangrejo, y fuera del alcance de la sensibilidad de HAWC, que puede detectar fuentes con flujos de hasta unas centésimas del flujo de la nebulosa del Cangrejo. De este cálculo, la contribución debido a las regiones de formación estelar, puede ser descartada. Esto permite, al menos en el rango de energías en que opera el observatorio HAWC, que el análisis para búsquedas indirectas de CDM sea el mismo que para galaxias dSph.

Comentarios finales

La búsqueda de DM por métodos indirectos involucra la selección de criterios de objetos astrofísicos que nos permitan maximizar la probabilidad de detección de señales inducidas por procesos que involucren DM. Estos criterios no solo dependen de la naturaleza de los objetos de interés, sino también de las limitaciones y/o ventajas del observatorio de donde se tomen los datos colectados. Adicionalmente, es necesario conocer todos los procesos físicos relevantes que intervienen en nuestro objeto astrofísico y cuál es su contribución a la señal que se está buscando. Los resultados de diferentes observatorios son complementarios entre sí y contribuyen a comprender el paradigma que representa la DM en nuestra visión cosmológica del universo que habitamos.

Siguiendo la última frase del párrafo anterior, en los siguientes capítulos presento los resultados de las investigaciones y cálculos que he realizado en mi doctorado para acotar la región permitida del espacio de parámetros para candidatos a CDM.

3 | Límites de exclusión a TeV DM en Perseo usando observaciones simuladas de CTAO

RESUMEN

Se espera que los cúmulos de galaxias sean reservorios de Materia oscura, [Dark matter] (DM) y almacenen Rayos cósmicos [Cosmic rays] (CR) de origen hadrónico, estos últimos acumulándose a lo largo de la historia de formación del cúmulo. Así, los cúmulos de galaxias son excelentes objetos de estudio para buscar emisión de rayos gamma con energías a escalas de TeV debido a aniquilación y decaimiento de DM; y se ha predicho que sean fuentes de emisión de rayos gamma espacialmente extendida debido a las interacciones hadrónicas en el Medio intracúmulo (*Intra Cluster Medium*) (ICM). En este artículo, estimamos la sensibilidad del Observatorio de Arreglo de Telescopios Cherenkov, [Cherenkov Telescope Array Observatory] (CTAO) para detectar emisión en rayos gamma difusa del cúmulo de galaxias Perseo. Primero realizamos un modelado espacial y espectral detallado de la señal esperada al considerar las componentes de DM y CR. Para cada caso, calculamos la sensibilidad esperada tomando en cuenta las funciones de respuesta de CTAO. Incluimos incertidumbres de los modelos a través de parámetros de ruido (*nuisance parameters*) y la contribución del fondo debido al instrumento y la presencia de otras componentes de emisión astrofísica. También discutimos sobre la estrategia de observación para el cúmulo de Perseo. En la ausencia (no detección) de una señal difusa, CTAO puede restringir la razón de la energía debida a CR a la energía térmica X_{500} dentro del radio R_{500} hasta valores $X_{500} < 3 \times 10^{-3}$, para una distribución espacial de CR descrita por el gas dentro del cúmulo, y un índice espectral de $\alpha_{CR} = 2.3$. Bajo la hipótesis optimista de un origen puramente hadrónico del mini halo en radio de Perseo y dependiendo del valor del perfil de campo magnético en el cúmulo, CTAO mediría α_{CRp} y el perfil espacial de CR con precisión de 5 % y 10 % respectivamente. Respecto a DM, CTAO mejoraría los límites en sección eficaz de aniquilación (hasta un factor de ~ 5) obtenidos de las observaciones de cúmulos por observatorios de rayos gamma en operación actualmente. Esta mejora depende en el modelado de la subestructura en el cúmulo. En el caso de decaimiento, CTAO explorará una nueva región del espacio de parámetros, alcanzando valores para τ_χ mayores a 10^{27} s para masas de DM mayores a 1 TeV. Estas cotas proveerán de sensibilidad sin precedentes a la física de transporte y aceleración de CR a escalas de \sim Mpc y a modelos de candidatos de DM con masas a escalas de TeV, en particular para el escenario de decaimiento.

Prefacio

Debido a la extensión del artículo, solo presentaré la parte correspondiente al análisis que yo realicé extendiendo la discusión sobre algunos puntos relacionados a la emisión inducida por CRs, el impacto de la emisión de los AGNs en Perseo; y el diseño de estrategia para disminuir

la contaminación por la emisión de NGC 1275 en el centro del cúmulo. Por la misma razón, todo este capítulo también solo será escrito en español.

Este trabajo se encuentra en revisión interna por el comité editorial del observatorio CTA, y se planea enviar a **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**.

LÍMITES DE EXCLUSIÓN A TeV DM EN PERSEO USANDO OBSERVACIONES SIMULADAS DE CTAO

R. ADAM¹, S. HERNÁNDEZ-CADENA², M. HÜTTEN³, J. PÉREZ-ROMERO⁴, M. A. SÁNCHEZ-CONDE⁴, & THE CTA COLLABORATION⁵

¹ Laboratoire Leprince-Ringuet, École Polytechnique (UMR 7638, CNRS/IN2P3, Institut Polytechnique de Paris), 91128 Palaiseau, France

² Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, Mexico

³ Institute for Cosmic Ray Research, The University of Tokyo, Kashiwa 277-8583, Chiba, Japan

⁴ Instituto de Física Teórica UAM/CSIC and Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid, c/ Nicolás Cabrera 13-15, Campus de Cantoblanco UAM, 28049 Madrid, Spain

⁵ Saupfercheckweg 1 69117 Heidelberg, Germany

Corresponding Authors (alphabetical order):

Rémi Adam (remi.adam@llr.in2p3.fr)

Sergio Hernández-Cadena (skerzot@ciencias.unam.mx)

Moritz Hütten (huetten@icrr.u-tokyo.ac.jp)

Judit Pérez-Romero (judit.perez@uam.es)

Miguel A. Sánchez-Conde (miguel.sanchezconde@uam.es)

3.1. Sensibilidad de CTA a aniquilación y decaimiento de DM en Perseo usando `ctools`

En este capítulo, describimos el análisis realizado con el software `ctools` para buscar UHE γ_{ray} inducidos por CDM en observaciones simuladas del cúmulo de galaxias Perseo usando una configuración del CTAO. Los objetivos principales son, por un lado, diseñar una estrategia de análisis aplicable a datos de observaciones de un sistema complejo como el cúmulo de Perseo; y la comparación con los resultados obtenidos con el software `gammapy` y cuantificar la compatibilidad entre ambos resultados.

3.2. Configuración y preparación de las observaciones

Simulamos tres conjuntos diferentes de observaciones del cúmulo de Perseo usando el software público `ctools` (104). `ctools` es un software para simular y analizar datos de Observatorios de rayos γ . Está basado en la librería en C `gammaLib`. Para generar las observaciones, usamos la herramienta `ctobssim` para simular eventos de rayos γ en 10 bins (intervalos) de

energía en el rango desde 30 GeV hasta 100 TeV¹. La duración total de las observaciones es de 300 h, que son obtenidas del apilamiento (*stacking*) de 300 observaciones individuales con duración de 1 h cada una.

Los dos primeros conjuntos de observaciones corresponden al análisis clásico ON–OFF, usado por IACTs en operación. En el primer conjunto, asumimos que la $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$ está descrita por un modelo espacial en el que toda la emisión proviene de un punto, Fuente puntual [*Point source*] (PS). También despreciamos las contribuciones de otras fuentes, presentes en el cúmulo de Perseo, que presentan emisión de rayos γ ; y solo consideramos la contribución de Ruido instrumental [*Instrumental background*] (BKG_{Inst}) que es descrita por Funciones de respuesta del instrumento [*Instrument Response Function*] (IRF). Este conjunto de observaciones lo identificaremos como ON–OFF+PS de aquí en adelante.

El segundo conjunto de observaciones ON–OFF usa una descripción más realista de la emisión en rayos gamma del cúmulo de Perseo, al incluir la emisión del AGN NGC1275. Para describir la morfología de la componente espacial de la $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, usamos las plantillas obtenidas con CLUMPY (101). También colocamos una máscara circular, con un tamaño angular de 0.1 grados, en la parte central del cúmulo de Perseo para *tapar* la emisión proveniente del AGN NGC 1275, siguiendo el mismo análisis mostrado en (12). El BKG_{Inst} es descrito por las IRFs. Al igual que para el primer conjunto de observaciones ON–OFF, este conjunto le pondremos la etiqueta ON–OFF+ES+MASK.

En total, para ambos conjuntos de observaciones ON–OFF, simulamos cuatro diferentes hipótesis de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, al incluir aniquilación de CDM (Modelo MED), y decaimiento de CDM.

El último conjunto de simulaciones, que etiquetaremos con Template+ES, usa solo una región circular ON con un radio angular de 3 grados. En este conjunto de observaciones consideramos todas las contribuciones al flujo de rayos gamma en el cúmulo: NGC 1275, IC 310, Emisión en rayos gamma inducida por CRs ($d\Phi_{\gamma}^{\text{CR}}/dE$), y $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$. $d\Phi_{\gamma}^{\text{CR}}/dE$ es descrita por el modelo ‘Baseline’. En general, para los tres conjuntos de observaciones, durante el análisis, consideramos un total de cuatro escenarios $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$: Modelos (MIN, MED, MAX) para aniquilación de CDM y Modelo (DEC) para decaimiento de CDM, y para cada modelo, consideramos dos canales representativos, $\tau^+\tau^-$ y $b\bar{b}$.

Finalmente, para cada conjunto de observaciones simulamos un total de 100 realizaciones diferentes. Esto no permite considerar fluctuaciones estadísticas del BKG_{Inst} y calcular los valores promedios de los parámetros, así como las bandas de dispersión de 1σ y 2σ alrededor de los valores promedio.

¹Este rango de energía es también usado en el análisis con *gammapy*

3.3. Análisis con `ctadmtool`

Para el análisis, seguimos la misma estrategia de análisis usada para el software `gammapy`², para poder realizar una comparación entre ambos softwares. En el caso de `ctools`, el software de análisis para DM está disponible en la herramienta pública `ctadmtool`³. `ctadmtool` es la integración de tres pasos diferentes en el cálculo de límites de exclusión a los parámetros de candidatos a CDM, en específico WIMPs. El primer paso corresponde a estimar $dN_{\gamma}^{\text{DM, ch}}/dE$. Usamos el proyecto PPPC4 DMID, (55) para interpolar al valor de energía y la masa del candidato que el usuario indica al empezar el análisis. `ctadmtool` calcula $dN_{\gamma}^{\text{DM, ch}}/dE$ para el número de valores (puntos) en masa del WIMP que el usuario quiere explorar. De aquí, se calcula $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, por multiplicar por el valor total del factor astrofísico, \mathbf{J} o \mathbf{D} , y se crea el modelo de emisión completo por indicar el modelo espacial para describir la morfología de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$. El segundo paso consiste en usar la herramienta `ctlike` para estimar los valores de los parámetros que mejor describen las observaciones, calcular la Matriz de correlación para un conjunto de parámetros $\{\theta_i\}$ libres en el modelo $M(\varrho(\{\theta_i\}))$, y el valor de TS para cada componente de emisión en el modelo para describir la fuente observada. Adicionalmente, calcula el perfil TS como una función de la normalización de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, el cual está en función de $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ (τ_{WIMP}) para el caso de aniquilación (decaimiento) de un WIMP. En específico, el perfil TS es calculado dejando libres todos los parámetros de todas las contribuciones al flujo de emisión en ROI. En la ausencia de una señal inducida por CDM, el paso final es estimar los valores de UL (95 % C.L.) al calcular el valor de la normalización de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$ que corresponde a un incremento de ΔTS igual a 2.71, y de ahí convertir a límites de exclusión de los parámetros de WIMP ($\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP}). `ctadmtool` realiza todos estos cálculos para el número total de puntos de masa indicado por el usuario.

3.4. Sensibilidad de CTA a DM usando la configuración observacional ON-OFF con `ctools`

No encontramos una señal inducida por DM, ni en el caso de aniquilación ni en decaimiento para los conjuntos de observaciones ON-OFF+PS y ON-OFF+ES+MASK. Así, procedemos a calcular los ULs (95 % C.L.) a la normalización de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, y de ahí calcular los límites de exclusión para $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} en función de la masa de WIMP. En la Figura 3.1 mostramos los límites de exclusión (95 % C.L.) para los conjuntos de observaciones ON-OFF+PS y ON-OFF+ES+MASK y para los cuatro conjuntos de observación (Sección 3.2). Observamos que los mejores límites son obtenidos para el caso (poco realista) de ON-OFF+PS, lo cual está en acuerdo con los resultados obtenidos para `gammapy`. Además, colocando una máscara (con-

²La cadena de análisis usada con `gammapy` es desarrollada por Judit Pérez Romero, y se encuentra disponible en Github bajo el proyecto `dmttools_gammapy`: https://github.com/peroju/dmttools_gammapy

³`ctadmtool` está parcialmente basado en `ctools` y `cscripts`, y permite al usuario usar diferentes configuraciones de observación y estrategias de análisis para buscar posibles señales de materia oscura. La herramienta puede ser encontrada en `ctadmtool@github`.

figuración ON-OFF+ES+MASK) debilita el límite hasta $\mathcal{O}(1)$ para masas de WIMPs por debajo de 1 TeV (10 TeV) para aniquilación/decaimiento a canales $\tau^+\tau^-(b\bar{b})$.

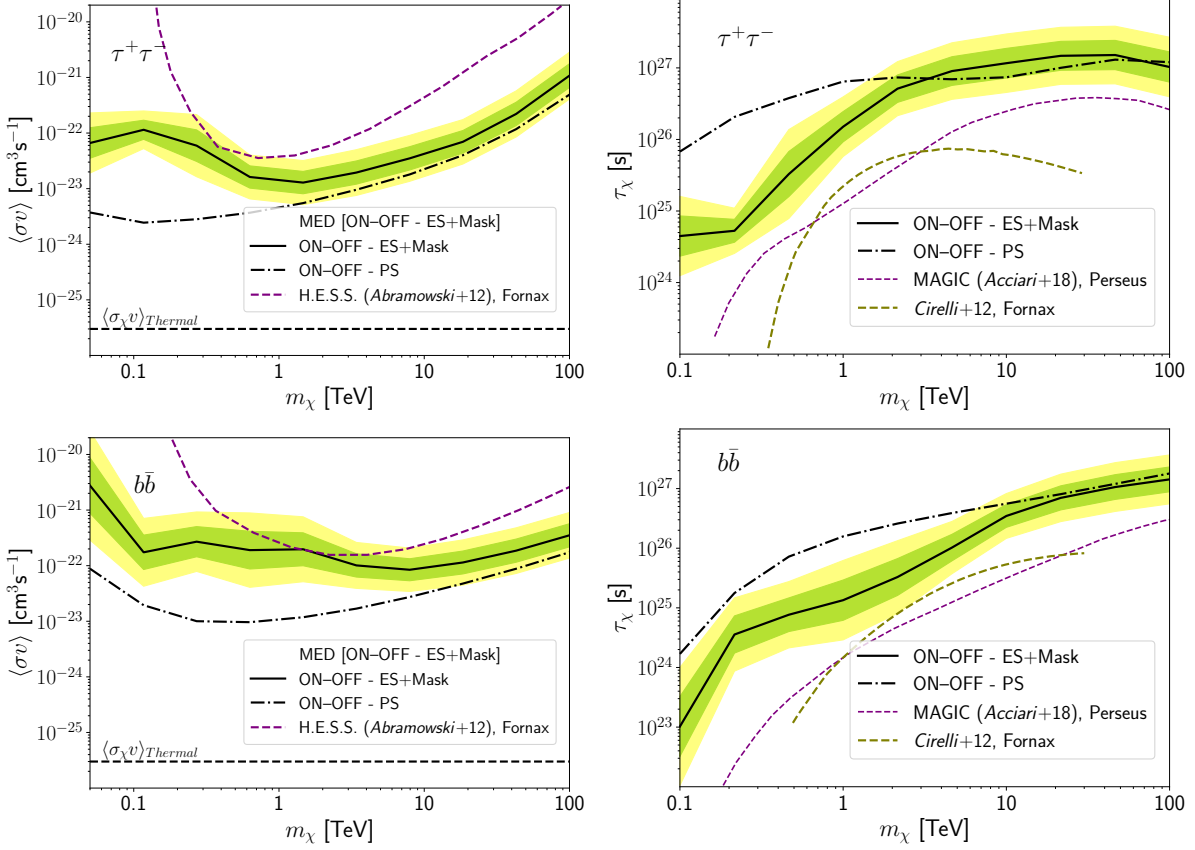


Figura 3.1: **Paneles izquierdos (derechos):** Valor promedio de límites inferiores (superiores) a 95 % C.L. para el escenario MED de aniquilación (escenario DEC de decaimiento) a canales $\tau^+\tau^-$ (**paneles superiores**) y $b\bar{b}$ (**paneles inferiores**), para las observaciones simuladas usando las configuraciones ON-OFF. La línea negra sólida muestra los resultados considerando la extensión espacial de la emisión inducida por DM más una máscara de 0.1 grados en el centro del cúmulo (ON-OFF+ES+MASK), mientras que la línea negra de guiones y puntos corresponde a los resultados de la hipótesis de fuente puntual (ON-OFF+PS). La banda verde (amarilla) representa la dispersión de 1σ (2σ) de los límites proyectados. También mostramos, por comparación, los resultados de las observaciones del cúmulo de Perseo realizadas por MAGIC (línea morada discontinua; (12)) y de las observaciones del cúmulo de Fornax por H.E.S.S. (líneas moradas discontinuas para aniquilación (9); líneas olivo discontinuas para decaimiento (56)).

3.5. Sensibilidad de CTA a DM usando la técnica de *Template fitting* con `ctools`

En este caso, primero revisamos con `ctadmtool` si NGC 1275 puede potencialmente contribuir a las componentes $d\Phi_\gamma^{DM}/dE$ y $d\Phi_\gamma^{CR}/dE$ en el cúmulo de Perseo. Esto, también es con la inten-

ción de revisar que la técnica de *template fitting*⁴ sea la adecuada. Para estimar el impacto de esta “contaminación”, extraemos el TS de cada componente en función de la masa del WIMP. Esto lo hacemos para 100 realizaciones de las observaciones en la configuración *Template+ES*, y calculamos el valor promedio de TS para los escenarios de aniquilación (MIN, MED, MAX) y el escenario de decaimiento (DEC).

La Figura 3.2 muestra el valor medio de TS para el escenario MED de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, NGC 1275 y $d\Phi_{\gamma}^{\text{CR}}/dE$ como una función de la masa del WIMP usada durante el cálculo del mejor TS. Por claridad, solo mostramos los resultados para el escenario (MED) de aniquilación, pero los mismos resultados son obtenidos para el resto de escenarios que consideramos en este trabajo. Observamos que para masas de WIMPs por debajo de 1 TeV el valor de TS de NGC 1275 tiene una disminución de un factor 2 con respecto al valor obtenido para masas arriba de 10 TeV. Esta disminución en el TS de NGC 1275 es asociado posiblemente con la aparente detección positiva de una señal inducida por DM, señal que no es observada en los casos de estudio previos (configuraciones *ON-OFF+PS* y *ON-OFF+ES+MASK*) analizados con *ctadmtool*. Esto tampoco es observado en el análisis llevado a cabo con *gammapy*. Además, también notamos que la componente de CRs tiene variaciones significativas en su curva de TS que están posiblemente correlacionadas con la disminución de TS de NGC 1275, efecto que comienza para masas de WIMP de 10 TeV. Estas variaciones no cambian el hecho de que siempre hay detección positiva ($TS > 25$) de $d\Phi_{\gamma}^{\text{CR}}/dE$ (modelo *Baseline*). En la Figura 3.2 no mostramos la curva de TS para el AGN IC 310, ya que la curva es constante para todas las masas de WIMP consideradas en el análisis, e independiente del resto de componentes de emisión en el cúmulo de Perseo.

El comportamiento y nuestra interpretación de las curvas de TS en función de la masa de WIMP es apoyado por $\rho(\{\theta_i\})$. La Figura 3.3 muestra la correlación promedio obtenida para 100 realizaciones de observaciones con duración total de 100 h cada una, y considerando todas las contribuciones a la emisión en rayos gamma en el cúmulo. Seleccionamos 4 valores diferentes en masa de WIMP para mostrar los diferentes comportamientos que se observan en la curva de TS en Figura 3.2. Para masas por debajo de 1 TeV, vemos que la normalización de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$ está anticorrelacionado a los parámetros libres de CRs y NGC 1275. También podemos observar una anticorrelación leve con los parámetros del modelo espectral de BKG_{Inst} . Es interesante que la anticorrelación entre DM y BKG_{Inst} desaparece conforme la masa de WIMP incrementa su valor. Además observamos que el signo de anticorrelación entre los parámetros de los modelos espectrales de DM y NGC 1275 cambia para masas de WIMP alrededor de ~ 10 TeV, y para valores de masa más grandes, la magnitud de la correlación disminuye conforme la masa de WIMP aumenta. Esto es diferente a $\rho(\{\theta_i\})$ obtenida para el software *gammapy*, donde no hay una correlación obvia entre los parámetros espectrales de NGC 1275 y la normalización de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$. De la Figura 3.3 también se observa que los parámetros del modelo

⁴La técnica de *template fitting* se refiere al hecho de modelar todas las contribuciones al flujo de rayos gamma en una región de interés, incluso las contribuciones espaciales, y ajustar simultáneamente todos los parámetros libres en el modelo compuesto.

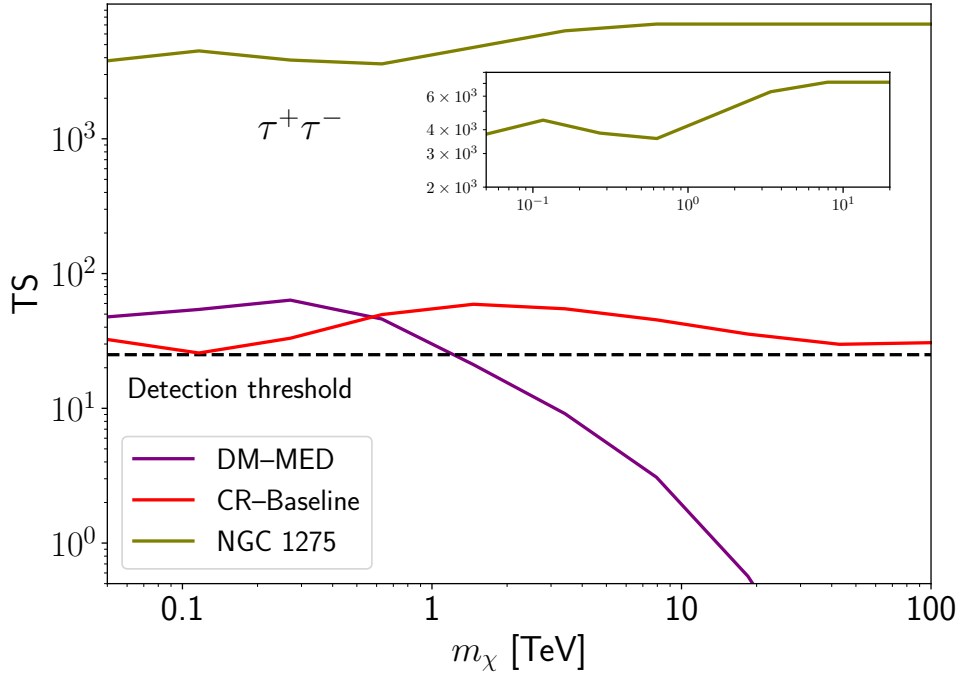


Figura 3.2: Valores promedio de TS para tres diferentes componentes de emisión en el cúmulo de Perseo. Las líneas morada, roja y olivo corresponden al escenario de emisión MED para el canal de aniquilación $\tau^+\tau^-$, el modelo Baseline para la emisión inducida por CRs, y NGC 1275; respectivamente. La línea negra discontinua representa el umbral de detección, $TS \geq 25$. Observamos que para masas de WIMP por debajo de 1 TeV, el valor de TS para NGC 1275 disminuye a la mitad de su valor para masas de WIMP arriba de ~ 10 TeV. Este cambio parece estar relacionado con una detección positiva de $d\Phi_\gamma^{\text{DM}}/dE$ que no es observada para las configuraciones ON-OFF+PS, ON-OFF+ES+MASK ni en los análisis utilizando `gammapy`. Ver el texto para más detalles.

espectral de IC 310 no muestran ninguna correlación con el resto de los parámetros de las otras componentes, lo cual apoya el hecho de que su valor de TS es constante en todo el rango de masas de WIMP consideradas para el análisis, como lo mencionamos anteriormente.

De estos resultados, concluimos que la técnica de template fitting para el análisis de la configuración Template+ES no es suficiente, al usar `ctadmtool`, para obtener valores de los parámetros de DM confiables, dado que la emisión (súper) brillante de NGC 1275 hace el análisis complicado, y deja a una detección positiva ficticia de $d\Phi_\gamma^{\text{DM}}/dE$.

3.6. Sensibilidad de CTA a DM para morfología extendida y enmascaramiento de la emisión proveniente de NGC 1275 con `ctools`

A la luz de los resultados anteriores, a continuación proponemos y describimos una estrategia de análisis específica para evitar el *filtrado* (leaking) de la emisión de NGC 1275 a las otras componentes de emisión en el cúmulo de Perseos. Esta estrategia es específica a `ctadmtool`. Esta estrategia alternativa nos permitirá calcular apropiadamente los límites esperados a

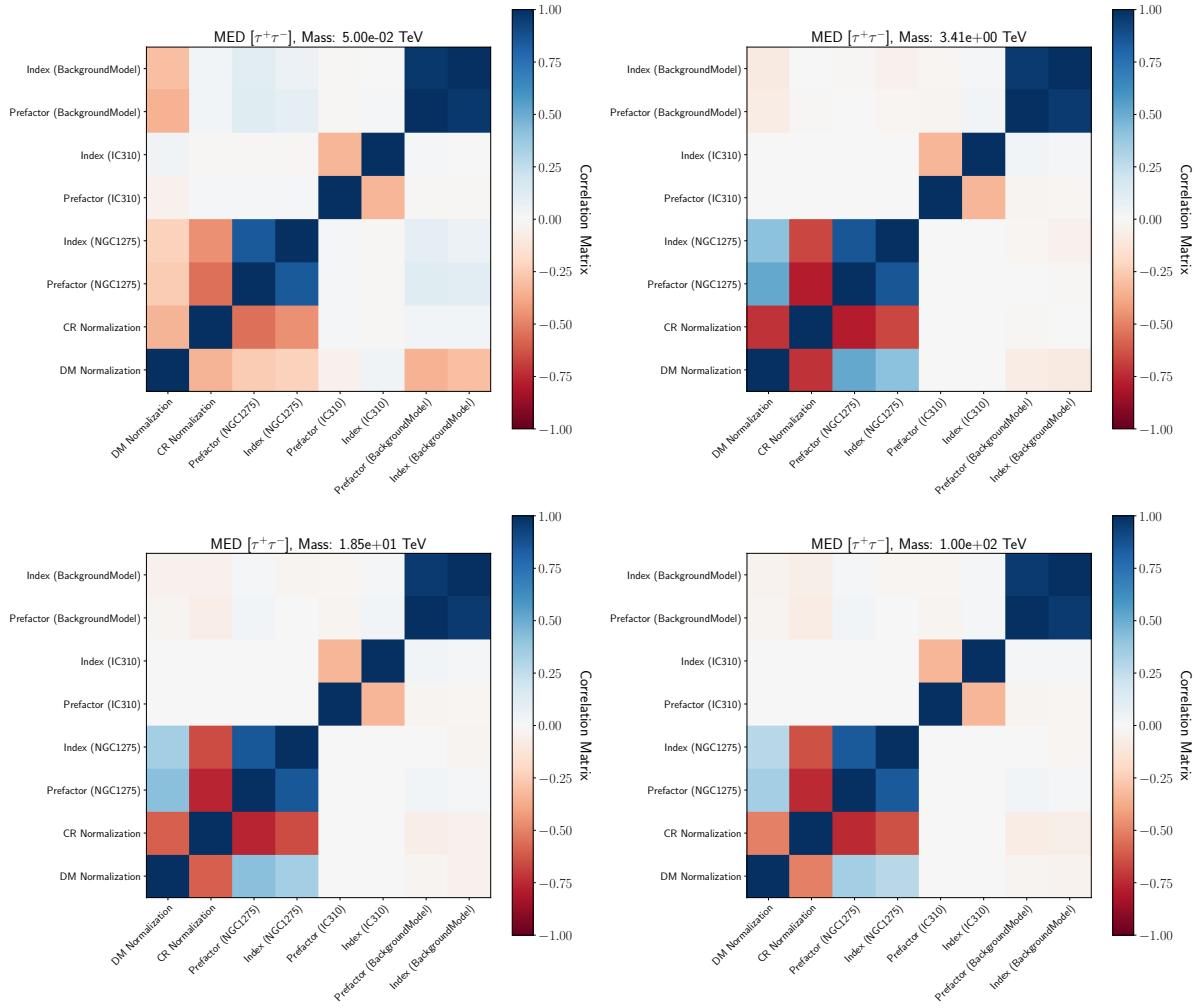


Figura 3.3: Matrices de correlación de los parámetros libres de los modelos de emisión el cúmulo de Perseo, para cuatro valores diferentes de masa de WIMP. Mostramos los valores promedio de las matrices de correlación obtenidos para 100 repeticiones diferentes de las observaciones simuladas del cúmulo de Perseo. El modelo para describir $d\Phi_{\gamma}^{DM}/dE$ corresponde al escenario de emisión MED para aniquilación.

$\langle\sigma_{WIMP\nu}\rangle$ y τ_{WIMP} de WIMPs. La estrategia está basada en colocar una máscara en el centro del cúmulo de Perseo para *tapar* una fracción significativa de la emisión proveniente de NGC 1275, llamamos a este análisis Template fitting + Mask. La principal contra a este método es que, como las emisiones de $d\Phi_{\gamma}^{CR}/dE$ y $d\Phi_{\gamma}^{DM}/dE$ tienen su máximo en la región central, el análisis tendrá *menor sensibilidad* a la emisión supuesta de ambas contribuciones.

Seleccionamos cinco valores diferentes de la máscara, cada una de las cuales es aplicada a un rango de energías en particular entre 30 GeV y 100 GeV. De forma más precisa, el tamaño angular de la máscara es fijado a dos veces el valor de la resolución angular de CTA para el valor inferior de cada intervalo de energía. Tabla 3.1 muestra los tamaños e intervalos de energía que corresponde a cada máscara. Con esta definición de la máscara garantizamos

Energy Range (TeV)	θ_{mask} (deg)
0.03 - 0.06	0.50
0.06 - 0.15	0.30
0.15 - 1.00	0.20
1.00 - 10.0	0.12
10.0 - 100.0	0.08

Tabla 3.1: Radio Angular en función de la energía de la máscara aplicada a la simulación Template fitting + Mask, en el centro del cúmulo. El tamaño es seleccionado a dos veces el valor de la resolución angular del arreglo CTA Norte del valor inferior de energía de cada intervalo mostrado, (52).

que removemos el $\sim 95\%$ de los fotones que provienen de NGC 1275. Lo más importante, es que con esta configuración para el análisis no detectamos una señal inducida por DM y confirmamos que los valores de TS son muy pequeños en todo el rango de energía que consideramos. De la misma forma, tampoco detectamos una señal asociada con $d\Phi_{\gamma}^{\text{CR}}/dE$.

En la ausencia de una señal de DM con detección positiva ($\text{TS} > 25$), calculamos los límites de exclusión (95 % C.L.) para $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ (τ_{WIMP}) en función de la masa. Figura 3.4 muestra los límites de exclusión para el escenario de aniquilación MED para los canales $\tau^+\tau^-$ y $b\bar{b}$, mientras que la Figura 3.5 muestra los resultados obtenidos para el escenario de decaimiento DEC. En ambas figuras, también mostramos la comparación con resultados previos obtenidos de búsquedas indirectas realizados por otros experimentos. Notamos que los resultados de Template fitting + Mask y ON-OFF+ES+MASK, tanto para aniquilación como para decaimiento, son consistentes entre sí para masas de WIMP arriba de ~ 1 TeV. Este resultado es esperado debido a que ambos análisis usan un tamaño de máscara que es comparable.

3.7. Comparación con `gammapy`

Finalmente, en esta sección mostramos la comparación entre los resultados obtenidos usando las dos cadenas de análisis usados en este trabajo para buscar una señal de rayos gamma inducida por DM en el cúmulo de Perseo. Los resultados obtenidos con `ctadmtool` son mostrados en Secciones 3.4 y 3.6. Figuras 3.6 y 3.7 muestran la comparación para aniquilación y decaimiento de DM para las diferentes configuraciones observacionales y de análisis consideradas en este trabajo: Template fitting + Mask, ON-OFF+PS, y ON-OFF+ES+MASK. En el resto del texto, solo presentaremos los resultados y la discusión para la comparación del escenario de aniquilación MED. Tanto para los escenarios de aniquilación Max y MIN, como el escenario de decaimiento DEC, la discusión y conclusiones son similares.

En el caso del análisis Template fitting + Mask, observamos que los resultados obtenidos con `ctadmtool` son menos restrictivos en comparación a los límites obtenidos con `gammapy` para WIMPs con masas por debajo de ~ 1 TeV (~ 10 TeV) para el canal de aniquilación $\tau^+\tau^-$ ($b\bar{b}$). Esta diferencia es una consecuencia de la máscara restrictiva que colocamos sobre NGC 1275 en

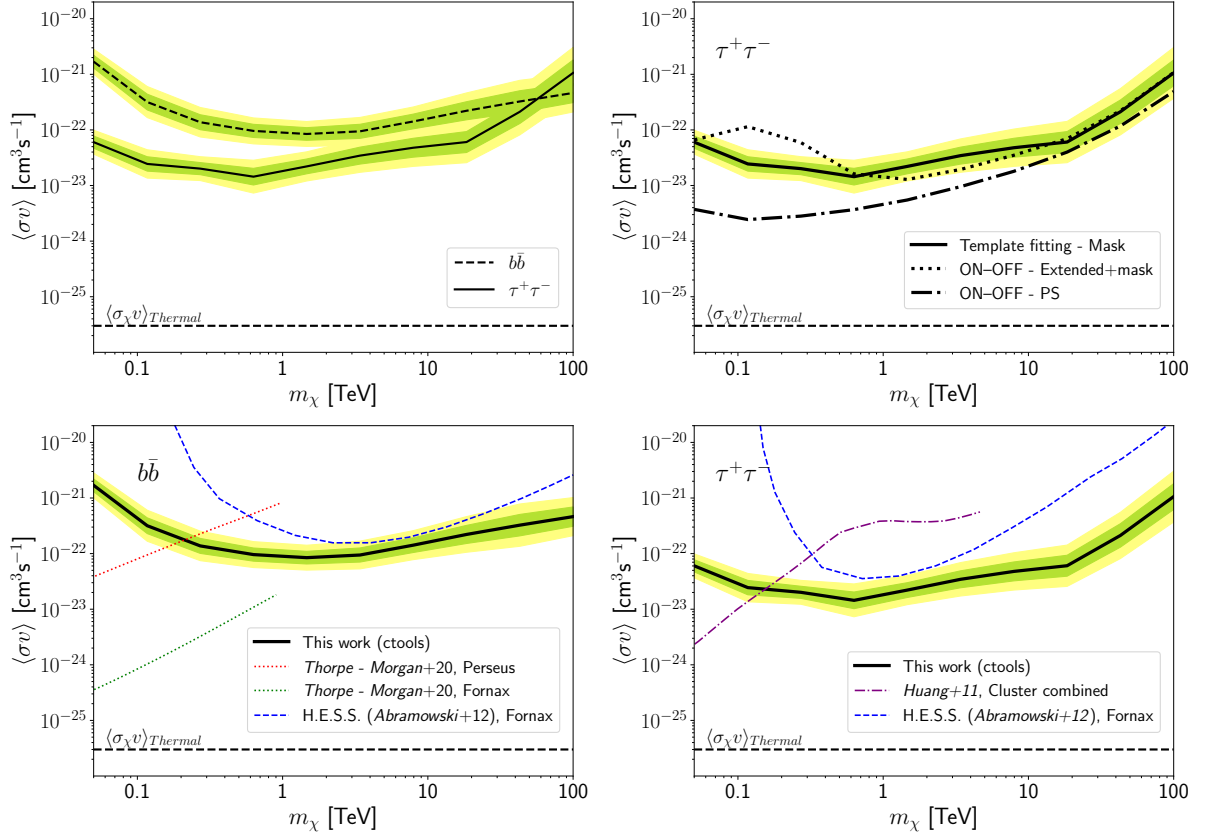


Figura 3.4: Sensibilidad de CTA a aniquilación de WIMPs en el cúmulo de Perseo, obtenida para el análisis Template fitting + Mask usando `ctadmtool`, y máscara con los tamaños indicados en Tabla 3.1. Ver texto para más detalles. Las curvas representan los límites superiores (95% C.L.) a la sección eficaz promediada en velocidad, $\langle\sigma_{WIMP}v\rangle$, para el escenario de aniquilación MED. La banda verde (amarilla) muestra la dispersión de 1σ (2σ) alrededor de los valores promedio de los límites proyectados. La línea negra discontinua corresponde al valor térmico de la sección eficaz ($\langle\sigma v\rangle_{thermal} = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$). **Panel superior izquierdo:** Límites superiores para los dos canales de aniquilación considerados, $b\bar{b}$ (línea discontinua) y $\tau^+\tau^-$ (línea sólida). **Panel superior derecho:** Límites para el canal $\tau^+\tau^-$ para las tres configuraciones y métodos de análisis considerados. La línea sólida corresponde a Template fitting + Mask, la línea discontinua y punteada es para la configuración ON-OFF+PS, y la línea punteada corresponde a la configuración ON-OFF+ES+MASK (ver Sección 3.2). **Paneles inferiores:** Límites inferiores a $\langle\sigma_{WIMP}v\rangle$ para los canales $b\bar{b}$ (panel izquierdo) y $\tau^+\tau^-$ (panel derecho) en comparación con los resultados más recientes en búsquedas de aniquilación de WIMPs en cúmulos de galaxias usando observaciones de *Fermi-LAT* ((182), líneas punteadas, y (99), línea morada discontinua) y H.E.S.S. ((9); línea azul discontinua).

el caso del análisis alternativo Template fitting + Mask usado para `ctadmtool`, que disminuye significativamente la sensibilidad de CTA en la parte de bajas masas⁵. La diferencia tan grande para el canal a $b\bar{b}$ se debe a que $dN_\gamma^{DM, ch}/dE$ tiene su máximo para una energía $E = \frac{1}{20}$ de la masa del candidato considerado para el análisis, por lo que candidatos con masas aún

⁵En realidad, se refiere a que la parte de bajas energías es la que domina más para el caso de candidatos con masas a escalas de $\sim \text{GeV}$

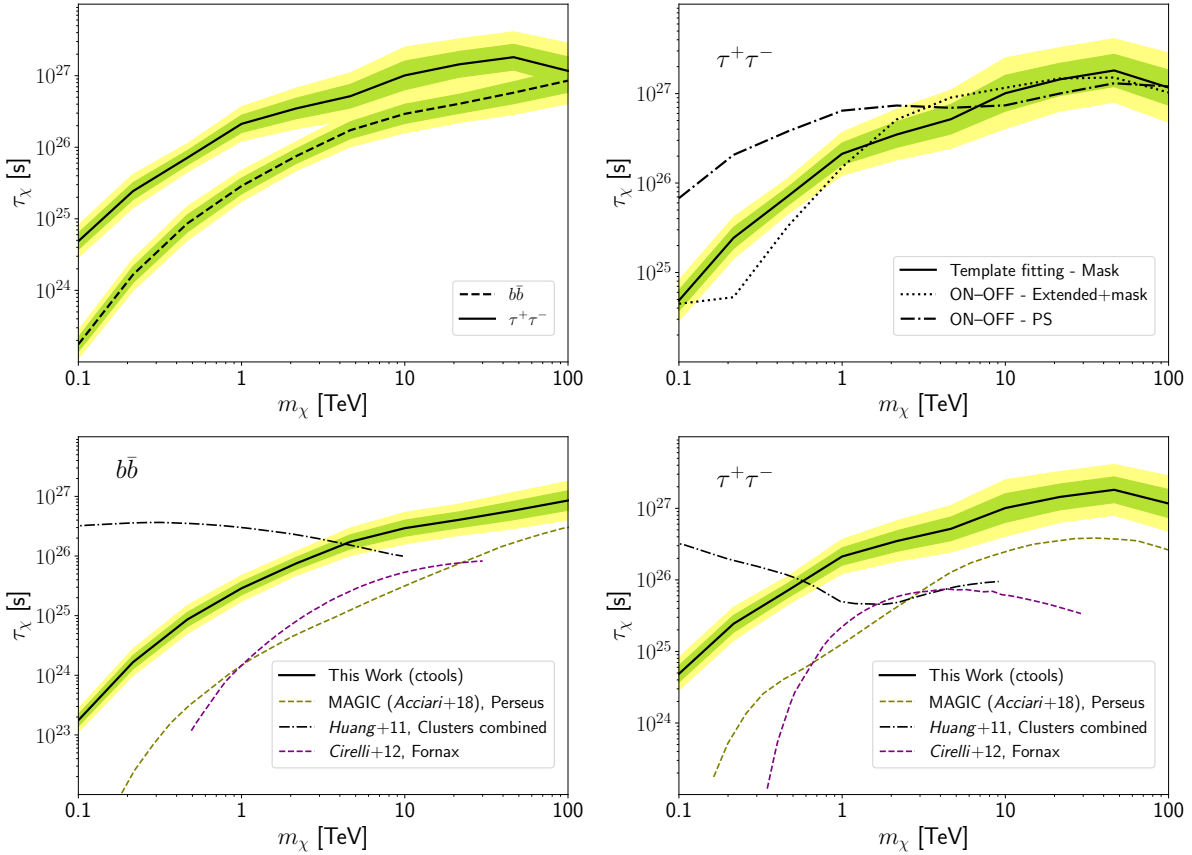


Figura 3.5: Sensibilidad de CTA (95 % C.L.) a decaimiento de WIMPs en el cúmulo de Perseo, en términos de valores promedio de límites inferiores al tiempo de vida media de WIMPs, τ_χ , en función de su masa. La banda verde (amarilla) muestra la dispersión de 1σ (2σ) alrededor de los valores promedio de los límites proyectados. **Panel superior izquierdo:** Valores promedio de los límites inferiores a τ_χ para los dos canales de decaimiento considerados, $b\bar{b}$ (línea discontinua) y $\tau^+\tau^-$ (línea sólida). **Panel superior derecho:** Valores promedio de los límites inferiores del canal $\tau^+\tau^-$ para los tres diferentes configuraciones observacionales y de análisis usados: Template fitting + Mask (línea sólida), ON-OFF+PS (línea punteada y discontinua), y ON-OFF+ES+MASK (línea punteada). Ver Sección 3.2 para más detalles sobre cada configuración. **Paneles inferiores:** Valores promedio de límites inferiores para los canales $b\bar{b}$ (**panel izquierdo**) y $\tau^+\tau^-$ (**panel derecho**) en comparación con los resultados más recientes de estudios de decaimiento de WIMPs en cúmulos de galaxias usando observaciones de MAGIC (líneas olivo discontinuas; (12)), *Fermi*-LAT (líneas negras discontinuas; (99)) y H.E.S.S (líneas moradas discontinuas; (56)).

alrededor de decenas de \sim TeV tienen la mayor contribución a $dN_\gamma^{\text{DM, ch}}/dE$ de los fotones de más baja energía (\sim GeV), donde la sensibilidad de CTA es menor. Arriba de estos valores umbrales de masa, dependiendo del canal, los resultados entre `ctadmtool` y `gammapy` son consistentes entre sí, dentro de fluctuaciones estadísticas de 2σ .

Para la configuración ON-OFF+ES+MASK, observamos que los límites obtenidos con `ctadmtool` y `gammapy` son consistentes entre sí para masas de WIMP arriba de 1 TeV, siempre dentro de las bandas de 1σ . Similarmente al caso anterior, también observamos una disminución en la

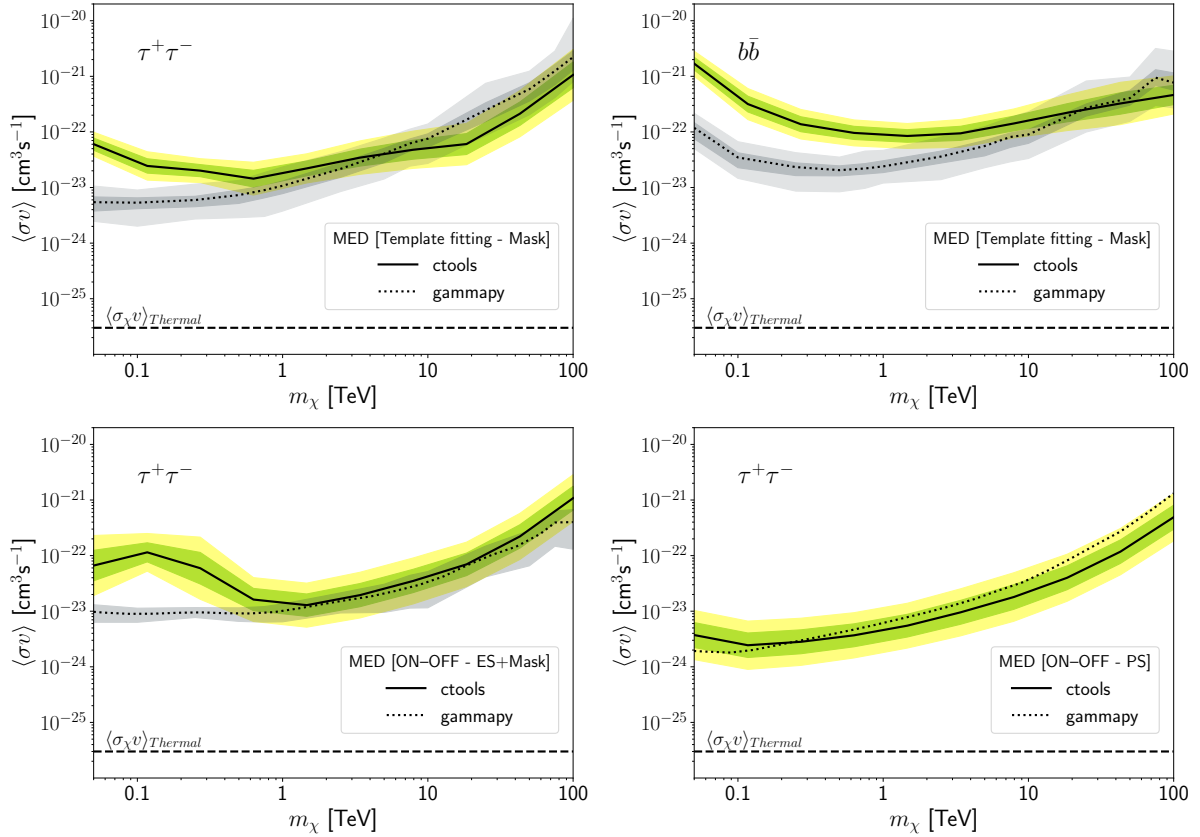


Figura 3.6: Sensibilidad de CTA (95 % C.L.) a aniquilación de WIMPs en el cúmulo de Perseo, en términos de límites superiores a la sección eficaz de WIMPs promediada en velocidad en función de la masa del candidato, obtenida con los dos softwares de análisis usados en este trabajo, `ctools` (línea sólida) y `gammapy` (línea punteada). La banda verde (amarilla) corresponde a la dispersión de 1σ (2σ) del valor promedio de los límites esperados obtenidos con `ctools`, y las bandas grises (cuando son visibles) representan las bandas de 1σ y 2σ para `gammapy`. La línea negra discontinua es la sección eficaz térmica ($\langle\sigma v\rangle_{thermal} = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$). **Panel superior izquierdo:** Valores promedio de los límites superiores para el canal de aniquilación $\tau^+\tau^-$ obtenidos con `ctools` (línea sólida) y `gammapy` (línea punteada), asumiendo en ambos casos el análisis Template fitting + Mask. **Panel superior derecho:** Valores promedio de los límites superiores para el canal de aniquilación $b\bar{b}$ obtenidos con `ctools` (línea sólida) y `gammapy` (línea punteada), asumiendo en ambos casos el análisis Template fitting + Mask. **Paneles inferiores:** Valores promedio de los límites superiores para el escenario MED de aniquilación al canal $\tau^+\tau^-$, y configuración de la observación ON-OFF+ES+MASK (**panel izquierdo**) y ON-OFF+PS (**panel derecho**). Se muestra también la comparación con los resultados obtenidos con `gammapy`.

sensibilidad obtenida con `ctadmtool` por debajo de 1 TeV, y cuya magnitud es comparable a la disminución en sensibilidad observada para el análisis alternativo Template fitting + Mask. Encontramos el mismo efecto para el canal $b\bar{b}$ en concordancia con los resultados obtenidos para Template fitting + Mask. Como discutimos en secciones anteriores, creemos que el tamaño de la máscara usada para este análisis, 0.1 grados en radio, no es suficiente para cubrir por completo la emisión proveniente de NGC 1275, lo cual complica los análisis, y lo que es más importante, impacta nuestra sensibilidad para las energías más bajas, donde la

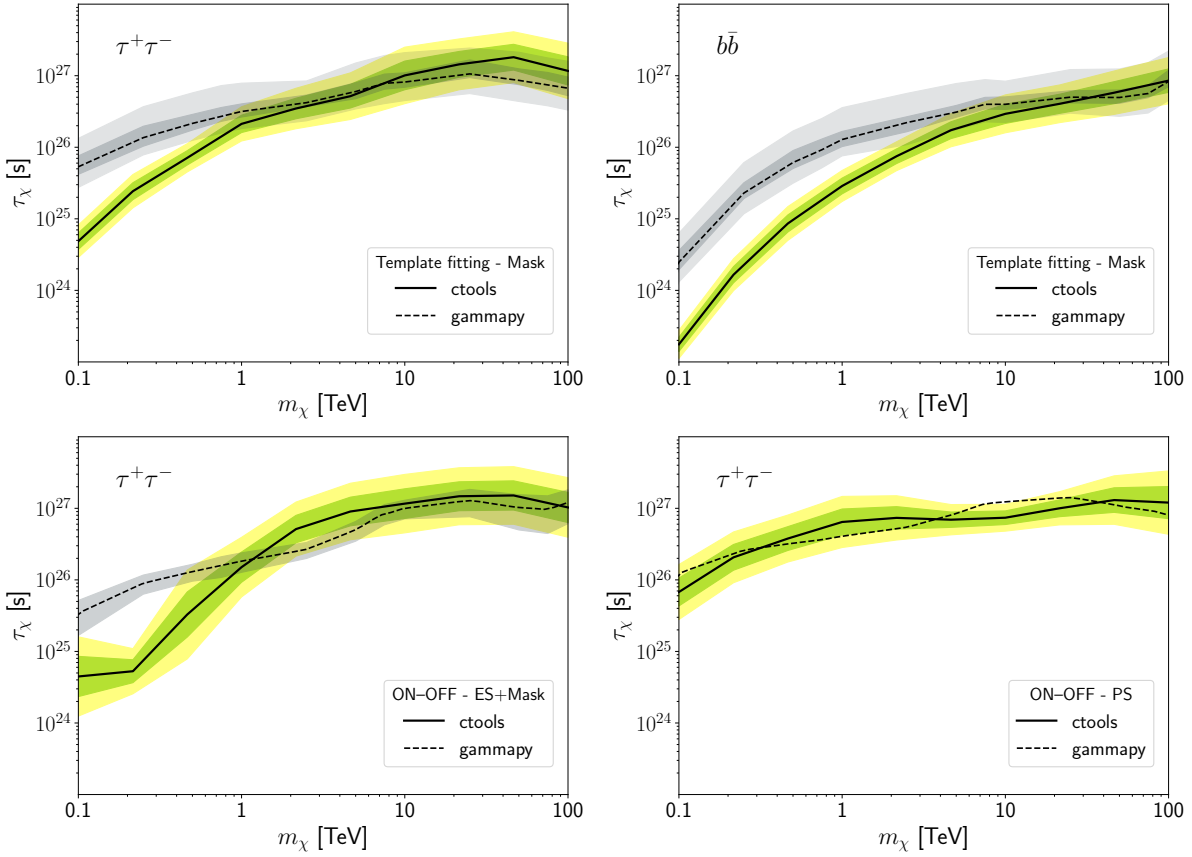


Figura 3.7: Sensibilidad de CTA (95 % C.L.) a decaimiento de WIMPs en el cúmulo de Perseo, en términos de límites inferiores al tiempo de vida media de WIMPs en función de la masa del candidato, obtenida con los dos softwares de análisis usados en este trabajo, `ctools` (línea sólida) y `gammapy` (línea punteada). La banda verde (amarilla) corresponde a la dispersión de 1σ (2σ) del valor promedio de los límites esperados obtenidos con `ctools`, y las bandas grises (cuando son visibles) representan las bandas de 1σ y 2σ para `gammapy`. **Panel superior izquierdo:** Valores promedio de los límites inferiores para el canal de decaimiento $\tau^+\tau^-$ obtenidos con `ctools` (línea sólida) y `gammapy` (línea punteada), asumiendo en ambos casos el análisis Template fitting + Mask. **Panel superior derecho:** Valores promedio de los límites inferiores para el canal de decaimiento $b\bar{b}$ obtenidos con `ctools` (línea sólida) y `gammapy` (línea punteada), asumiendo en ambos casos el análisis Template fitting + Mask. **Paneles inferiores:** Valores promedio de los límites inferiores para el escenario DEC de decaimiento al canal $\tau^+\tau^-$, y configuración de la observación ON-OFF+ES+MASK (**panel izquierdo**) y ON-OFF+PS (**panel derecho**). Se muestra también la comparación con los resultados obtenidos con `gammapy`.

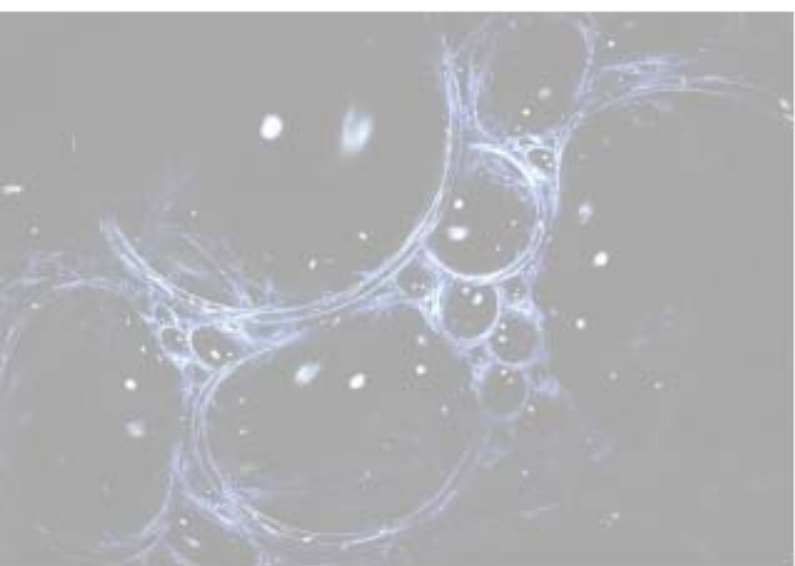
resolución angular no es buena en comparación a energías más altas.

Finalmente, para el análisis del conjunto ON-OFF+PS, observamos que los resultados de ambas cadenas de análisis están en excelente concordancia, dentro fluctuaciones estadísticas de 1σ , e independiente del canal de aniquilación asumido para el análisis.

Como una conclusión general de estos ejercicios de comparación entre ambas herramientas de análisis, `ctadmtool` y `gammapy`, encontramos un buen grado de concordancia entre ambas

herramientas a valores muy altos, \sim TeV, ya sea un análisis con asunciones básicas (simples) o modelos complejos para la emisión en el cúmulo de Perseo. Sin embargo, para masas de WIMP, con valores típicos por debajo de 1 TeV, `ctadmtool` es menos sensible a separar de forma eficiente la emisión que proviene de múltiples componentes. Para el caso de Perseo, la principal razón de este comportamiento se debe a que la emisión de NGC 1275 eclipsa la contribución de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$ y $d\Phi_{\gamma}^{\text{CR}}/dE$, induciendo una filtración de la señal de este AGN, lo que causa resultados ficticios que pueden ser traducidos en una detección positiva de una señal de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$. De hecho, cuando la emisión de NGC 1275 es reducida artificialmente⁶ y reducir el tamaño de la máscara (al tamaño de la resolución angular de CTA), somos capaces de recuperar la sensibilidad observada con `gammapy`.

⁶Es decir, el valor de la normalización de la componente espectral, del modelo de emisión de NGC 1275, es disminuido



4 | Búsquedas de TeV-Materia oscura en galaxias irregulares con el Observatorio HAWC

RESUMEN

Presentamos los resultados de búsquedas de materia oscura (DM) en una muestra de galaxias Enanas Irregulares, [*dwarf Irregular*] (dIrr) dentro del campo de visión del observatorio HAWC. Galaxias dIrr son objetos dominados por DM, cuya emisión en rayos gamma por procesos astrofísicos se estima sea despreciable respecto al flujo esperado de rayos gamma secundarios debido a la aniquilación o decaimiento de Partícula Masiva de Interacción Débil, [*Weakly Interactive Massive Particle*] (WIMP). A pesar de no observar una señal de rayos gamma inducida por DM con significancia estadística en galaxias dIrr, presentamos los límites de exclusión (95 % C.L.) para sección eficaz de aniquilación y tiempo de vida media para decaimiento de candidatos WIMP con masas entre 1 y 100 TeV. Límites de exclusión obtenidos para galaxias dIrr son relevantes y complementarios a los límites de galaxias de referencia como las galaxias Enanas esferoidales, [*dwarf Spheroidal*] (dSph). En particular, galaxias dIrr preservan huellas de diferentes historias de evolución, y son blancos cinemáticamente diferentes de las galaxias dSph de referencia. Comparamos los límites obtenidos para galaxias dIrr de los límites obtenidos para galaxias dSph, clásicas y ultra-débiles, analizadas anteriormente con HAWC. Encontramos que los límites de galaxias dIrr son comparables a los límites de galaxias dSph clásicas y ~ 2 ordenes de magnitud menos restrictivos que los límites obtenidos para galaxias dSph ultra-débiles.

Prefacio

En este trabajo presentamos los resultados de búsquedas indirectas de DM de una muestra de galaxias dIrr dentro del Grupo Local, y que se encuentran dentro del campo de visión del observatorio HAWC. El objetivo es mostrar la capacidad de observatorios de UHE γ_{ray} para realizar análisis combinados de grandes poblaciones de objetos astrofísicos con emisión debida a un proceso en común en todos los objetos de la muestra. En este caso, el análisis combinado se centra en obtener cotas a $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} para candidatos tipo WIMP con masas en el rango de 1 TeV hasta 100 TeV.

A continuación describo las contribuciones que realicé para esta publicación. A partir de los parámetros para describir el halo de materia oscura en galaxias dIrr, calcular los factores astrofísicos para aniquilación y decaimiento de materia oscura. Hice la estimación de la tasa

de formación estelar en galaxias dlrr a partir de las masas estelares reportadas para las galaxias en la muestra, y la estimación de la luminosidad en rayos gamma debido a interacciones hadrónicas en función de la tasa de formación estelar; esto con el fin de tener un criterio para saber si es necesario o no incluir esta emisión en el modelo completo para galaxias dlrr. Además, realicé el cálculo de los límites de exclusión, tanto individuales como combinados y la comparación con los límites de galaxias dSph.

La muestra de galaxias dlrr que seleccionamos se basa en los resultados de la estimación de las componentes que contribuyen a la curva de rotación de estos objetos basada en el concepto de URC (103). De la muestra que los autores analizan, seleccionamos las galaxias que se encuentran dentro del campo de visión de HAWC, y terminamos con una muestra de 31 galaxias dlrr de las cuales tenemos los datos de la masa total de DM, $\rho_{\text{DM}}(r)$ que mejor describe la curva de rotación observada y sus parámetros como r_s .

Para describir la emisión en UHE γ_{ray} en estas galaxias, tomamos en cuenta la emisión inducida por DM, $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, y la estimación de la emisión inducida por interacciones hadrónicas debido a regiones de formación estelar en galaxias de este tipo.

Para el caso de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, con los datos de los parámetros de $\rho_{\text{DM}}(r)$, obtenemos el valor total de \mathbf{J} y \mathbf{D} para cada galaxia. Nos fijamos en el valor total, ya que asumimos que $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$ tiene una componente espacial descrita por una fuente puntual. La parte espectral de Espectro diferencial de fotones para un canal específico, número de fotones producido por intervalo de energía para un canal en específico ($dN_{\gamma}^{\text{DM, ch}}/dE$) la calculamos de tablas obtenidas con Pythia para diferentes masas de WIMPs, y para cinco canales representativos de aniquilación/decaimiento de DM: $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, $\mu^+\mu^-$, $t\bar{t}$, W^+W^- .

Para el caso de la emisión inducida por las regiones de formación estelar, estimamos la tasa de formación estelar SFR a partir de la masa estelar de las galaxias dlrr de nuestra muestra. Esto lo hacemos usando la relación de escala obtenida por (121). Dada SFR, podemos estimar la emisión gamma usando relaciones de escala dado el tamaño de la galaxia y tasa de formación estelar. Esto lo hacemos siguiendo las relaciones de escala para calcular L_{γ} para energías arriba de 100 GeV dadas por (120). En ese trabajo, el autor estima la relación entre L_{γ} y SFR para galaxias de disco de diferentes tamaños. Tomamos el caso para las galaxias más pequeñas y extrapolamos hasta SFRs de $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, que es el mismo orden de magnitud para galaxias dlrr. Tras obtener L_{γ} para cada galaxia, comparamos respecto al flujo de la nebulosa del Cangrejo, observada también por HAWC, y estimamos que debido a que la emisión inducida por regiones de formación estelar está ~ 7 órdenes de magnitud por debajo de la emisión de la nebulosa del Cangrejo, es posible remover esta contribución a nuestro modelo de emisión de rayos gamma en galaxias dlrr.

A la luz del resultado anterior, el análisis para buscar por una posible señal de rayos gamma inducida por DM, es el mismo que en el caso galaxias dSph, por lo que una comparación entre ambas poblaciones también es posible.

El análisis combinado para estimar la significancia de una posible señal inducida por DM en galaxias dlrr es realizado utilizando el método de *joint-likelihood*. Esto es posible porque dada la universalidad de $d\Phi_{\gamma}^{\text{DM}}/dE$, el parámetro común en la emisión UHE γ_{ray} de todas las galaxias dlrr es la normalización, la cual se deriva de los valores de $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} . Dado que no observamos una detección positiva ($\text{TS} > 25$) ni en el análisis combinado, ni para galaxias individuales, calculamos los límites de exclusión para $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} en función de la masa de WIMP.

De los resultados, obtuvimos que la galaxia que más contribuye al límite combinado es la galaxia DDO 154, la cual se encuentra en una mejor posición (banda de declinación donde HAWC tiene mejor sensibilidad), y la mejora en el límite combinado solo se observa para WIMPs con masas por arriba de 10 TeV. También notamos que cuando comparamos el límite observado para DDO 154 respecto al límite esperado (obtenido de realizaciones sobre fluctuaciones del fondo) para DDO 154, hay una discrepancia para valores de masa de WIMP por debajo de 10 TeV, lo cual está asociado a que en los mapas observamos valores de TS cercanos a -2 en la posición de DDO 154. Esto posiblemente relacionado con una subestimación de las cuentas de fondo en la región donde se encuentra DDO 154.

De la comparación con los resultados del análisis combinado para galaxias dSph, realizado previamente con HAWC (19), encontramos que el límite combinado obtenido para galaxias dlrr es comparable a la población de galaxias dSph clásicas, tanto para aniquilación como decaimiento de DM; mientras que son ~ 2 (~ 1) órdenes (orden) respecto a los límites para aniquilación (decaimiento) en galaxias dSph ultra-débiles. Esto se debe a que los factores astrofísicos entre galaxias dlrr y dSph clásicas toman valores similares (comparables), mientras que los factores astrofísicos de galaxias dSph ultra-débiles son más grandes respecto a galaxias dlrr. Sin embargo, es necesario notar que en este estudio no hemos tomado las incertidumbres en los factores J y D para ninguna de las tres muestras de galaxias con las que realizamos esta comparación. De hecho, para galaxias ultra-débiles, debido a la carencia de datos estelares, el factor astrofísico podría tomar valores hasta tres órdenes de magnitud menor, haciendo los límites obtenidos para galaxias dSph ultra-débiles comparables a los límites de galaxias dlrr.

Conclusiones

Finalmente, concluimos que realizar análisis combinados de grandes poblaciones de objetos astrofísicos para buscar señales de UHE γ_{ray} inducidas por DM permitiría obtener cotas más restrictivas en los valores de $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} de WIMPs con masas a escalas de \sim TeV. En particular, los resultados obtenidos en este trabajo, muestran que podemos esperar una mejora en el rango más alto de masas consideradas en este estudio, aunque más estudios sobre criterios de selección y métodos para combinar los datos son necesarios para optimizar y mejorar los datos. Además, también podemos concluir que galaxias dlrr y dSph clásicas

pueden ser usadas para realizar búsquedas indirectas bajo el esquema de análisis combinado, debido a que los valores de factores astrofísicos y la magnitud de la señal esperada de rayos gamma debido a DM es comparable entre ambas poblaciones. Sería posible considerar galaxias dSph ultra-débiles si consideramos las incertidumbres al factor astrofísico para las tres poblaciones. Por último, este tipo de análisis donde usamos grandes poblaciones de galaxias, a energías de \sim TeV, son posibles por las características de HAWC y otros experimentos terrestres superficiales con gran campo de visión, lo que permite que operen de forma continua (duty cycle $>$ 95 %) y observen grandes porciones del cielo en cada tránsito.

Este trabajo está publicado en **Astrophysical Journal**: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/acb5f1>.

SEARCHING FOR TEV DARK MATTER IN IRREGULAR DWARF GALAXIES WITH HAWC OBSERVATORY

R. ALFARO¹, C. ALVAREZ², J.C. ARTEAGA-VELÁZQUEZ³, D. AVILA ROJAS¹, H.A. AYALA SOLARES⁴, R. BABU⁵, E. BELMONT-MORENO¹, K.S. CABALLERO-MORA², T. CAPISTRÁN⁶, A. CARRAMIÑANA⁷, S. CASANOVA⁸, O. CHAPARRO-AMARO⁹, U. COTTI³, J. COTZOMI¹⁰, E. DE LA FUENTE¹¹, R. DIAZ HERNANDEZ⁷, B.L. DINGUS¹², M.A. DUVERNOIS¹³, M. DUROCHER¹², J.C. DÍAZ-VÉLEZ¹¹, C. ESPINOZA¹, K.L. FAN¹⁴, N. FRAIJA⁶, J.A. GARCÍA-GONZÁLEZ¹⁵, F. GARFIAS⁶, M.M. GONZÁLEZ⁶, J.P. HARDING¹², D. HUANG⁵, F. HUEYOTL-ZAHUANTITLA², A. IRIARTE⁶, V. JOSHI¹⁶, S. KAUFMANN¹⁷, D. KIEDA¹⁸, J. LEE²⁴, H. LEÓN VARGAS¹, J.T. LINNEMANN¹⁹, A.L. LONGINOTTI⁶, G. LUIS-RAYA¹⁷, K. MALONE²⁰, O. MARTINEZ¹⁰, J. MARTÍNEZ-CASTRO⁹, J.A. MATTHEWS²¹, E. MORENO¹⁰, M. MOSTAFÁ⁴, A. NAYERHODA⁸, L. NELLEN²², N. OMODEI²³, Y. PÉREZ ARAUJO⁶, E.G. PÉREZ-PÉREZ¹⁷, C.D. RHO²⁴, D. ROSA-GONZÁLEZ⁷, H. SALAZAR¹⁰, D. SALAZAR-GALLEGOS¹⁹, A. SANDOVAL¹, Y. SON²⁴, R.W. SPRINGER¹⁸, O. TIBOLLA¹⁷, K. TOLLEFSON¹⁹, I. TORRES⁷, R. TORRES-ESCOBEDO²⁵, R. TURNER⁵, F. UREÑA-MENA⁷, L. VILLASEÑOR²⁶, X. WANG⁵, E. WILLOX¹⁴, H. ZHOU²⁵, C. DE LEÓN³, E. KARUKES²⁹, P. SALUCCI^{30, 31}

THE HAWC COLLABORATION

S. HERNÁNDEZ-CADENA¹, V. GAMMALDI^{27, 28}, J. SERNA-FRANCO¹

- ¹ Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de Mexico, Mexico
² Universidad Autónoma de Chiapas, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, México
³ Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Morelia, Mexico
⁴ Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA, USA
⁵ Department of Physics, Michigan Technological University, Houghton, MI, USA
⁶ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de Mexico, Mexico
⁷ Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Puebla, Mexico
⁸ Institute of Nuclear Physics Polish Academy of Sciences, PL-31342 IFJ-PAN, Krakow, Poland
⁹ Centro de Investigación en Computación, Instituto Politécnico Nacional, México City, México.
¹⁰ Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, Mexico
¹¹ Departamento de Física, Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías, Universidad de Guadalajara, Guadalajara, Mexico
¹² Physics Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA
¹³ Department of Physics, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI, USA
¹⁴ Department of Physics, University of Maryland, College Park, MD, USA
¹⁵ Tecnológico de Monterrey, Escuela de Ingeniería y Ciencias, Ave. Eugenio Garza Sada 2501, Monterrey, N.L., Mexico, 64849
¹⁶ Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Germany
¹⁷ Universidad Politécnica de Pachuca, Pachuca, Hgo, Mexico
¹⁸ Department of Physics and Astronomy, University of Utah, Salt Lake City, UT, USA
²⁴ University of Seoul, Seoul, Rep. of Korea
¹⁹ Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East Lansing, MI, USA
²⁰ Space Science and Applications Group, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM USA

Corresponding author: S. Hernández-Cadena (skerzot@ciencias.unam.mx)

Corresponding author: V. Gammaldi (viviana.gammaldi@uam.es)

Corresponding author: J. Serna-Franco (j_serna@ciencias.unam.mx)

²¹ *Dept of Physics and Astronomy, University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA*

²² *Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de Mexico, Ciudad de Mexico, Mexico*

²³ *Department of Physics, Stanford University: Stanford, CA 94305-4060, USA*

²⁵ *Tsung-Dao Lee Institute & School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University*

²⁶ *Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, Mexico*

²⁷ *Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma Madrid*

²⁸ *Instituto de Física Teórica, IFT UAM-CSIC*

²⁹ *AstroCeNT, Nicolaus Copernicus Astronomical Center Polish Academy of Sciences, ul. Rektorska 4, 00-614 Warsaw, Poland*

³⁰ *SISSA, International School for Advanced Studies, Via Bonomea 265, 34136, Trieste, Italy*

³¹ *INFN, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Trieste, Via Valerio 2, 34127, Trieste, Italy*

ABSTRACT

We present the results of dark matter (DM) searches in a sample of 31 dwarf irregular (dIrr) galaxies within the field of view of the HAWC Observatory. dIrr galaxies are DM dominated objects, which astrophysical gamma-ray emission is estimated to be negligible with respect to the secondary gamma-ray flux expected by annihilation or decay of Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs). While we do not see any statistically significant DM signal in dIrr galaxies, we present the exclusion limits (95% C.L.) for annihilation cross-section and decay lifetime for WIMP candidates with masses between 1 and 100 TeV. Exclusion limits from dIrr galaxies are relevant and complementary to benchmark dwarf Spheroidal (dSph) galaxies. In fact, dIrr galaxies are targets kinematically different from benchmark dSph, preserving the footprints of different evolution histories. We compare the limits from dIrr galaxies to those from ultrafaint and classical dSph galaxies previously observed with HAWC. We find that the constraints are comparable to the limits from classical dSph galaxies and ~ 2 orders of magnitude weaker than the ultrafaint dSph limits.

Keywords — dark matter: Cold dark matter — galaxies: dwarf irregular galaxies— particle astrophysics: gamma rays

4.1. Introduction

While we have clear evidence of the existence of dark matter (DM) in the Universe, we do not know the nature of DM, and various candidates have been proposed. One of the most common DM candidates are the Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs), a family of particles with interaction at the weak scale that can be thermally produced in the early universe. More details can be found in (28; 41; 42). We assume that the generic WIMP (as the neutralino predicted by SUSY) is the only component of DM. From the direct searches and collider experiments (see (28; 129; 176) and references therein), very restrictive constraints have been established in the mass range from 5 GeV to 1 TeV. Indirect searches explore a broad range of masses, from 10 GeV up to the unitarity limit (400 TeV for a Majorana particle (71), or 144 TeV considering the effect of bound states (178)) by assuming that the DM particles can annihilate or decay to Standard Model (SM) particles producing stable final-states as protons, neutri-

nos and gamma-rays. Then, indirect DM searches allow us to explore candidates with masses (above 10 TeV) that are not accessible to LHC or direct detection experiments. Indeed, by using observational data of wide-field gamma-ray observatories we can constrain the range of fundamental parameters of DM candidates. To do this, we use DM dominated astrophysical objects where the probability to observe a DM signal is high. The target with the highest expected DM signal in the gamma-ray sky is the galactic center, but the analysis of this region involves the understanding of the distribution and amount of astrophysical gamma-ray sources in the region around the center. We can also observe regions where we expect negligible gamma-ray emission from astrophysical processes, which would lead to a clean DM signal. Example of these objects are not only very well-know dwarf spheroidal (dSph), but also dwarf irregular (dIrr) galaxies. The dIrr galaxy's population is characterized by very low star-formation rates (SFR) (121) and the lack of massive stars (66; 174). Hence there is little background gamma-ray emission at energies above 1 TeV and dIrr can be considered as essentially background-free objects in indirect DM searches (see e.g. (85)). Here, we use a sample of dIrr galaxies within the High Altitude Water Cherenkov (HAWC) field-of-view to show the HAWC sensitivity to look for DM signatures in these objects, compared with the limit obtained by benchmark targets (19). The paper is organized as follows: in section 4.2 we briefly introduce the HAWC Observatory. In section 4.3 we present the sample of dIrr galaxies used for this study and discuss the DM density profiles computed for dIrrs. In section 4.4 we discuss the data set and the analysis for individual sources, section 4.4.1, and the combined analysis for this population, section 4.4.2. In section 4.5 we show the exclusion limits computed for 31 dIrr galaxies and the comparison with limits from dSph galaxies. Finally, we conclude in section 4.6.

4.2. The HAWC Observatory

Situated in Sierra Negra, Mexico at an altitude of 4100 m, the HAWC Observatory is an extended array of 300 Water Cherenkov Detectors (WCDs) to detect air showers produced by very high energy (VHE) gamma rays and cosmic rays. Every WCD is 7.3 m in diameter and 4.5 m deep, filled with 200000 liters of purified water and instrumented with four Photo Multiplier Tubes (PMTs) anchored to the bottom. The PMTs collect the Cherenkov light produced by charged particles passing through the WCDs. One of the PMTs is located in the middle, and the other three are located at a distance of 1.8 m from the central PMT and equally spaced (120°). The HAWC Observatory is sensitive to gamma rays with energies in the range between 1 TeV and 100 TeV, with a wide field of view, covering $2/3$ of the sky each day and a duty cycle $> 95\%$. This allows the HAWC Observatory to study large populations of astrophysical sources and constrain parameters that are common to all the targets in the sample.

When an air shower reaches the detector, hits recorded during the air shower event are selected within a time window of 250 ns around the trigger time. Hits that survive the time selection and quality cuts are used for reconstruction of the air shower parameters. After reconstruction, analysis of air shower events is based on cuts depending on the energy and size

of events measured in the detector. Then, HAWC events are organized in bins according to the size of the area covered by each event recorded on the ground. The event size is defined as the ratio of the number of PMT hits used for reconstruction to the total number of available PMTs for reconstruction. A range of values of this ratio is called a fractional bin. Table 4.1 shows the definition of the 9 fractional bins, f_{hit} used in HAWC. This definition of fractional bins according to the size of the air shower recorded in the HAWC Observatory is weakly correlated to the energy of the primary particle, (7; 8). For more details about the reconstruction and estimation of physical parameters of the air showers in HAWC see (6; 7; 20).

Bin	f_{hit}	Angular Resolution (deg)
–	–	–
1	6.7 % – 10.5 %	0.98
2	10.5 % – 16.2 %	0.71
3	16.2 % – 24.7 %	0.53
4	24.7 % – 35.6 %	0.39
5	35.6 % – 48.5 %	0.33
6	48.5 % – 61.8 %	0.30
7	61.8 % – 74.0 %	0.24
8	74.0 % – 84.0 %	0.21
9	84.0 % – 100.0 %	0.16

Tabla 4.1: Definition of fractional f_{hit} bins used in HAWC. The second column shows the range of values of the PMTs used for reconstruction, and the third column shows the angular resolution measured from observation of the Crab nebula (7)

4.3. Dark Matter Models for dlrr Galaxies

Figure 4.1 shows the sky map and position of our sample of 31 dlrrs in the HAWC field of view. All the dlrr in the sample have a distance to Earth smaller than 11 Mpc. All of these galaxies are extragalactic sources, with some of them belonging to the Local Group of galaxies; and redshifts $z < 0.001$. The sample is taken from (103), where the authors computed the DM properties of 36 dlrr Galaxies using kinematical data, and after select the galaxies within the HAWC field of view, the sample is reduced to 31 dlrr galaxies. They establish that these galaxies follow a low-mass version of the Universal Rotation Curve (URC) function. The URC is a generic function of radial distance to the center of a spiral galaxy that describes the rotation curve of all galaxies in the local volume, and parameterizes the distributions of matter inside a galaxy (150). These parameters are found by fitting three contributions to the rotational motion in the galaxy: a stellar disk, a HI disk and a spherical DM halo. In the case of DM halo, the profile with the best fit is constrained to be a Burkert density profile (49):

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \rho_0 \frac{r_0^3}{(r_0 + r)(r_0^2 + r^2)} \quad (4.1)$$

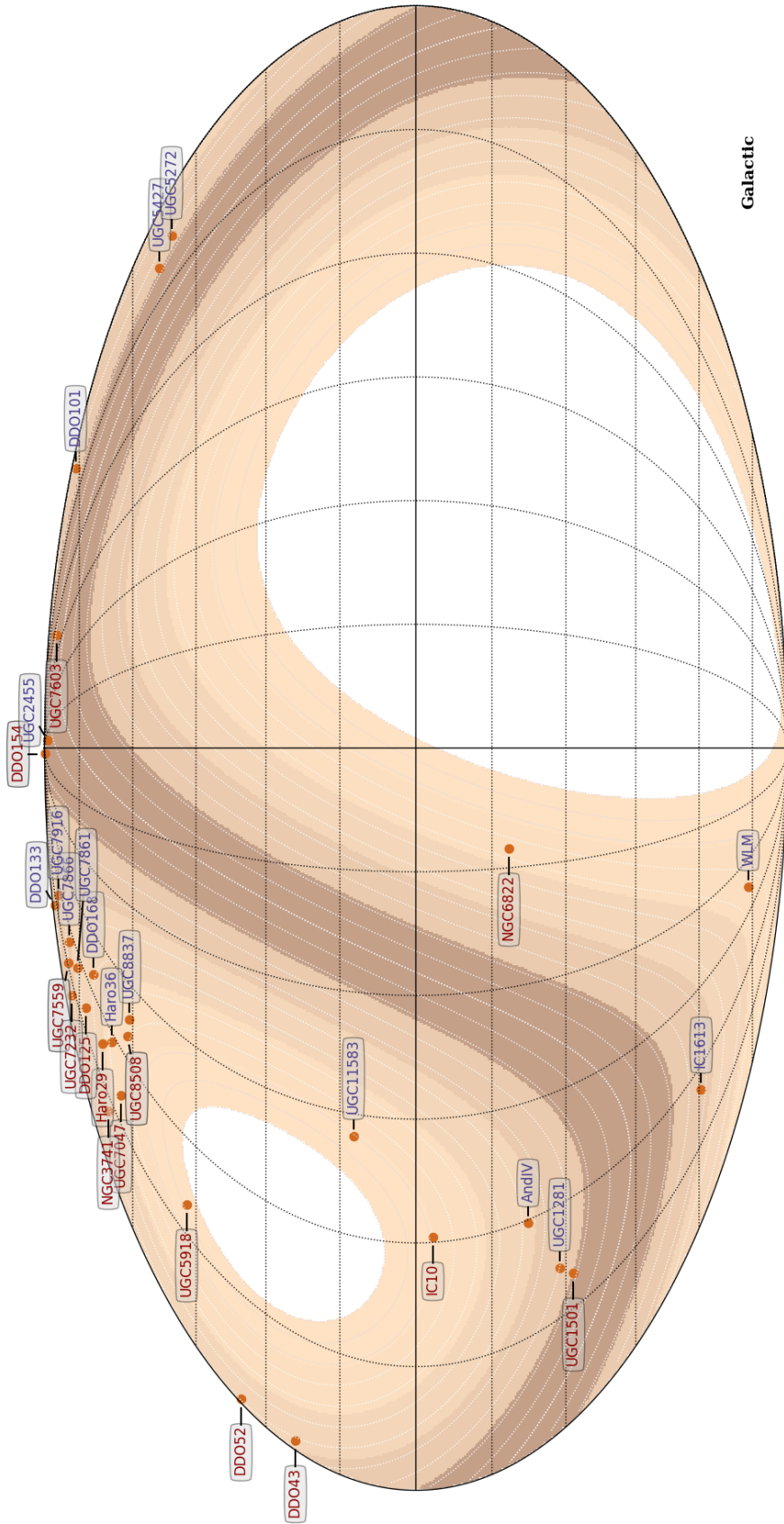


Figura 4.1: Sky Map. The color bands show different HAWC sensitivities from most sensitive (dark brown) to least sensitive (light brown). The white regions are outside of the field of view of HAWC. The map shows the position of all the dIrr galaxies considered in this study.

where r_0 is the core radius, and ρ_0 is the normalization density. These observational core profiles represent a modified, isothermal sphere which better fit the observations of the rotation curves that cannot be explained by DM cusped profiles, resulting from N-body cosmological simulations (86; 132). The ρ_0 and r_0 parameters used in this study are taken from (103). Table 4.2 shows the sample of galaxies, their coordinates, virial size and the value of astrophysical factors computed for these galaxies.

Name	R.A. (deg)	DEC. (deg)	θ_{vir} (deg)	$\log_{10}(\frac{J}{\text{TeV}^2 \text{cm}^5})$	$\log_{10}(\frac{D}{\text{TeVcm}^2})$
And IV	10.62	40.57	0.326	9.764	13.463
DDO 101	177.91	31.51	0.309	10.356	14.312
DDO 125	186.92	43.493	0.533	10.467	14.165
DDO 133	188.22	31.54	0.784	11.501	15.274
DDO 154	193.52	27.15	0.695	11.800	15.397
DDO 168	198.61	45.91	1.142	11.365	15.271
DDO 43	112.07	40.77	0.472	10.109	13.853
DDO 52	127.11	41.85	0.570	10.452	14.401
Haro 29	186.56	48.49	0.333	9.974	13.764
Haro 36	191.73	51.61	0.550	10.642	13.581
IC 10	5.10	59.29	3.857	11.857	15.619
IC 1613	16.19	2.13	2.361	11.632	15.325
NGC 3741	174.02	45.28	0.405	9.814	13.417
NGC 6822	296.23	-14.80	5.325	12.173	15.943
UGC 11583	307.56	60.44	0.853	10.676	14.605
UGC 1281	27.38	32.59	0.952	10.854	14.739
UGC 1501	30.31	28.84	1.032	10.937	14.843
UGC 2455	194.92	25.23	0.569	10.392	14.250
UGC 5272	147.59	31.48	0.765	10.721	14.731
UGC 5427	151.17	29.36	0.436	10.133	14.007
UGC 5918	162.40	65.53	0.612	10.512	14.420
UGC 7047	181.01	52.58	0.649	10.630	14.444
UGC 7232	183.43	36.63	0.654	10.845	14.581
UGC 7559	186.77	37.14	0.700	11.105	14.938
UGC 7603	187.18	22.82	0.652	11.368	15.251
UGC 7861	190.46	41.27	0.535	10.804	14.715
UGC 7866	190.56	38.50	0.496	10.672	14.462
UGC 7916	191.10	34.38	0.489	11.012	14.898
UGC 8508	202.68	54.91	0.584	10.362	14.071
UGC 8837	208.68	53.90	0.737	10.856	14.802
WLM	0.49	-15.46	2.609	12.062	15.777

Tabla 4.2: Sample of dlrr galaxies. We show the 31 dlrr galaxies within the HAWC field-of-view used in this study. Columns: name of the galaxy (1), the right ascension (α) (2) and declination (δ) (3) of the galaxy, the angular extension of the virial radius (4), the astrophysical factor for annihilation (5) and decay (6), computed with CLUMPY (101)

4.3.1. DM photon flux

In this section we will consider both annihilation and decay of WIMPs. In the case of annihilation, the differential flux of gamma-ray photons is:

$$\frac{d\Phi_{\gamma}^{\text{ann}}}{dE} = \frac{\langle\sigma_{\chi}v\rangle^{\text{ref}}}{8\pi m_{\chi}^2} \sum_f B_f \frac{dN_f^{\text{ann}}}{dE} \times \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} dl d\Omega \rho_{\text{DM}}(r(l))^2 \quad (4.2)$$

where dN_f^{ann}/dE is the differential spectrum of photons produced for annihilation channel f , m_{χ} is the mass of the WIMP, $\langle\sigma_{\chi}v\rangle^{\text{ref}}$ is the reference thermal averaged annihilation cross-section. The sum is over the total number of channels with branching ratios B_f that contribute to the production of photons ($\sum_f B_f = 1$). We assume that branching ratios have a value of 1 for a specified channel, while the others have $B_f = 0$. The term in the integral is called the Astrophysical Factor J, or J factor. The J factor is the double integral of the DM density profile squared along the line of sight l and over the solid angle $\Delta\Omega$ around the line of sight.

For decaying DM, the differential flux of photons is computed by:

$$\frac{d\Phi_{\gamma}^{\text{dec}}}{dE} = \frac{1}{4\pi m_{\chi} \tau_{\chi}^{\text{ref}}} \sum_f B_f \frac{dN_f^{\text{dec}}}{dE} \times \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} dl d\Omega \rho_{\text{DM}}(r(l)) \quad (4.3)$$

As in the case of annihilation, dN_f^{dec}/dE is the differential spectrum of photons produced for a decay channel f , τ_{χ}^{ref} is a reference lifetime of the DM candidate. For DM decay, the Astrophysical Factor D or D-factor, is the double integral of the DM density profile ρ_{DM} along the line of sight l and over the solid angle $\Delta\Omega$ around the line of sight. We show the sample of galaxies and their values of J- and D-factors in Table 4.2.

Photon Spectra

The production of photons from annihilation (decay) of DM particles is due to the decay or hadronization processes of the unstable products. In both cases, the spectrum of photons is continuous and has an energy cutoff at the energy available in the process, the mass (half-mass) of the DM particle for annihilation (decay). For this work, we considered WIMP masses in the range from 1 TeV to 100 TeV and annihilation (decay) to five channels: b and t quarks, μ and τ leptons, and the W boson. The spectrum of photons is calculated with PYTHIA 8 (177). Figure 4.2 shows the spectrum of photons for the annihilation of a WIMP with mass $m_{\chi} = 60$ TeV.

The Astrophysical Factor

For the set of dlrr Galaxies we studied here, the structural properties of luminous and DM contributions are constrained using kinematical data taken from (103). The DM density is described by a Burkert profile (49). The Burkert profile is a density distribution that resembles an

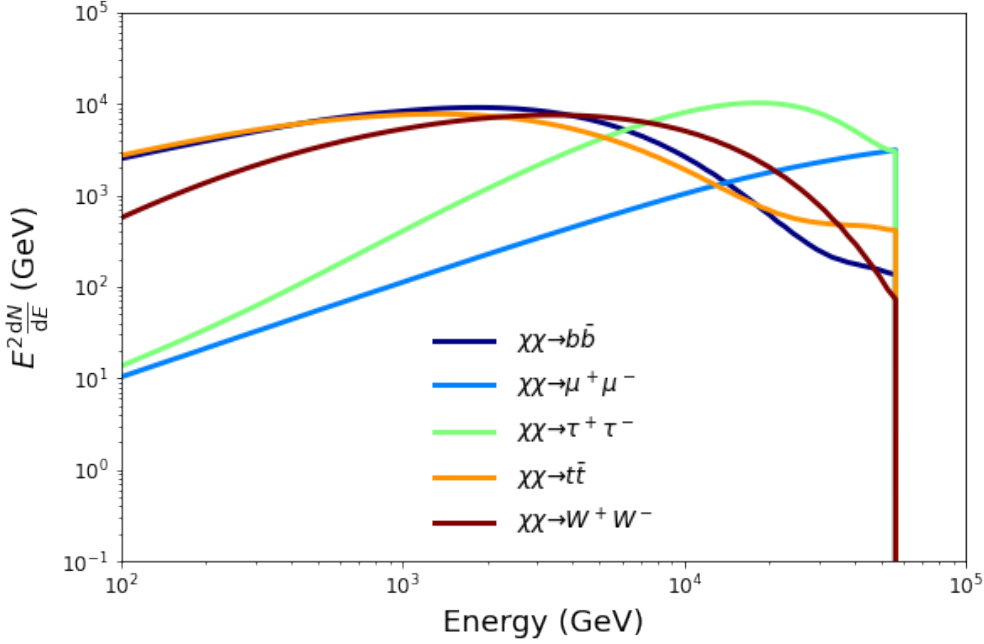


Figura 4.2: Spectrum of Photons computed for annihilation of WIMPs with mass of 60 TeV to five channels, assuming that the branching ratio for each channel is 100 %.

isothermal profile in the inner regions ($r < r_0$) and a distribution with slope -3 in the outer regions. For this study, the virial radius, R_{vir} and other DM related parameters were computed assuming an overdensity Δ equal to 200, and a $M_{DM-c_{\text{vir}}}$ taken from (180). We do not take into account the presence of DM sub halos as estimates of the boost factor may increase the total gamma-ray flux up to $\sim 10\times$ the contribution of the main halo. As we assume a point-source model for the DM-induced gamma-ray emission; the total boost factor is translated as a multiplicative factor to the exclusion limits. However, this boost factor does not change the conclusions of the analysis. Galaxies with $\theta_{\text{vir}} > 1^\circ$ are left for a later study, and we assume that the spatial emission from the galaxies is coming from a point source as the angular resolution for bins 1 and 2 is 0.98 deg and 0.71 deg respectively, see Table 4.2. In order to compute the integrals for J and D factors, we use the CLUMPY package (101). We compute the astrophysical factors over the total extension of the DM halo.

In Table 4.2, we report the angular virial radius θ_{vir} (column 4), the J and D factors (columns 5 and 6) for dlrrs. According to these values, we observe that the best targets in the sample are the galaxies NGC 6822, IC 10, IC 1613, WLM and DDO 154 because of their large J and D factors. In particular, the galaxy DDO 154 is located in a declination band that is favorable to the HAWC Observatory, see Figure 4.1. Furthermore, the values of D and J factors in our work are comparable to the values reported in (85; 86). In particular, the slightly difference with respect to the values in (85) is because the authors assume a value of overdensity, Δ ,

equal to 100. Differences with respect to the values reported in (86) is due to the reanalysis of available kinematic data to obtain the parameters of the DM profile. We also note, that the best targets in the sample reported here are consistent with the results obtained in (85; 86).

Additionally, we can compare the astrophysical factors to the values for dSph galaxies, in particular with galaxies within the field of view of the HAWC Observatory. We used the sample of galaxies studied in (19). As we describe later (see Section 4.5.3), the population of dSph can be divided into two subclasses according to the number of stars hosted in the galaxies: classical and ultrafaint galaxies. The values of the J and D factors for dSph galaxies are shown in Table 4.3. We can observe that values of J factors for dIrr galaxies are roughly between two and three orders of magnitude smaller than the values for ultrafaint galaxies, while this difference is reduced for classical dSph galaxies. This may indicate that dIrr galaxies are not very suited to perform searches of annihilating dark matter. However, one should consider that values of J factors for ultrafaint dSphs, in the majority of cases, have larger uncertainties due to the lack of stellar data to constrain the dark matter profile. The case for decay is more interesting, as we observe that the value of D factors for the three different populations are very similar, so we will consider combined analyses between dIrr and dSph populations as a future work.

Name	$\log_{10}\left(\frac{J}{\text{TeV}^2\text{cm}^5}\right)$	$\log_{10}\left(\frac{D}{\text{TeVcm}^2}\right)$
Ultrafaint		
Triangulum II	14.44	15.42
Segue I	13.66	15.64
Coma Berenices	13.32	15.71
Classical		
Draco	13.37	16.15
Leo I	11.57	15.04
Leo II	12.11	14.33
Ursa Minor	13.24	14.92

Tabla 4.3: Values of J and D factors for dSph galaxies observed with HAWC. Values are taken from (19). We convert the values to the same units for J and D factors for dIrr galaxies reported in Table 4.2

4.3.2. The Astrophysical gamma-ray emission

Galaxies that present star-formation regions have been reported as gamma-ray emitters (137). Because of this, it is necessary to consider this emission to compute the photon fluxes. However, the galaxies we use in this study are characterized by very-low star formation rates (66; 121; 174). Therefore gamma-ray emission to TeV energies is considered negligible. We use the method described in (121) to estimate the SFR of the galaxies in our sample. Then, following the method described in (120), we estimate the gamma-ray flux of the dIrr galaxies to

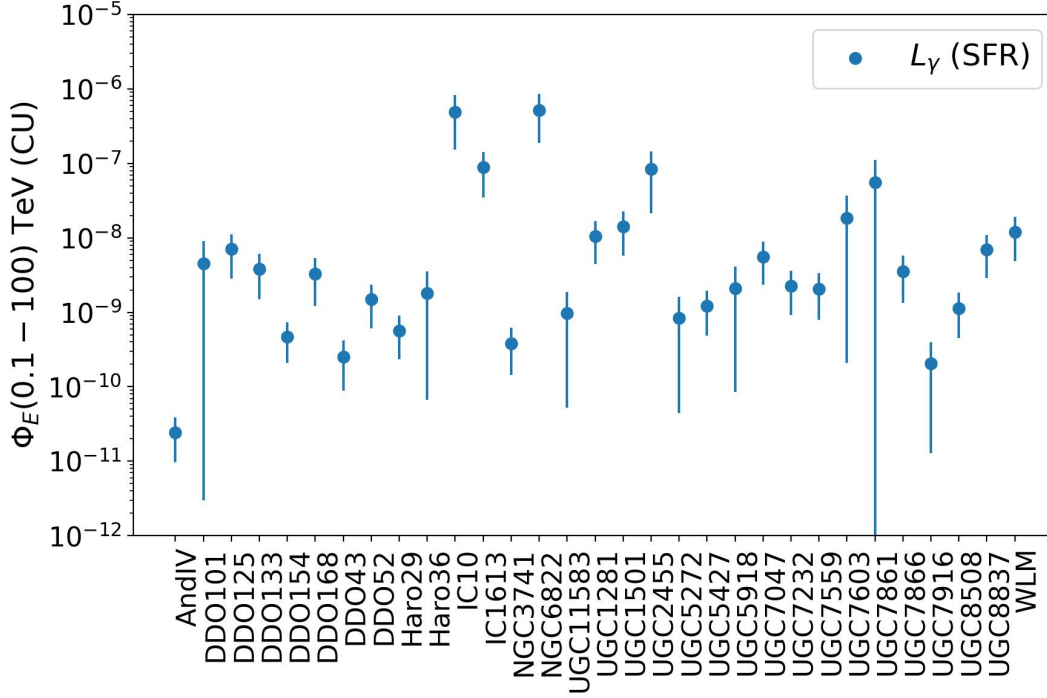


Figura 4.3: Expected Integral flux for dIrr galaxies in our sample. The gamma-ray luminosity is estimated using the SFR computed from the stellar mass for every galaxy. The integral flux is computed for energies between 100 GeV and 100 TeV and converted to HAWC Crab units (CU). See the text for more details.

be $\lesssim 7$ orders of magnitude below the Crab flux (see Figure 4.3). The energy-integrated sensitivity to a point source with spectral index of $\alpha = -2.5$ in the position of the Crab Nebula is 0.028 Crab Units (CU), see Figure 2 in (20), so we do not consider the SFR-induced gamma-ray emission in our gamma-ray model.

4.4. Data and Analysis

To derive the exclusion limits, we use data from the HAWC Observatory comprising 1017 days of data taking. We select this period of time to be able to compare with the results for dSph galaxies in (19).

To test our DM model, we use the Maximum Likelihood Method to estimate best-fit values and exclusion limits for the parameters of interest. This method constrains the values of free parameters by maximizing the likelihood function given a data set D . For the HAWC Observatory, we used the binned log-likelihood function given by:

$$\log L(S_{i,k}, B_{i,k}|D) = \sum_{i,k} [N_{i,k} \log (B_{i,k} + S_{i,k}) - \log (N_{i,k}!) - (B_{i,k} + S_{i,k})] \quad (4.4)$$

where $S_{i,k}$ is the number of expected events from our DM model, $B_{i,k}$ is the number of observed background events in the region of interest (ROI) around the position of the galaxy; and $N_{i,k}$ is the total number of observed counts. The sum is performed over i spatial bins and k f_{hit} fractional bins. The signal events $S_{i,k}$ were obtained from the convolution of the photon-flux of our DM model for five annihilation (decay) channels and the Response Matrix of the HAWC Observatory.

To measure how the DM model fits the data set D , we use the Test Statistic (TS) provided by the likelihood profile:

$$\text{TS} = -2 \log \left(\frac{L(S_{i,k} = 0, B_{i,k})}{L(\hat{S}_{i,k}, B_{i,k})} \right) \quad (4.5)$$

The numerator is the maximum likelihood value for the null hypothesis, assuming $S_{i,k}$ equal to zero in our DM model and the denominator is the maximum likelihood value when the DM model has signal $\hat{S}_{i,k}$ different from zero. As usual, the statistical significance is obtained by $\sigma = \sqrt{TS}$. We performed two kinds of analysis: for every dIrr Galaxy (Individual Source Analysis) and combined analysis. We did not see any statistically significant excess from the data, and the significance is transformed into (one-sided) exclusion limits for the annihilation cross-section and the decay lifetime of a generic DM candidate with masses in the range $[1, 100]$ TeV.

4.4.1. Individual Source Analysis

For the individual analysis, the values of the background and signal are estimated for spatial pixels within a circular ROI of 5° in diameter. The number of expected events for every source is computed by convolving the DM photon flux for annihilation (decay) and the response matrix of HAWC. The DM photon flux is calculated assuming reference values for the annihilation cross-section $\langle \sigma_\chi v \rangle^{(\text{ref})}$ and the decay lifetime $\tau_\chi^{(\text{ref})}$ of DM particles. Then, the $-\log L(S_{i,k}, B_{i,k} | D)$ is computed and minimized using the MINUIT package (96).

In all the cases the observations are consistent with the null hypothesis (no photons produced by annihilation or decay of DM particles), and the significances were converted into upper (lower) exclusion limits for DM annihilation cross-section (decay lifetime). To estimate the (one-sided) exclusion Limit (at 95 % CL), we found the value of signal parameter ξ where the log-likelihood ratio changes in 2.71 with respect to the position of the maximum:

$$\left[\text{TS}^{(\text{max})} - \text{TS}(\xi) \right] - 2.71 = 0 \quad (4.6)$$

The signal parameter ξ is a global scale factor that has effect only on the signal parameter. $\text{TS}(\xi)$ is computed by:

$$\text{TS}(\xi) = 2 \sum_{i,k} \left[\log \left(\frac{B_{i,k} + \xi \times S_{i,k}}{B_{i,k}} \right) - \xi \times S_{i,k} \right] \quad (4.7)$$

When the signal parameter ξ is found, the value of the annihilation cross-section and decay lifetime are obtained by the multiplication of the scale-factor and the reference values used to compute the DM photon flux:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\chi} v \rangle^{(95\%)} &= \langle \sigma_{\chi} v \rangle^{(\text{ref})} \times \xi & (4.8) \\ \tau_{\chi}^{(95\%)} &= \tau_{\chi}^{(\text{ref})} \times \xi^{-1} & (4.9) \end{aligned}$$

The values obtained for $\langle \sigma_{\chi} v \rangle^{(95\%)}$ and $\tau_{\chi}^{(95\%)}$ do not depend in the value chosen for $\langle \sigma_{\chi} v \rangle^{(\text{ref})}$ and $\tau_{\chi}^{(\text{ref})}$, whose values are selected only for computational convenience. The methods described here are included in the analysis software for the HAWC Observatory as the LIFF package (199).

4.4.2. Combined Analysis

We used the joint analysis technique to compute a combined limit for all the dlrr galaxies. The joint analysis allows us to estimate the value of parameters that are common to different sets of data; either observations of a source carried out by different experiments or observations of different sources performed by the same experiment. In our DM model, the common parameter for all the sources is the annihilation cross-section (decay lifetime) used to compute the expected events for a specific source. The joint analysis is based on the joint likelihood function that results from the multiplication of the likelihoods for every dataset. In the case of the joint analysis of a sample of astrophysical sources, the joint log-likelihood is:

$$\begin{aligned} \log L_{\text{joint}}(A \times S_{i,k,m}, B_{i,k,m} | D) &= \sum_{m=1}^M \log L_d(A \times S_{i,k,m}, B_{i,k,m} | D) & (4.10) \\ &= \sum_{m=1}^M \sum_{i,k} [N_{i,k,m} \log (B_{i,k,m} + A \times S_{i,k,m}) \\ &\quad - \log N_{i,k,m}! - (B_{i,k,m} + A \times S_{i,k,m})] & (4.11) \end{aligned}$$

where $S_{i,k,m}$ is the number of expected events for the m -th source, the i -th spatial bin and the k -th f_{hit} fractional bin. The common parameter for all the dlrrs is represented by a global normalization factor A . $N_{i,k,m}$ and $B_{i,k,m}$ are the observed counts and the background counts for the m -th source, the i -th spatial bin and the k -th nHit fractional bin respectively. In this way, the joint likelihood is the natural method of taking into account the fluctuations of the background of every galaxy in the estimation of the signal parameter. Now, we can define the

Test Statistic as usual:

$$TS_{\text{joint}} = -2 \log \left(\frac{L_{\text{joint}}(S = 0, B_{i,k,m})}{L_{\text{joint}}(\hat{S}, B_{i,k,m})} \right) \quad (4.12)$$

In the case of no detection, the statistical significances are converted into (one-sided) exclusion limits following the same method as in the individual source analysis. We use the Minit package (96) to find the common signal that minimizes the negative of the joint likelihood function.

4.4.3. Expected Limits

The combined limit is expected to be better than the best individual limit, constraining the common parameter even more. This occurs when all the sources in the sample have similar properties and background counts. However, all the sources have different astrophysical factors and background counts can fluctuate statistically, so the combined limit is not necessarily better, and it can even be worse, than the exclusion limit obtained by the best individual target in the sample. For example, in (92), a sample of two galaxies where the first galaxy has twice the background rate and similar astrophysical values of the second galaxy; the combined limit is 10% worse than the exclusion limit of the best target in the sample.

To account for this statistical variation, we compute the expected limits for annihilation cross-section and decay lifetime to compare with the actual results obtained for dIrr galaxies. The expected limits are obtained by fluctuating the background counts of HAWC maps and applying the same pipeline for individual analysis. We select a random position in the Sky, and the DM gamma-ray model for galaxy DDO 154 to estimate the expected limits on the relevant DM parameters. The fluctuations of the background counts follow a Poisson distribution. We repeat this process one thousand times and compute the average, and the 68% and 95% confidence intervals (CI) around the average value.

4.5. Discussion and Results

Here we show the exclusion limits obtained for 31 dIrr galaxies within the field of view of the HAWC Observatory. We present the limits for DM candidates with masses between 1 TeV and 100 TeV. As explained in previous sections, the parameters of interest are the annihilation cross-section, $\langle \sigma_{\chi} v \rangle$, and the decay lifetime, τ_{χ} , of the dark matter particle. Here, we show and focus the discussion on the combined limits. The results for the individual limits are in Appendices 4.A and 4.B.

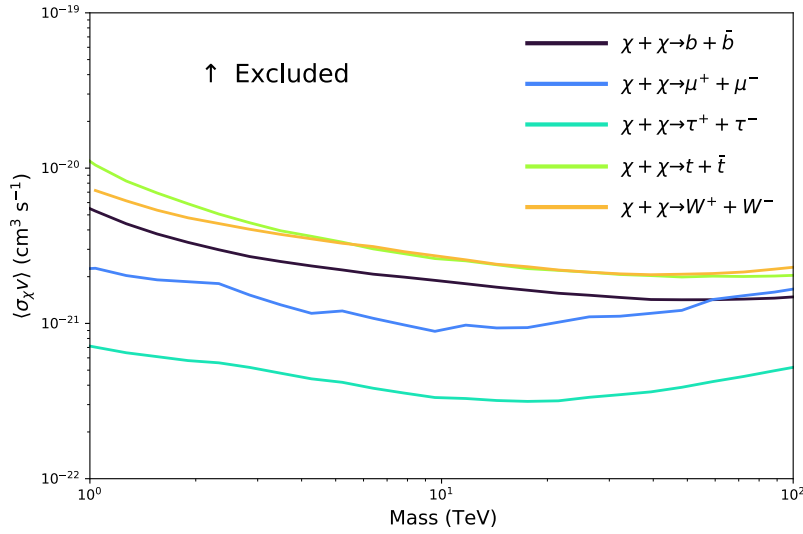


Figura 4.4: The combined upper limits for all annihilation channels we considered in this study. The curves exclude the region above them. We computed the combined limit using the 31 dIrr galaxies in our sample.

4.5.1. Annihilation

The calculation of the combined upper limits on the annihilation cross-section used all the galaxies in the sample. For simplicity, we assumed a point-source model for all galaxies. We show results for five annihilation channels: b , μ , τ , t , and W , see Figure 4.4. We observe that the most constraining limits are for the annihilation channel to τ lepton.

We do not observe any difference between the combined limit (solid blue line) and the observed DDO 154 constraint (solid red line) in the lower mass range, see Figure 4.5. This effect is due to the large dispersion in the characteristics of the galaxies. In particular, galaxies with a small expected signal-to-background ratio contribute little to the combined limit.

The combined limit clearly shows a separation from the DDO 154 observed, though the magnitude of this effect depends on the channel. This separation starts at masses above 10 TeV for annihilation channels to μ and τ leptons; and above 30 TeV for t , b , and W channels. Further studies are needed to fully address this effect, especially when including more galaxies in the combined analysis. However, the improvement for massive DM candidates shows the importance of combined analysis to obtain stronger constraining limits on DM parameters.

In addition, we calculate the expected limit for the DDO 154 galaxy. We obtain the average value, 68 %, and 95 % confidence intervals after fluctuating the background events in the HAWC's maps, solid black line in Figure 4.5. We choose DDO 154 galaxy because it has the most constraining limit from all the galaxies in our sample and contributes most strongly to the combined limit.

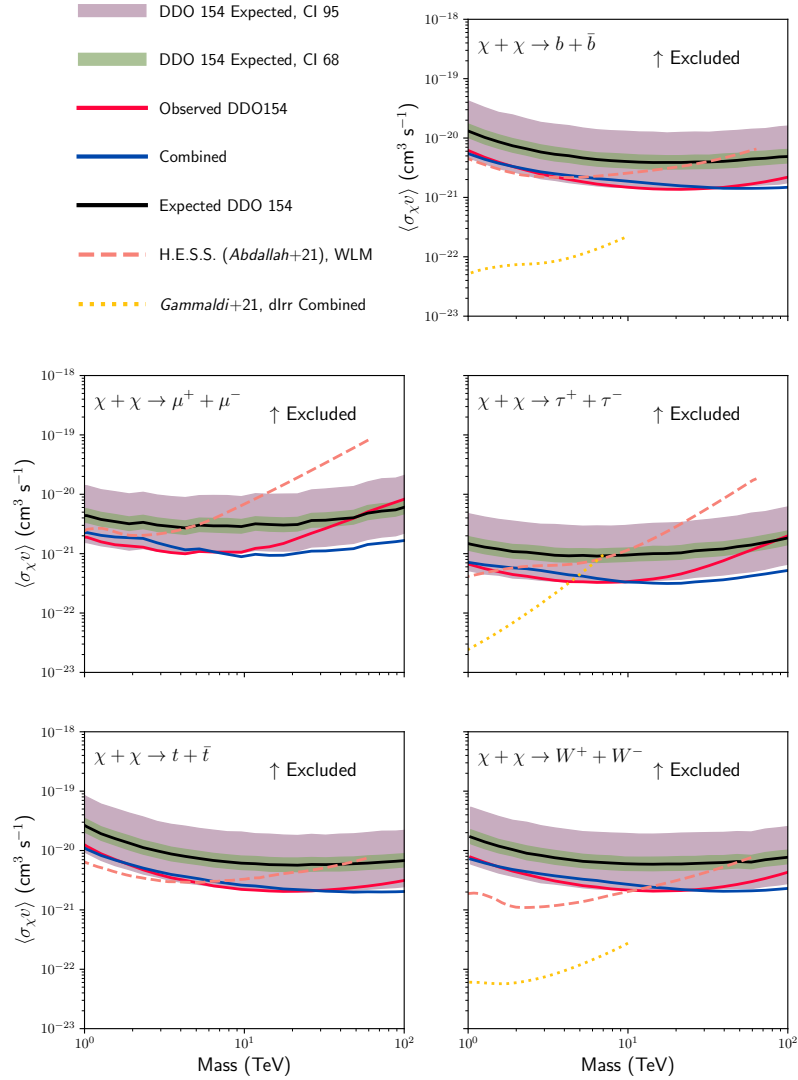


Figura 4.5: Exclusion upper limits for DM annihilation cross-section for five channels. Top-Right: $b\bar{b}$ quarks, Middle-Left: $\mu^+\mu^-$ leptons, Middle-Right: $\tau^+\tau^-$ leptons, Bottom-Left: $t\bar{t}$ quarks Bottom-Right: W^+W^- bosons. The blue and red lines show the upper limits obtained for the combined analysis and DDO 154 galaxy, respectively. The solid black line is the expected limit for the DDO 154 galaxy, and the color bands show 68% and 95% confidence intervals. The orange line shows the exclusion limits obtained from observations of the WLM galaxy with the H.E.S.S. array (4), and the yellow line shows the combined exclusion limits for 7 dlrr galaxies obtained with Fermi-LAT (87). The curves exclude the regions above them.

We observe that, in general, the observed limit for galaxy DDO 154 (red line) is more restrictive than the expected DDO 154 limit (black line) for DM candidates with mass below 10 TeV (30 TeV) for μ and τ (b , t , and W) channels. For more massive DM particles, the observed DDO 154 limit is closer to the expected DDO 154 exclusion limit. This behavior is related to the fact that the observed and expected counts of the background are approximately equal on the high f_{hit} bins.

For lower masses, the discrepancy between the observed DDO 154 and the expected DDO 154 limits may be explained by a 2σ underfluctuation observed in the TS map for the region around galaxy DDO 154. This underfluctuation tells us that a DM model is likely less probable to describe the data observed in the galaxy DDO 154, and more consistent with the background-only hypothesis.

Finally, Figure 4.5 shows also limits obtained from observation of other experiments. The data sets correspond to the exclusion limits obtained from observations of the galaxy WLM with H.E.S.S. (orange line), (4); and the combined limit for 7 dIrr galaxies within the Field of view of the Fermi-LAT experiment (yellow line), (87). We can observe that there is a nice complementarity between the three exclusion limits. Also, we observe that the HAWC combined limit is the most restrictive for dIrr galaxies for masses above 10 TeV.

4.5.2. Decay

While it is often supposed that WIMPs are stable particles, in some super-symmetric models, the DM candidate can decay to SM particles. Adding a term that breaks down R-parity allows this process. To match the DM relic density at the present epoch, the candidate must live much longer than the age of the Universe (26). In super-symmetric models, the estimated lifetime is usually $\tau_\chi \sim 10^{27}$ s (48; 54). Figure 4.6 shows the lower combined limits obtained for our galaxy sample, and Figure 4.7 also shows the expected limits for galaxy DDO 154. As in the annihilation case, we observe that the most restrictive combined limit is for the decay channel to τ leptons, where we obtain a lifetime $> 10^{26}$ s for masses above ~ 20 TeV. We note the same behavior for the combined and DDO 154 limits, with an improvement in the high masses regime showing the importance of combined analysis for these targets.

4.5.3. Comparison with dwarf spheroidal galaxies

We have obtained the exclusion limits under the assumption that dIrr galaxies do not show evidence of astrophysical processes contributing to the gamma-ray flux. The same hypothesis is valid for dSph galaxies, and we can compare the results between both target classes. For the comparison, we used the dSph limits reported in (19). There exists a classification of the dSph galaxy population based on the number of star members in the galaxy: classical and ultra-faint dSph galaxies. The designation also refers to the quality of available kinematical data, which impacts the level of uncertainty on the astrophysical factors: better data, sma-

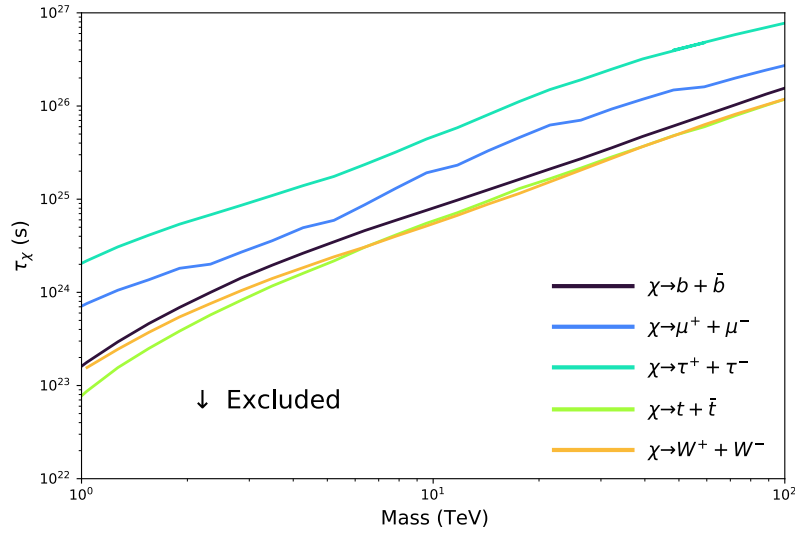


Figura 4.6: The combined lower limits for all decay channels we considered in this study. The curves exclude the region below them. We computed the combined limit using the 31 dlrr galaxies in our sample.

ller uncertainty. We used the DDO 154 and combined limits from the dlrr sample to observe possible similarities between the populations. The objective is to encourage further studies combining these galaxy populations and put more constraining limits in the DM parameter space.

Figures 4.8 and 4.9 show the comparison between dlrr and dSph galaxies for dark matter particles annihilating or decaying to five different channels. The black and red lines represent the dlrr combined and DDO 154 limits, respectively. The dotted lines show the exclusion limits for classical (Draco, Leo I, Leo II, and Ursa Minor) dSphs and the solid lines for ultrafaint (Triangulum II, Segue I, and Coma Berenices) dSph galaxies. We observe that, in general, the limits from dlrr galaxies are less restrictive than the ultrafaint dSphs up to two orders of magnitude for annihilation and one order of magnitude for decay. The reason is that ultrafaint galaxies have astrophysical factors larger than our sample. Also, one must remember that the associated uncertainty is considerably higher for ultrafaint galaxies. For example, in recent studies (142), the astrophysical factor obtained for Triangulum II is an upper limit, then the actual constraint could be less restrictive. We also observe that the combined limit for dlrr galaxies is comparable (has the same order of magnitude) to limits from classical dSph galaxies. The reason is that the astrophysical factors between the two populations are very similar. Note that this does not imply that both galaxy populations have or share the same properties (dlrr galaxies are farther than spheroidals, but dlrr are more massive, for example).

We also observe that the combined limits of dlrr and dSph galaxies have similar behavior. The improvement is relatively small in both populations, probably caused by background

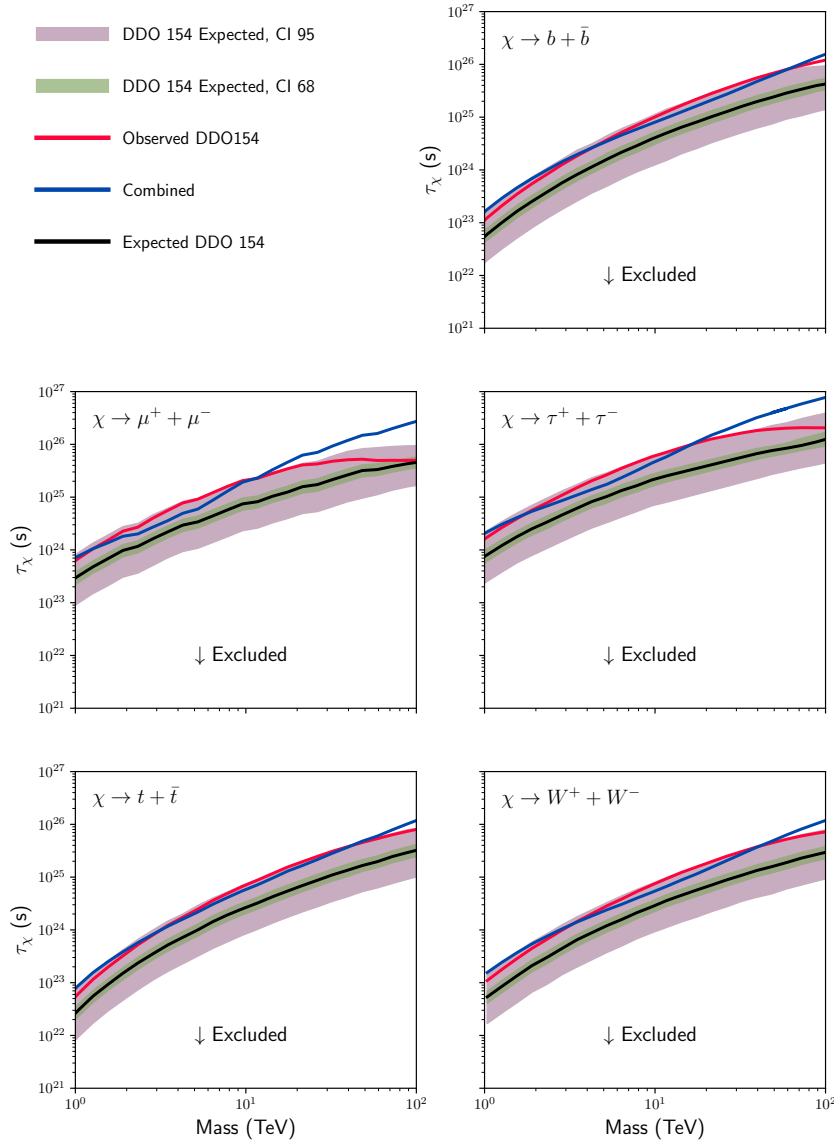


Figura 4.7: Exclusion lower limits for DM decay lifetime for five channels. Top-Right: $b\bar{b}$ quarks, Middle-Left: $\mu^+\mu^-$ leptons, Middle-Right: $\tau^+\tau^-$ leptons, Bottom-Left: $t\bar{t}$ quarks Bottom-Right: W^+W^- bosons. The blue and red lines show the lower limits obtained for the combined analysis and DDO 154 galaxy, respectively. The solid black line is the expected limit for the DDO 154 galaxy, and the color bands show 68% and 95% confidence intervals. The curves exclude the regions below them.

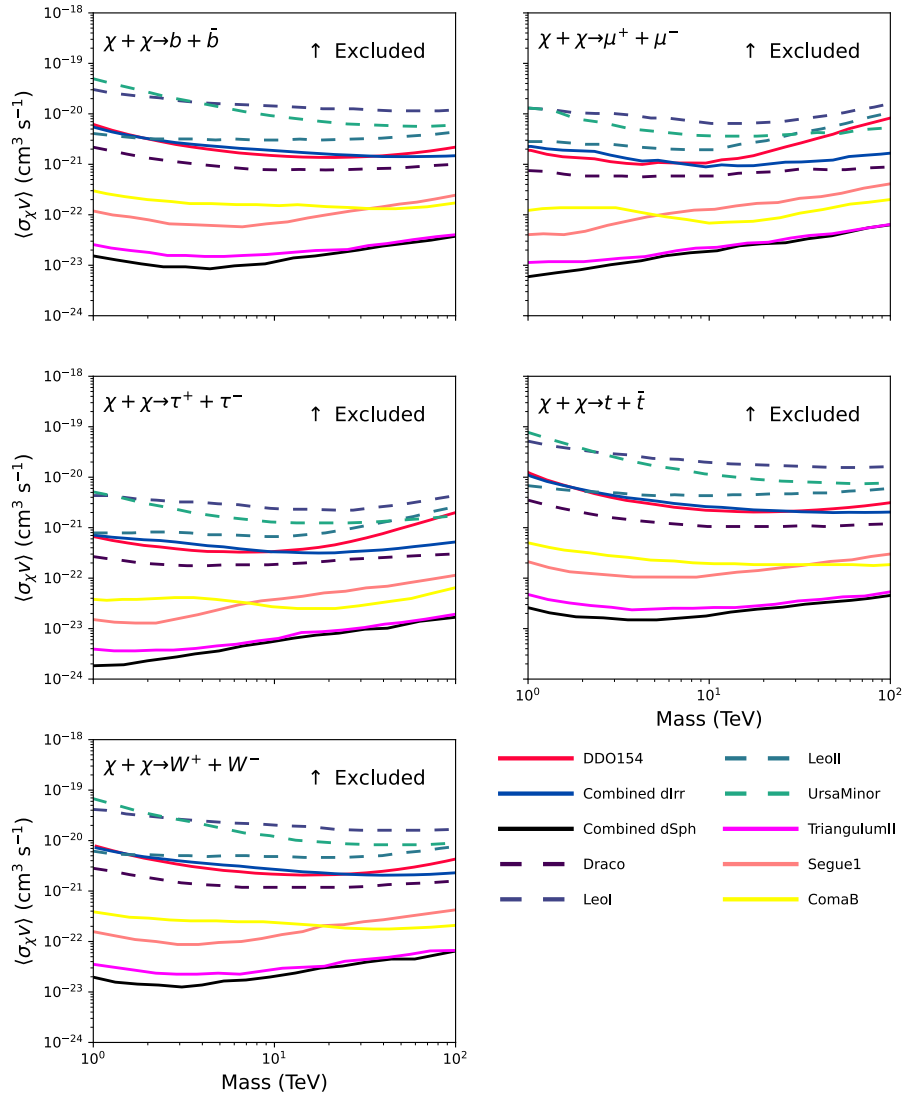


Figura 4.8: Exclusion upper limits for DM annihilation cross-section for dIrr and dSph Galaxies within the field of view of the HAWC Observatory for five annihilation channels: Top-Left: $b\bar{b}$ quarks, Top-Right: $\mu^+\mu^-$ leptons, Middle-Left: $\tau^+\tau^-$ leptons, Middle-Right: $t\bar{t}$ quarks, Bottom-Left: W^+W^- bosons. The black and red lines show the upper limits obtained for the dIrr combined analysis and DDO 154 galaxy, respectively. The exclusion limits for ultrafaint (solid lines) and classical (dashed lines) dSph galaxies are shown. The region above the curves is excluded.

fluctuations in galaxies in declinations bands where HAWC has lower sensitivity; or by an effect due to the extension of the target. They both impact the calculation and minimization of the likelihood function. As explained in section 4.4.2, the first scenario can lead to a decrease for the best limit when different galaxies in the sample have background counts differing from each other. In our case, one possible solution could be only to use galaxies within declination bands around the target that contributes the most to the combined limit (DDO 154). Also, including only targets with similar expected signal intensity (or J- and D- factors) may help to increase the combined limit. We will explore this possibility in next analyses.

4.6. Conclusions

We have shown that dIrr galaxies are a new suitable population of objects to perform indirect DM searches by extended-array experiments, like HAWC Observatory. This is possible because of the environmental conditions of these galaxies, with low SFRs and low population of massive stars. We computed the exclusion limits at 95 % C.L. for annihilation and decay of generic WIMPs with masses between 1 and 100 TeV. In both cases, the best limits are obtained for the galaxy DDO154, located in a declination band where HAWC has good sensitivity. The computed limits were obtained under the assumption that the DM density is described by a Burkert profile and not enhancement by substructure was considered, but it is possible that the presence of a central black hole in these galaxies can modify the slope of the DM distribution in the central region of dIrrs. This would lead to an enhancement in the annihilation exclusion limit, at least for one or two orders of magnitude, according to the dynamic history of the host galaxy (92), and the fact that the profile is modified via the rotational motion of the galaxy (139), leading to more cusped profiles, like the NFW profile (132). More studies in this approach are planned for an upcoming publication. Also, we observe more dIrr galaxies in the Local Universe (~ 11 Mpc), and we can obtain their mass distribution from rotation curve data. Therefore, combined analysis as described in this work will lead to more stringent constraints of DM candidates. Moreover, given the established universality of their mass distribution, useful constraints for the DM cross sections can be obtained even for a limited amount of observations for each of them. We also show that our exclusion limits are comparable to the limits obtained for classical dSph galaxies, so future studies may consider a possible joint analysis between the two populations to be able to constrain even more the properties of DM candidates.

The goal of the paper is to show the capabilities of the HAWC Observatory to use large populations of galaxies to constraints parameters to DM models through the search of gamma-ray signatures of annihilation or decay of DM particles. Here we used a sample of dIrr galaxies. However, the present analysis is the starting point for more detailed studies. In this analysis we assumed that the DM induced gamma-ray emission is described by a point source, but this is not the case for galaxies like IC 10, IC 1613 and NGC 6822, with extension across the sky of $\gtrsim 2$ degrees (see Table 4.2). Using an extended emission model should lead to more realistic

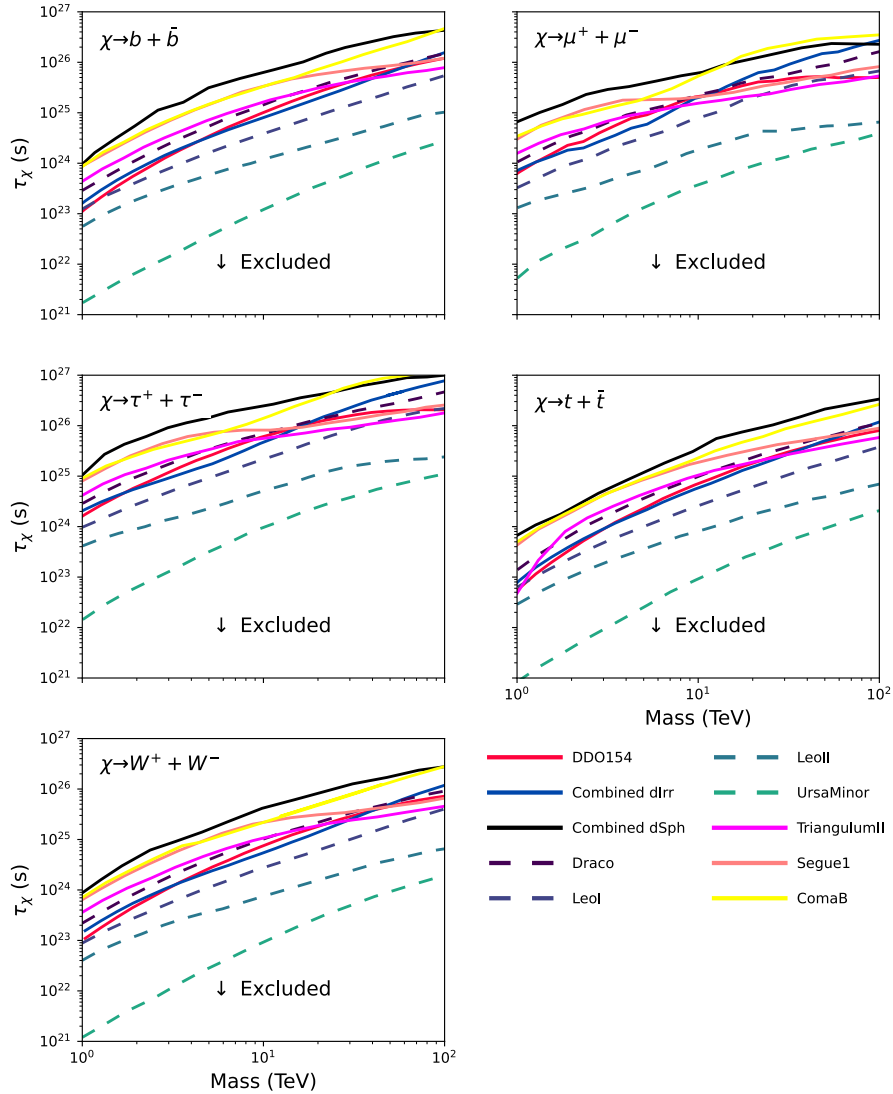


Figura 4.9: Exclusion lower limits for DM decay lifetime for dIrr and dSph Galaxies within the field of view of the HAWC Observatory for five decay channels: Top-Left: $b\bar{b}$ quarks, Top-Right: $\mu^+\mu^-$ leptons, Middle-Left: $\tau^+\tau^-$ leptons, Middle-Right: $t\bar{t}$ quarks, Bottom-Left: W^+W^- bosons. The black and red lines show the upper limits obtained for the dIrr combined analysis and DDO 154 galaxy, respectively. The exclusion limits for ultrafaint (solid lines) and classical (dashed lines) dSph galaxies are shown. The region below the curves is excluded.

constraints. Furthermore, with an analysis comprising a larger period of time and improved HAWC energy estimators, we can improve the constraints, both in annihilation and decay. We may also obtain limits to DM candidates masses in the high-end range of masses expected for WIMPs (71; 178). Therefore, we will be probing the hypothesis about the thermal production of WIMPs in the early Universe. Note that this can be an indication of other interesting scenarios as multicomponent or light DM.

Secondly, as we pointed at the beginning of this section, dIrr galaxies are abundant in the local Universe and combined analysis using more targets should be addressed. Moreover, as we discussed in Section 4.5.3, this also give us the opportunity to test different strategies of combining the data from dIrr galaxies. For example, in order to reduce the background fluctuations we may use targets with similar expected signal-to-background ratio in the same declination band to check if the combined limit can be improved.

Finally, combined limits using not only the dIrr galaxies population, but also classical dSph galaxies should help to increase the constraints of the different dark matter parameters.

Acknowledgments

We acknowledge the support from: the US National Science Foundation (NSF); the US Department of Energy Office of High-Energy Physics; the Laboratory Directed Research and Development (LDRD) program of Los Alamos National Laboratory; Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), México, grants 271051, 232656, 260378, 179588, 254964, 258865, 243290, 132197, A1-S-46288, A1-S-22784, cátedras 873, 1563, 341, 323, Red HAWC, México; DGAPA-UNAM grants IG101320, IN111716-3, IN111419, IA102019, IN110621, IN110521, IN102223; VIEP-BUAP; PIFI 2012, 2013, PROFOCIE 2014, 2015; the University of Wisconsin Alumni Research Foundation; the Institute of Geophysics, Planetary Physics, and Signatures at Los Alamos National Laboratory; Polish Science Centre grant, DEC-2017/27/B/ST9/02272; Coordinación de la Investigación Científica de la Universidad Michoacana; Royal Society - Newton Advanced Fellowship 180385; Generalitat Valenciana, grant CIDEAGENT/2018/034; The Program Management Unit for Human Resources & Institutional Development, Research and Innovation, NXPO (grant number B16F630069); Coordinación General Académica e Innovación (CGAI-UdeG), PRODEP-SEP UDG-CA-499; Institute of Cosmic Ray Research (ICRR), University of Tokyo, H.F. acknowledges support by NASA under award number 80GSFC21M0002. We also acknowledge the significant contributions over many years of Stefan Westerhoff, Gaurang Yodh and Arnulfo Zepeda Dominguez, all deceased members of the HAWC collaboration. Thanks to Scott Delay, Luciano Díaz and Eduardo Murrieta for technical support. Viviana Gammaldi contribution to this work has been supported by *Juan de la Cierva-Incorporación* IJC2019-040315-I grants, by the grants PGC2018-095161-B-I00, CEX2020-001007-S, PID2021-125331NB-I00 all funded by MCIN/AEI/10.13039/501100011033 and by “ERDF A way of making Europe”.

4.A. Individual Exclusion Limits for Annihilation

Here we present the individual exclusion limits for all the targets in our sample. For completeness, we also show the combined limit as described in the Section 4.4.2.

In this section we show the exclusion limits for the 31 dlrr galaxies in our sample, see Figure 4.10. We observe that the best individual constraining limit is for the galaxy DDO154. While its astrophysical factor is not the largest in our sample, DDO154 is located in a declination band where HAWC has good sensitivity. For completeness, we also show the combined limit in Figure 4.10. We can also observe that the DDO154 and combined limits are similar for energies below 10 TeV. For channels such as μ and τ , the combined limit shows an improvement above 10 TeV. For the other annihilation channels, the improvement in the combined limit only appears at the high-energy regime. An explanation could be the high background rejection at high energies by HAWC, providing cleaner sample data for all the dlrr galaxies.

As we pointed out in Section 4.5, another explanation for the null difference between the combined and the DDO154 limits is the large scatter in properties of all galaxies in the sample. In particular, the individual backgrounds should contribute to this effect.

4.B. Individual Exclusion Limits for decay

In this section we show the exclusion limits for the 31 dlrr galaxies in our sample (see Figure 4.11). Again, we observe that the best individual limit is for the galaxy DDO 154. As in the annihilation case, the probable reason is DDO 154 is in a favorable declination band. For completeness, we also show the combined limit. We observe the same features between the combined and the DDO 154 limits. As we discuss in Section 4.5, the decay limits (individual and combined) for dlrr galaxies are competitive with those obtained for other targets as dSph galaxies. The main reason is the high mass of dlrr galaxies.

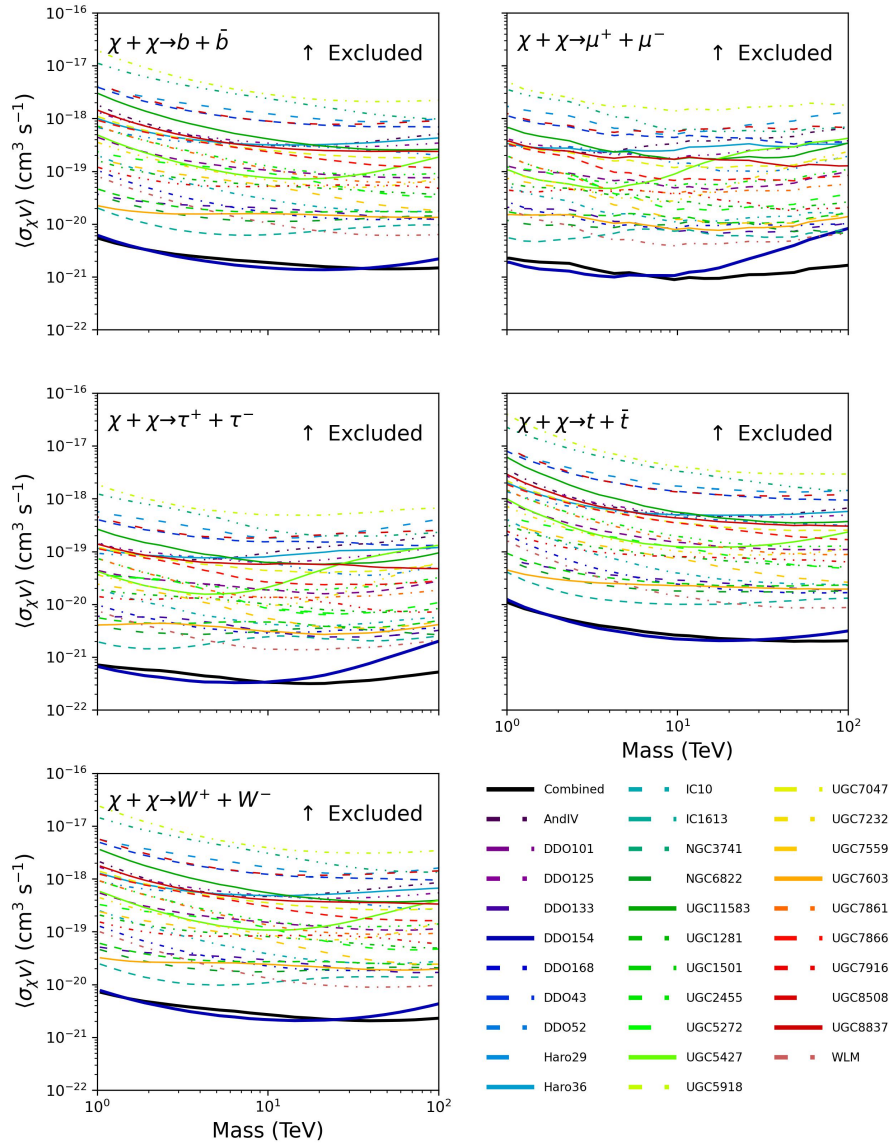


Figura 4.10: Exclusion upper limits for DM annihilation cross section for dIrr Galaxies in the field of view of the HAWC Observatory for five annihilation channels. The solid-black line in the figures for every annihilation channel shows the combined analysis using all the galaxies in the sample. The region above the curves is excluded.

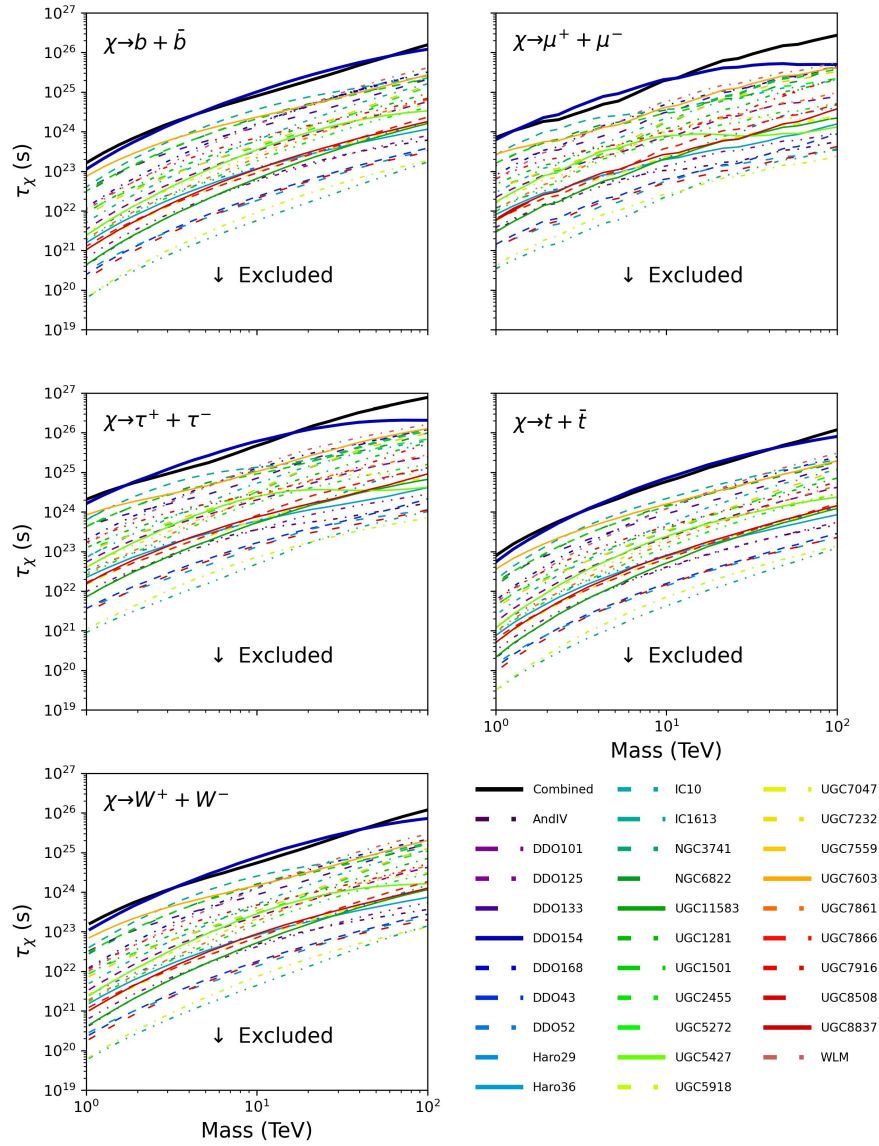
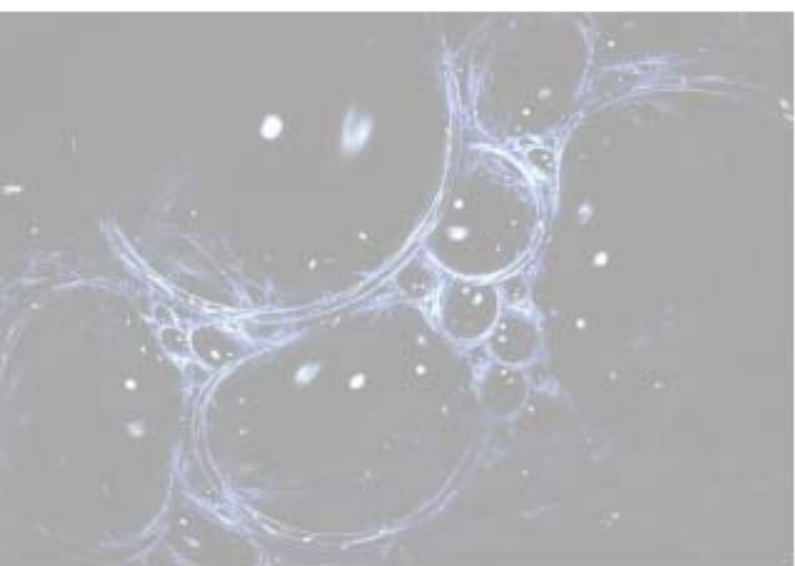


Figura 4.11: Exclusion lower limits for DM decay lifetime for dIrr Galaxies in the field of view of the HAWC Observatory for five annihilation channels. The solid-black line in the figures for every decay channel shows the combined analysis using all the galaxies in the sample. The region below the curves is excluded.



5 | GRB 221009A: ¿Un burst de DM o una componente de Inverse Compton muy brillante?

RESUMEN

Destello de rayos gamma [*Gamma-Ray Burst*] (GRB) han sido considerados como potenciales emisores de fotones de muy alta energía debido a la gran cantidad de energía liberada así como los fuertes campos magnéticos presentes en sus jets. Sin embargo, la detección de fotones de TeV no es esperada de destellos con redshift $z \gtrsim 0.1$ debido a la atenuación inducida por Luz de fondo extragaláctica, [*Extragalactic background light*] (EBL). Por estas razones, la observación reciente de fotones con energías de 18 TeV y 251 TeV del GRB 221009A ($z = 0.151$) el 9 de octubre de 2022, representa un reto sobre lo que conocemos de los mecanismos de emisión a energías de \sim TeV y el fondo extragaláctico. Para poder explicar las observaciones a energías de TeV, trabajos recientes han comenzado a aparecer explorando candidatos a Materia oscura, [*Dark matter*] (DM). En este artículo, discutimos las condiciones requeridas y limitaciones dentro del escenario más plausible, radiación de synchrotron-self Compton (SSC) en el resplandor posterior (*afterglow*), para interpretar la observación del fotón de 18 TeV además de EBL. Para evitar el efecto de Klein-Nishina, encontramos un valor improbable del parámetro microfísico de campo magnético debajo de 10^{-6} para un valor medio de *circumburst* $> 1 \text{ cm}^3$ (valor esperado para un escenario de colapsar). Entonces, exploramos escenarios posibles en términos de mecanismos asociados a ALPs y fotones oscuros (γ_{dark}) para interpretar este fotón tan energético, y discutimos las implicaciones para la energética del GRB. Encontramos que existen escenario de ALPs y γ_{dark} que pueden explicar el fotón de 18 TeV pero no el fotón de 251 TeV.

Prefacio

En este trabajo presento el análisis realizado para encontrar regiones del espacio de parámetros para fotones oscuros que pueden explicar la observación de un fotón de 18 TeV por el observatorio LHAASO del GRB 221009; así como posibles escenarios que soporten nuestra hipótesis principal sobre la existencia de una población de partículas de DM durante el momento en que ocurre el GRB. A continuación hago una descripción detallada de las contribuciones que hice para este trabajo.

La detección de fotones a energías por arriba de decenas de TeV de la emisión del GRB 221009A, localizado a un $z = 0.151$, supone un reto a la física y mecanismos de emisión

de rayos gamma en estos objetos, debido a que no es posible alcanzar energías tan altas, y además por la distancia a la que se encuentra, la atenuación por EBL implicaría que fotones a esa energía no deberían de poder ser observados en la Tierra. Diversas propuestas para explicar los fotones observados a 18 TeV y 251 TeV aparecieron, con especial enfoque en el caso de oscilaciones entre ALPs y fotones del SM. Sin embargo, esos trabajos solo se centraron en explicar que ciertos valores de Masa de partícula tipo axion (ALP) (m_a) y constante de acoplamiento entre partícula tipo axión (ALP) y fotón $g_{a\gamma}$ podían explicar el arribo de fotones con energías de decenas de TeV, asumiendo que en el GRB, dicha población inicial de fotones ya existía. Sin embargo, como es mostrado en este trabajo, la física y procesos convencionales para explicar la emisión de un GRB no puede explicar fotones con energías de 18 TeV, y muchos menos fotones de 251 TeV. Han aparecido otras propuestas, asumiendo interacciones hadrónicas, sin embargo los procesos que ocurren en el GRB no son suficientes para alcanzar energías de PeV en aceleración de p^+ , además de la ausencia de una señal de ν 's que no ha sido observada.

Debido a esto, en este trabajo asumimos un escenario en el que se cuenta con una población de partículas de DM, en particular candidatos ligeros. El cómo una población de partículas de DM existe durante el GRB queda fuera del alcance del trabajo, y nos interesa saber si es posible encontrar valores de parámetros que permitan explicar la observación de fotones de decenas de TeV a partir del acoplamiento entre candidatos ligeros y fotones de SM. En particular, los candidatos que exploramos en este caso son ALPs y γ_{dark} 's.

Es posible encontrar algunos escenarios donde sea *fácil* explicar la presencia de una población de ALPs o γ_{dark} 's durante el inicio del GRB. Parte del trabajo fue presentar tales escenarios, sin embargo no podemos asegurar la certeza de estas suposiciones y más estudios son necesarios para explicar y encontrar los mecanismos necesarios para producir dicha población de partículas de DM en el GRB. Los escenarios que presentamos para explicar tal población son explicados a continuación.

ESCENARIO 1. PRODUCCIÓN. En varios trabajos se ha propuesto que durante las fases de colapso estelar de estrellas supermasivas (75; 163) y durante la coalescencia de una estrella de neutrones y una estrella supermasiva (95), producciones de ALPs¹ es posible debido a procesos como Primakoff, bremsstrahlung o coalescencia de fotones. Sin embargo, debido a la presencia de p^+ en las diferentes capas de la estrella de neutrones, ocurre un efecto de apantallamiento y el fotón adquiere una masa cinética (plasmón), valor que impone un cota máxima a la energía que pueden adquirir los ALPs. Aunado a esto, es necesario considerar las tasas de pérdida de energía de ALPs, y la probabilidad de escape del interior y la superficie de la estrella. En los estudios anteriores, esta cota en la energía que pueden adquirir los ALPs se encuentra alrededor de 1 GeV. Tanto el escenario de colapso estelar como el de coalescencia entre una estrella masiva y una estrella de neutrones son posibles progenitores de un GRB,

¹Un escenario similar para γ_{dark} será posible, aunque es necesario explorar con más detalle las condiciones y tasa de producción que se esperan de este tipo de progenitores

y una población de partículas de DM es posible desde el inicio en que ocurre el destello.

ESCENARIO 2. FUSIÓN DE PARES. En este escenario, la producción de partículas de DM es el inverso del proceso de producción de pares. En este caso, procesos como:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + a (\gamma_{\text{dark}})$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 2 a (\gamma_{\text{dark}})$$

permiten tener una población de ALPs o γ_{dark} en el medio circundante del GRB. Además, la energía que pueden alcanzar ALPs y γ_{dark} 's está acotada a la energía máxima que pueden alcanzar los electrones en el medio circundante, del orden de ~ 100 TeV. Sin embargo, es necesario indicar que la sección eficaz de interacción en este proceso puede ser muy baja, y la densidad de partículas de ALPs o γ_{dark} 's, no sea suficiente para detectar los fotones de 18 TeV en la Tierra.

ESCENARIO 3. MULTICOMPONENTE. En este escenario, CDM no está compuesto por una sola especie de partículas, sino multicomponente, por ejemplo un candidato con masa a escalas de GeV o TeV, más un candidato ligero (ALP o γ_{dark}). En este tipo de escenarios, una posibilidad es la aniquilación a los candidatos más ligeros. En este caso, la energía máxima que pueden alcanzar ALPs o γ_{dark} 's depende de la masa del candidato masivo.

Dada la posibilidad de ciertos escenarios para explicar una población de partículas de CDM durante el destello, nos interesa revisar qué propiedades deben tener estos candidatos. La discusión siguiente se centrará solamente en γ_{dark} 's.

Partiendo del hecho de la detección de al menos un fotón con energía de 18 TeV por el Observatorio LHAASO (con una incertidumbre en energía de alrededor de $\sim 20\%$) durante una ventana de $\Delta t \sim 2000$ s, y asumiendo que la energía transferida a γ_{dark} 's puede ser $0.01E_{\text{iso}}$ o $0.1E^2$, calculamos el valor de la probabilidad de supervivencia de fotones con que llegan a la Tierra. Notar que la diferencia respecto a otros trabajos propuestos anteriormente radica en que la población inicial en el GRB es de γ_{dark} 's. A las asunciones anteriores, hemos agregado el hecho de que la tasa de producción de γ_{dark} 's es contante, al menos, durante la ventana de $\Delta t \sim 2000$ s, así como que la probabilidad es constante para el intervalo de energía asociado con el fotón de 18 TeV, de 10 TeV a 25 TeV.

γ_{dark} 's, son candidatos ligeros a CDM que pueden ser producidos en algunas extensiones a SM, y aunque su producción no es debida a un proceso térmico, es posible tener candidatos que pueden explicar la densidad reliquia de CDM requerida por las observaciones. El escenario más simple es asumir que γ_{dark} 's son el bosón de norma de una interacción $U(1)$ en un sector oscuro (aislado) del SM. Interacciones entre ambos sectores son posibles, y es el acoplamiento entre γ_{dark} 's y fotones del que sería posible obtener cotas y propiedades al sector

²El valor de la energía transferida es acotada a estos valores para no afectar la dinámica y evolución del GRB. Sin embargo, valores tan grandes como 30% pueden ser considerados, en comparación a la energía que puede ser transferida a e^- 's.

oscuro. Una descripción más completa sobre este acoplamiento se aborda en Sección 1.3.3. Los parámetros del γ_{dark} que rigen el acoplamiento con fotones son la masa de fotón oscuro $m_{\gamma_{\text{dark}}}$ y ángulo de mezcla para el acoplamiento entre fotón y fotón oscuro $\chi_{\gamma_{\text{dark}}}$.

La probabilidad de supervivencia de fotones dada una población de γ_{dark} 's está basada en los experimentos de luz a través de paredes y con la suposición extra de que no hay campo magnético en el recorrido de γ_{dark} para llegar a la Tierra. Esto no es un escenario realista, y la inclusión de efectos debido al medio y al campo magnético de los diferentes medios entre el GRB y la Tierra (Jet, galaxia huésped, medio intergaláctico, Vía Láctea), sin embargo como una primera aproximación utilizamos la Ecuación (1.7) para el cálculo de probabilidad de interacción. También es necesario considerar el efecto de EBL ya que la mitad del recorrido entre el GRB y la Tierra, es realizado en estado de fotón. Esto lo consideramos por normalizar por la longitud de oscilación de un estado de γ_{dark} a un estado de fotón.

Usando el valor de la probabilidad de supervivencia para fotones para una población de γ_{dark} 's, encontramos que valores en $m_{\gamma_{\text{dark}}}$ en el rango de 10^{-12} eV a 10^{-10} eV, y $\chi_{\gamma_{\text{dark}}}$ de 10^{-16} hasta 10^{-10} pueden explicar la observación del fotón de 18 TeV proveniente del GRB 221009A. También encontramos que a este rango de energías, la región de valores permitidos que explican el fotón de 18 TeV no tiene una dependencia con la energía del fotón.

Conclusiones

De manera general, en este trabajo mostramos que el modelo aceptado de synchrotron-self compton (SSC) no puede explicar los fotones de alta energía detectados por LHAASO para el GRB 221009A. Entonces, propusimos la existencia de una población de candidatos ligeros de DM (ALPs y γ_{dark}) como los responsables de la producción de fotones de alta energía debido a conversiones entre fotón y estos candidatos. Exploramos las consecuencias de esta hipótesis, y encontramos que la energía transportada por DM no está en conflicto con la dinámica del GRB.

Observamos que un escenario en el que producción de candidatos ligeros de CDM, en particular γ_{dark} 's, permite explicar la observación del fotón de 18 TeV, y que los parámetros de tales candidatos se encuentran en regiones que permiten explicar la cantidad de DM que observamos hoy en día. Sin embargo, más estudios son necesarios para probar la viabilidad de tales escenarios, en particular debido a la tasa de producción durante el GRB, puede inducir cambios que deberían ser observados en la curva de luz de fotones medida en la Tierra.

Este trabajo está publicado en **Astrophysical Journal**: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/acb700>.

GRB 221009A: A LIGHT DARK MATTER BURST OR AN EXTREMELY BRIGHT INVERSE COMPTON COMPONENT?

M. M. GONZÁLEZ¹, D. AVILA ROJAS², A. PRATTS², S. HERNÁNDEZ-CADENA², N. FRAIJA¹, R. ALFARO², Y. PÉREZ ARAUJO¹, J. A. MONTES¹

¹ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, Mexico

² Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, Mexico

ABSTRACT

Gamma-ray bursts (GRBs) have been considered as potential very high-energy photon emitters due to the large amount of energy released as well as the strong magnetic fields involved in their jets. However, the detection of TeV photons is not expected from bursts beyond a redshift of $z \gtrsim 0.1$ due to their attenuation with the extragalactic background light (EBL). For these reasons, the recent observation of photons with energies of 18 and 251 TeV from GRB 221009A ($z=0.151$) last October 9th, 2022 has challenged what we know about the TeV-emission mechanisms and the extragalactic background. In order to explain the TeV observations, recent works exploring candidates of dark matter have started to appear. In this paper, we discuss the required conditions and limitations within the most plausible scenario, synchrotron-self Compton (SSC) radiation in the GRB afterglow, to interpret the one 18-TeV photon observation besides the EBL. To avoid the Klein-Nishina effect, we find an improbable value of the microphysical magnetic parameter below 10^{-6} for a circumburst medium value $> 1\text{cm}^{-3}$ (expected in the collapsar scenario). Therefore, we explore possible scenarios in terms of ALPs and dark photon mechanisms to interpret this highly-energetic photon and we discuss the implications in the GRB energetics. We find that the ALPs and dark photon scenarios can explain the 18 TeV photon but not the 251 TeV photon.

Keywords — gamma-ray burst: general — gamma-ray burst: individual (221009A) — gamma rays: general — emission processes — dark matter — axion-like particles — ALPs — dark photon — dark sector

5.1. Introduction

Gamma-ray bursts (GRBs) are characterized by a prompt emission in the energy range of keV to MeV with a wide range of spectral and temporal features. They also present a late phase called afterglow which is observed at energies from radio to γ -rays with longer duration than the prompt emission. They are classified based on their hardness ratio (159; 160) and duration of their prompt emission (106). In particular, longer bursts are those with a duration larger than 2 s and are associated with the death of massive stars through core-collapse (118; 196). The fireball model (51; 93; 143) explains the prompt emission as the dissipation of kinetic energy in internal shocks and the afterglow phase through shocks generated by the collision of the expanding blast wave with the external medium (see 153, for a complete review). In both cases, synchrotron radiation is the responsible cooling mechanism only up to the energies of a few GeVs (79; 107; 189; 192). Thus, high (> 10 GeV) and very-high-energy (VHE,

Corresponding author: M. M. González (magda@astro.unam.mx)

Corresponding author: D. Avila Rojas (daniel_avila5@ciencias.unam.mx)

> 100 GeV) emissions are described (for high emission) and predicted (for VHE emission) by inverse Compton scattering of lower energy photons by electrons (22; 78; 82; 191) at different regions of the jet and by other hadronic models that we do not discuss here because of the known limited baryonic content of the jet (62). In leptonic models, the VHE emission appears delayed with respect to the prompt emission as a consequence of the time for the shock to approach the deceleration radius (124) and the time that takes the $\gamma\gamma$ -opacity to decrease (e.g., see 35). In fact, the striking detections of GRB 180720B, GRB 190829A and GRB 190114C above energies of 100, 200, and 300 GeV by the H.E.S.S. and MAGIC observatories (2; 94) were described as inverse Compton emission. In all cases, the emission appeared hours after the prompt phase.

On October 9th, 2022, one of the most luminous (or probably the most luminous depending on the final corrected flux) gamma-ray bursts ever recorded was detected by the Fermi-GBM instrument (188), followed by SWIFT (64) and by several other missions as well. Initial observations by GBM show that GRB 221009A consists of two main emission episodes followed by a long tail; the first one with a duration in the tens of seconds and a fluence of approximately 2.2×10^{-5} erg cm⁻². The second, a multi-peaked emission, lasting around 327 s ((109), preliminary T90) reached a fluence of approximately 2.912×10^{-2} erg cm⁻² (109). The duration of the tail is still being determined but it is in the order of two thousand seconds. While other missions detected GRB 221009A at relatively the same time periods, all of them reported different estimations for the fluence and some of which have revised their initial reports due to saturation of their instruments at high energies (140; 141). Nevertheless, all the fluences reported for the second emission episode remain in the order of 10^{-2} erg cm⁻². The ground-based locations are consistent with uncertainties. Observations of the counterpart began at approximately To+150 s in the X-ray band (184) and several hours later in the IR, radio, and optical bands (46; 67; 72; 98; 113; 183). Moreover, spectroscopic observations of the afterglow with the GTC's OSIRIS and the VLT's X-Shooter instruments resulted in an estimated redshift of $z = 0.151$ (50; 61). Further observations of the afterglow are still being carried out by multiple missions. Land-based and space-based observatories were still able to detect the GRB counterpart tens of days after the GBM trigger in the aforementioned bands (32; 136; 148; 149; 171), including the notable observations made by the James Webb Space Telescope (111) and by the Hubble Space Telescope (110). Interestingly enough, the latter discusses how a faint NIR emission extending approximately 1'' around the position of the afterglow could be the host galaxy of GRB 221009A. Among the various missions that observed GRB 221009A, the LHAASO observatory reported a detection with two of its three sub-arrays; WCDA and KM2A. LHAASO-WCDA array detection was centered at RA = 288.3°, DEC = 19.8°, within 2,000 s after the trigger time, with energies above 500 GeV and significance above 100σ , while LHAASO-KM2A's detection had a significance above 10σ and the highest energy photon at 18 TeV. This marks the first-ever detection (100) of a GRB with energies above 10 TeV. The detection of an 18 TeV photon is certainly already intriguing, but if true, the report by the Carpet-2 air shower array of a photon-like air shower that corresponds to a 251 TeV photon (68) is amazing considering

its redshift of $z = 0.151$. However, Fraija et al. (80) have already identified some PeV sources with locations consistent with the position of the 251 TeV photon.

Given what has been mentioned above regarding the observations of the brightest transient event ever seen, a fast conclusion could mislead the description of GRB 221009A toward inverse Compton scattering. However, it is the need to understand how to avoid the EBL attenuation of a flux of photons with energies of 18 TeV (in the best scenarios the attenuation factor is $\sim \exp(-13.3)$, (91)) and 251 TeV (attenuation factor is $\sim \exp(-175.9)$) that takes us to consider alternatives that invoke Dark Matter (DM) particles in this work. VHE photons detected by LHAASO may also be explained by proton synchrotron emission from accelerated ultra-high-energy cosmic rays (UHECRs), as shown by (201). Additionally, these energetic photons could be explained by the line of sight component of this flux. Some studies also explore Lorentz Invariance violation effects on $\gamma - \gamma$ absorption (76; 112; 202).

The nature of DM is still unknown, although according to the best cosmological model (Λ CDM), Dark Matter constitutes around 25 % of the energy density of the universe (155). There are several candidates that have been proposed that could describe the nature of dark matter. Among them, the most studied candidate are Weakly Interactive Massive Particles (WIMPs) (165) which arrive naturally from a super-symmetric extension of the standard model. However, the Large Hadron Collider at CERN has not found evidence of supersymmetric particles, and other DM candidates are being considered, such as Axion-Like particles (ALPs) and dark photons (43).

Dark photons are proposed to be the gauge bosons of a dark sector under the group $U(1)$ (97). They are considered to be massive and predominantly interact with photons from the standard model. A kinetic mixing/coupling with the standard model (SM) photon is possible, leading to photon-dark photon conversions either under the presence of magnetic fields or in the vacuum. Because of the small interactions between dark photons and other SM particles, it is possible for dark photons to travel cosmological distances.

ALPs are pseudo-scalar bosons that generalize the concept of Quantum Chromodynamics (QCD) Axions and arise from models Beyond the Standard Model (BSM). Their production happened in the early inflationary Universe. Both of them, Axions and ALPs, are excellent candidates to be the dark matter of the Universe (1; 65; 157). Since they are cold dark matter (CDM), they agree with Λ CDM (190).

Currently, DM and gamma-ray bursts have been linked only by a few authors. The observations of photons with energy of tens to hundreds of GeV are explained as a possible signature of DM; even though, Inverse Compton scattering is considered to be the most plausible mechanism. However, the combination of VHE emissions and a moderate redshift in GRB 221009A cannot be easily explained by just Inverse Compton scattering, and more complex scenarios are needed. Among different possibilities, we summarize three scenarios of DM production in GRBs that could fit some of the features observed in GRB 221009A. How these DM particles

are released, created, or accelerated is out of the scope of this paper. However, we explore the consequences of a initial beam of light DM produced in the GRB, and could motivate new investigations of production mechanisms of light DM particles in GRBs, as the one described in (130).

Scenario one: Several studies (75; 163) proposed the production of light DM candidates during the core collapse of a massive star, leading to the production of a burst of DM that may escape from the surface of the star. We review the case for ALPs, but the same conclusions are valid for dark photons. For ALPs, different mechanisms contribute to the total production rate such as the Primakoff process, Bremsstrahlung, electron-positron fusion, and photon coalescence. The dominant contributions to the production rate depend on the mass of the ALP, see (75). However, due to screening effects and the kinematic mass of the photon, the maximum energy estimated for the ALPs produced during the core collapse is lower than 1 GeV. This means that the probability to generate ALPs with energies $E > \text{TeV}$ is very low. There are searches for ALPs under these hypotheses by using data from the Gamma-Ray Spectrometer (47) and Fermi-LAT Observatory (59; 147) within energies below 300 MeV. If GRB 221009A is likely the result of the core collapse of a massive star, ((50), (23) further studies are needed to extend the production of ALPs or any other dark-matter particle to energies of at least to tens of TeV. A BdHNI typical binary-driven hypernova type I, carbon-oxygen core with a companion neutron star (17) is also proposed as the progenitor of GRB 221009A. If this is the case, production of ALPs is still possible in the neutron star, see for example (95). The neutron star survives some time after the burst allowing the production of ALPs (147).

A second possible scenario to create light DM is the fusion of pairs of electron-positron ($e^+ e^-$ fusion) to light DM, (75). This process should be able to occur with particles produced after the burst flash, and even during the afterglow. The maximum energy of the ALPs produced in this case must be at least the observed photon energy of 18 TeV (or even the 251 TeV photon).

Finally, the third scenario implies that the DM in the Universe could be multi-component, including a heavy component (for example, a WIMP with masses above 100 TeV) plus a light DM component (either an ALP or dark photon candidate). Scenarios with multi-component dark matter have been explored in colliders and direct and indirect DM searches, for example, Batell et al. (37); Feldman et al. (73); Zurek (203). In this case, during the core collapse of the progenitor (GRB 221009A), the WIMP annihilation could be enhanced by particle capture from the star (38) and produce photons with a continuous spectrum at energies near the mass of the candidate. This emission should be isotropic, and the photons produced during the WIMP annihilations are converted to ALPs and converted back to photons after entering the Milky Way to reach observatories on Earth. A variation of this situation is that the DM candidate annihilates directly to dark photons (156) that oscillate to standard model photons, which could be detected on the Earth.

In this paper, we explore these scenarios to explain the high energy emission detected in GRB 221009A. First, in Section 5.2, we discussed the values of the microphysical parameters to

Parameter	Value	Reference
E_{iso}	2×10^{54} erg	(186)
d_z	2.2317×10^{27} cm	
p	-2.4	(108)
EBL model	Gilmore	(91)
B_{MW}	$\sim 3\mu\text{G}$	(102)
$B_{HostGal}$	$\sim 3\mu\text{G}$	assumed as MW
B_{jet}	10^6G	(123)
d_{jet}	10^{10}cm	(123)
$d_{HostGal}$ host	30 kpc	assumed as MW
d_{MW}	< 30kpc	less than MW diameter
α_{DM}	1.8 & 2.5	assumed
Energy carried by DM	1 – 10 %	assumed

Tabla 5.1: Parameters considered in our calculations.

obtain electron energies below the Klein-Nishina limit so that the Synchrotron Self-Compton (SSC) emission can take place. We assume, as for all long bursts, that the density of the surrounding medium, η , is larger than 1 cm^{-3} . In Section 5.3, we explore an alternative scenario in which there is a release of dark matter by the burst. We estimate the minimum survival probability for a photon to come from a DM oscillation and reach Earth. Then, we explore the candidate's region of ALPs and dark photons as the DM particles generated in the burst. Finally, we summarize our conclusions and give final remarks.

5.2. Leptonic Inverse Compton Scattering

Within the leptonic emission models, SSC is the preferred mechanism either in the reverse (81; 88; 105; 125; 131) or forward external shocks (145; 170). The duration of the emission generated in the reverse shock is expected to be shorter (as flashes) and at energies lower than the emission released in the forward shocks. The two main episodes of GRB 221009A appeared during the first ~ 600 s of the bursts. Although LHAASO does not report the detection time of the 18-TeV photon or whether it is unique or one of many 10 TeV-photons, the duration of the observation is given as ~ 2000 s. Thus, we will assume for the purposes of this analysis, that the VHE emission lasted as long as the LHAASO observation duration which is much longer than the prompt duration of 327 s (without considering the long tail as reported by (109)). Then, here we will analyze the case of SSC in forward shocks to explain the TeV-photons of GRB 221009A.

The SSC process occurs when the same electron population that radiates synchrotron photons up-scatters them to higher energies as $E_{\gamma,j}^{\text{SSC}} \sim \gamma_j^2 E_{\gamma,j}^{\text{syn}}$, where the notation $j = m, c$ represents the minimum and cooling frequencies. The maximum flux that the SSC process can reach $F_{\text{max}}^{\text{SSC}} \sim k\tau F_{\text{max}}^{\text{syn}}$ depends on the maximum synchrotron flux and the optical depth. The spectral breaks and the maximum flux for SSC emission in the afterglow can be expressed as (169)

$$\begin{aligned}
E_{\gamma,m}^{\text{SSC}} &\simeq 0.6 \text{ GeV} \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5}{4}} \left(\frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^4 \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}} n^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9}{4}}, \\
E_{\gamma,c}^{\text{SSC}} &\simeq 3.9 \text{ MeV} \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{-\frac{3}{4}} (1+Y)^{-4} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{-\frac{7}{2}} n^{-\frac{9}{4}} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{-\frac{5}{4}} \left(\frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{1}{4}}, \\
F_{\text{max}}^{\text{SSC}} &\simeq 7.9 \times 10^{-3} \text{ mJy} \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}} n^{\frac{5}{4}} \left(\frac{d_z}{10^{28}} \right)^{-2} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{5}{4}} \left(\frac{t}{10^3} \right)^{\frac{1}{4}}, \tag{5.1}
\end{aligned}$$

where $Y = \frac{[-1 + \sqrt{(1+4\eta)\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}}]}{2}$ is the Compton parameter (for slow cooling $\eta = (\frac{\gamma_e}{\gamma_m})^{2-p}$ and for fast cooling $\eta = 1$), $z = 0.151$ is the redshift, E_k is the equivalent kinetic energy, d_z is the luminosity distance calculated by considering the cosmological parameters presented in (39), $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ is the density of the surrounding medium, ϵ_e and ϵ_B are the microphysical parameters related to the total energy given to accelerate electrons and to amplify the magnetic field, respectively, with the constraint of $\epsilon_e + \epsilon_B < 1$ (169). We adopt the convention $Q_x = \frac{Q}{10^x}$ in cgs units. The SSC light curve ($\times 10^{-9}$ mJy) in the fast-cooling regime is

$$F_{\nu}^{\text{SSC}} = \begin{cases} 260 \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{3}{8}} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{-\frac{5}{4}} n^{\frac{1}{8}} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{5}{8}} \times \\ \times \left(\frac{d_z}{10^{28}} \right)^{-2} \left(\frac{t}{10^3} \right)^{\frac{1}{8}} \left(\frac{E_{\gamma}}{10^{13}} \right)^{-\frac{1}{2}}, & E_{\gamma,m}^{\text{SSC}} < E < E_{\gamma,c}^{\text{SSC}}, \\ 2.0 \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5p-2}{8}} (1+Y)^{-2} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{p-6}{8}} \times \\ \times \left(\frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^{2p-2} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3p+2}{8}} \left(\frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9p-10}{8}} \left(\frac{E_{\gamma}}{10^{13}} \right)^{-\frac{p}{2}}, & E_{\gamma,c}^{\text{SSC}} < E, \end{cases} \tag{5.2}$$

and the slow-cooling regime is given by

$$F_{\nu}^{\text{SSC}} = \begin{cases} 8600 \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5p+1}{8}} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{p+1}{4}} \left(\frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^{2(p-1)} n^{\frac{11-p}{8}} \times \\ \times \left(\frac{d_z}{10^{28}} \right)^{-2} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3p+7}{8}} \left(\frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9p-11}{8}} \left(\frac{E_{\gamma}}{10^{13}} \right)^{-\frac{p-1}{2}}, & E_{\gamma,m}^{\text{SSC}} < E < E_{\gamma,c}^{\text{SSC}}, \\ 2.0 \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5p-2}{8}} (1+Y)^{-2} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{p-6}{8}} \left(\frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^{2p-2} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3p+2}{8}} \times \\ \times \left(\frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9p-10}{8}} \left(\frac{E_{\gamma}}{10^{13}} \right)^{-\frac{p}{2}}, & E_{\gamma,c}^{\text{SSC}} < E, \end{cases} \tag{5.3}$$

where $E_{\gamma} = 10 \text{ TeV}$ and $t = 10^3 \text{ s}$ correspond to the energy band and timescale of this process. A direct effect on the SSC spectrum due to the Klein Nishina regime is the suppression of up-scattered synchrotron photons. Considering the evolution of the bulk Lorentz factor $\Gamma \propto t^{-\frac{3}{8}}$ and cooling electron Lorentz factor $\gamma_c \propto t^{-\frac{1}{2}}$ (170), the break energy in the KN regime $E_{\gamma,c}^{\text{KN}} = \gamma_c \Gamma mc^2$ (193) is given by

$$E_{\gamma,c}^{\text{KN}} \simeq 67.2 \text{ GeV} \left(\frac{1+z}{2.15} \right)^{-\frac{3}{4}} (1+Y)^{-1} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{-1} n^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{E_k}{10^{54}} \right)^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{1}{4}}, \tag{5.4}$$

Clearly, the observation of 18 and 251 TeV-photons requires even higher values for $E_{\gamma,c}^{\text{KN}}$ to

avoid a large photon suppression. Figure 5.1 shows the allowed values of ϵ_B assuming $n > 1 \text{ cm}^{-3}$ (typical value for long bursts; 175), a kinetic energy efficiency of 20 % (108) and values for the Klein Nishina break energy above 18 TeV at $t = 2000 \text{ s}$ and 251 TeV at $t = 5000 \text{ s}$ (See Table 5.1 for other GRB parameters considered). The choice of t assures that the TeV-photons could have been observed at any time within the observational period. As shown, the required values of ϵ_B are less than $10^{-6.5}$ or $10^{-7.0}$ depending on the energy of the TeV-photon observed and the observational duration. However, many studies have described multiwavelength afterglow observations using values of ϵ_B between 10^{-5} to 10^{-1} (144; 146; 168; 195; 198). If the TeV-photons come in the first 10 seconds of the burst, these upper limit values are relaxed slightly, but not enough, to values of -5.5 and -6.6 for 18 and 251 TeV Klein Nishina break energies, respectively.

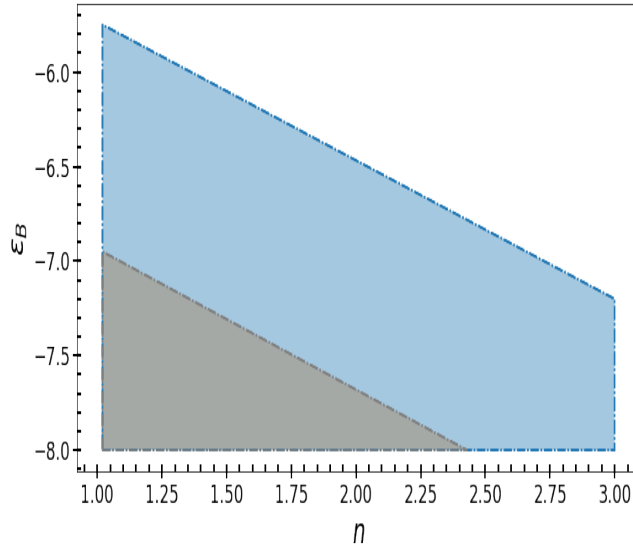


Figura 5.1: ϵ_B as a function of the density of the surrounding medium. The blue zone corresponds to an $h\nu_{\gamma, \mathbf{c}}^{\text{KN}} > 18 \text{ TeV}$ and $t = 2000 \text{ s}$ while the superimposed grey zone corresponds to $E_{\gamma, \mathbf{c}}^{\text{KN}} > 251 \text{ TeV}$ and $t = 5000 \text{ s}$.

Considering the dependence on time of the SSC lightcurve (Equations 5.2 and 5.3), the maximum flux will happen in the first seconds of the burst. Then, we estimate the flux at the observation times of 1, and 5000 seconds, requiring $E_{\gamma, \mathbf{c}}^{\text{KN}}$ greater than 250 TeV (for $t=0-5000 \text{ s}$), an $n = 1.2 \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon_B = 10^{-7.5}$ and $\epsilon_e = 10^{-6}$. The resulting flux at the energy of 18 TeV decreases from $8 \times 10^{-20} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at $t=1 \text{ s}$ to $2.1 \times 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at $t=5000 \text{ s}$. This flux is already too small to reach the Earth and to be detected by LHAASO even if EBL does not attenuate it. Note that the energy uncertainty of LHAASO allows the energy of the photon to be up to 25.2 TeV where the EBL attenuation is much larger, $\sim \exp(-25.6)$.

In summary, SSC mechanism in external forward shocks can produce TeV-photons only when extreme and unlikely values of the microphysical parameters are considered in order to avoid

a rapid decrement of the cross-section (and the SSC emission) when approaching the Klein-Nishina regime. Furthermore, even if SSC were the case, the energy flux would be too small to explain the observations of TeV photons as we will discuss in Section 5.3.1. Then, in the next section, we consider the circumstances under which the emission of DM could be responsible for TeV-photons.

5.3. Dark Matter Scenario

As discussed in the introduction, the production of DM in GRBs has been studied for energies of a few GeVs. There is still a lot of work to be done before these or similar theories explain the observation of TeV photons in GRBs by the creation of DM at the progenitor stage. Furthermore, the identification of release mechanisms will be an even harder task. Nevertheless, if TeV-photons are observed to be associated with long GRBs at redshifts beyond 0.1, new descriptions using DM are the obvious candidates to avoid the EBL. In this section, we estimate the minimum survival probability, P_γ , for the DM scenarios to explain the observations of GRB 221009A, in particular the one from LHAASO and discuss possible scenarios for ALPs and dark photons candidates. In this framework, the survival probability carries information about conversion of DM to photons, the EBL attenuation, and the loss of photons by reconvertng to DM.

5.3.1. TeV-Photon Detection

The number of γ -ray photons observed, N_γ , by LHAASO or CARPET-2 in an energy range depends on their effective area $A(E_\gamma)$ (taken from Ma et al. (117) for LHAASO and Dzhappuev et al. (69) for CARPET-2), the time of the observation between t_{\min} and t_{\max} , and the photon flux reaching the detector.

$$N_\gamma = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} A(E_\gamma) \Phi_\gamma(E_\gamma, t) dE_\gamma dt. \quad (5.5)$$

As mentioned before, the survival probability encapsulates the DM oscillation (which depends on the energy of the DM candidate) as well as the EBL attenuation and any other effect due to the magnetic fields present in the jet and the host galaxy (which depend on the photon energy). The DM candidates considered here have a mass $m_{DM} \ll \text{TeV}$, then the energy of the DM candidate can be taken equal to the photon energy, and the survival probability can be given only in terms of the photon energy. Then, the time independent photon flux can be given as,

$$\Phi_\gamma(E) = \Phi_{DM}(E) P_\gamma(E_\gamma) = N_0 \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma) \quad (5.6)$$

where α is the spectral index of the DM, and N_0 is the normalization factor of the DM flux. Then, Equation 5.5 is rewritten as,

$$N_\gamma = \Delta t N_0 \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} A(E_\gamma) \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (5.7)$$

and the N_0 can be calculated considering the total energy carried by DM, $E_{\text{DM,T}}$. We assume a fraction of the isotropic energy to be released by the DM candidates with efficiency similar to or lower than the fraction released as kinetic energy of electrons in the SSC framework. Values as large as 30 % can be found in literature (164). However, to avoid problems with the, well known, dynamics of the fireball, we have taken two conservative values of 1 % and 10 %.

$$E_{\text{DM,T}} = [1 - 10 \%] E_{\text{iso}} = \frac{4\pi d_z^2}{1+z} N_0 \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha+1} dE_\gamma, \quad (5.8)$$

where d_z is the luminosity distance of the GRB. Then, we calculate, with Equations 5.8 and 5.5, N_0 , and $P_\gamma(E)$, required to describe the observed TeV-photons. In order to simplify the calculation we assume that the survival probability follows a flat distribution in the energy range of interest. Then, α can be taken as the photon spectral index. This allows to constrain the minimum value for $P_\gamma(E)$ that can explain the 18 TeV photon measured by LHAASO-KM2A and/or the 251 TeV photon. We take the index of 1.8, reported by Fermi-LAT in a refined analysis of GRB 221009A between 100 MeV - 1 GeV (152). Nevertheless, we give the normalization and the survival probability for a spectral index of 2.5 to show the impact of a different assumption. We show our results in Table 5.2.

E_{iso} fraction	Normalization at 1 TeV [TeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹]	LHAASO 18 TeV Photon Probability	CARPET-2 251 TeV Photon Probability
$\alpha_{\text{DM}} = 1.8$			
0.01	1.72×10^{-8}	6×10^{-5}	> 1
0.1	1.72×10^{-7}	6×10^{-6}	0.71
$\alpha_{\text{DM}} = 2.5$			
0.01	3.66×10^{-8}	20×10^{-5}	> 1
0.1	3.66×10^{-7}	20×10^{-6}	0.48

Tabla 5.2: Flux normalization at 1 TeV, N_0 , of the photon flux and the survival probability, $P_\gamma(E)$, calculated assuming a fraction of the isotropic energy given to DM to observe at least one photon by LHAASO-KM2A, between energies of 10 – 25 TeV, and one photon by CARPET-2, between energies of 0.1 – 10 PeV.

The survival probability is low but definitely larger than the attenuation factor by EBL. The photons generated at the GRB are attenuated by the EBL in their journey from the burst to

the Earth and this correction is always applied to the photon flux reported by instruments. Moreover, in the case of GRB 221009A the energy of the observed photons, of tens and hundred TeVs, pushes the system to the Klein Nishina regime making it enormously hard to obtain the photon energies and fluxes required to describe the observation. However, if the energy is released as DM, a small fraction, lower than 30 %, will oscillate into photons before reaching our galaxy. These photons will be subject to EBL attenuation. But, the remaining DM particles will oscillate into photons until reaching the MW resulting in a photon flux in general agreement with the timing and position of the burst. The obtained minimum survival probability of 10^{-6} (10^{-5}) for a fraction of the E_{iso} energy of 10 % (1 %), a similar fraction released as kinetic energy of electrons, favors the DM scenario over the SSC in the case of the 18 TeV photon. It is a reasonable value and competitive with respect to the EBL attenuation within the energy range of the photon when considering the LHASSO's energy uncertainty, this is an energy between 10.5 and 25.2 TeV. However, for the 251 TeV photon, the minimum survival probability obtained is close to or even higher than 1 pushing the DM scenario to the exclusion region in the case of ALPs and to dark photon masses below $\sim 2 \times 10^{-6} \mu\text{eV}$ as shown in the following subsection. Thus, the most probable scenario for the 251 TeV-photon is the correlation to close PeV-sources as pointed out by Fraija et al. (80).

5.3.2. Axion-Like Particles

Under the effect of magnetic fields, ALPs and photons oscillate into each other. Thus, an ALP from a burst with the kinetic energy of TeVs could oscillate into a TeV-photon at any point of its journey to the Earth, in particular, while entering the Milky Way (128). Given the lagrangian of ALPs by (161):

$$\mathcal{L}_{ALP} = \frac{1}{2}(\partial_\mu a \partial^\mu a - m_a^2 a^2) + \frac{1}{4f_a} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (5.9)$$

where a is the ALP field, m_a the ALP mass and $F_{\mu\nu}$ the Faraday Tensor and $\tilde{F}^{\mu\nu}$ its dual. The coupling between ALPs and electromagnetism is given by:

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = \frac{1}{4f_a} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = a g_{a\gamma} \vec{E} \cdot \vec{B}, \quad (5.10)$$

where $g_{a\gamma}$ is the coupling constant and \vec{E} , \vec{B} are the electric and magnetic fields respectively (161).

The ALP-Photon system traveling along the line of sight is given by the propagation equation (60). As mentioned earlier, we do not assume a starting population of photons because the preferred mechanism, SSC, can not generate them efficiently. Furthermore, to compensate for the EBL attenuation, the photon flux should increase at least as the EBL attenuation as we require higher energies. Photons could oscillate into DM to avoid EBL but this would also

increase the photon flux to compensate for those lost photons that do not oscillate in the host galaxy or in the GRB jet. Then, we consider an initial beam made of just DM given by the density matrix, $\rho = \Phi\Phi^\dagger$, at $t = 0$ as $\rho(0) = \text{diag}(0, 0, 1)$. Then, the survival probability of a photon, P_γ , resulting from an ALP oscillation, to be observed on Earth can be obtained from the density matrix and mixing matrix \mathcal{M} that includes all physical parameters such as those for the medium, the magnetic field, electron density, and propagation distance. The evolution equation for the density matrix is given by,

$$i\frac{\partial\rho}{\partial l} = [\rho, \mathcal{M}], \quad (5.11)$$

where l is the propagation distance for a given medium. The survival probability is then,

$$P_\gamma = \rho_{1,1}(l) + \rho_{2,2}(l), \quad (5.12)$$

with $\rho_{1,1}$, $\rho_{2,2}$ represent the first and second diagonal elements of the density matrix (44).

In order to find the survival probability, P_γ , we use the open code GAMMAALP (127) which allows various astrophysical environments. We take into account the magnetic fields of the host galaxy, the Milky Way, and the jet of the burst. Clearly, the host galaxy and the jet will trigger the conversion of the released DM into photons too far away from our observational instrument so that the converted photon will be absorbed by the EBL. The probability of converting DM to photons outside of the MW is not negligible. We take it into account as well as the EBL attenuation of such photon. The values of the magnetic fields considered, see Table 5.1, are conservative since they have not been reported yet. The host galaxy is assumed to be similar in size and magnetic field to the Milky Way.

Assuming that the initial ALP beam originates at the core collapse of GRB 221009A, we consider two scenarios. The first one considers the magnetic field of the burst jet, the host galaxy's magnetic field, and lastly the Milky Way's magnetic field. In the second scenario, the jet's magnetic field is not taken into consideration. For the regular component of the Milky Way's magnetic field, we consider the Jansson model. We assumed nominal values of the magnetic field of the jet of $B_T = 10^6 G$, $n_e = 10^8 \text{cm}^{-3}$, and $l = 10^{10} \text{cm}$ (123). GAMMAALP calculates the traveling distance in the Milky Way of a particle given its direction.

Different ALPs candidates, identified through the m and $g_{a\gamma}$ parameters are considered. Figure 5.2 shows P_γ for a $m = 10^{-8} \text{eV}$, $g_{a\gamma} = 10^{-10} \text{GeV}^{-1}$; $m = 10^{-7} \text{eV}$, $g_{a\gamma} = \times 10^{-11} \text{GeV}^{-1}$; and $m = 9 \times 10^{-7} \text{eV}$, $g_{a\gamma} = 5 \times 10^{-12} \text{GeV}^{-1}$. Interesting candidates are those for which P_γ is larger than the EBL attenuation at a given energy. For instance, the EBL attenuation factor is 0.18, 1.6×10^{-7} , and 4×10^{-77} for photon energies of 500 GeV, 18 TeV, and 250 TeV, respectively. Thus, we only show those candidates with survival probabilities larger than the minimum value to describe LHAASO observations obtained in subsection 5.3.1. As observed, depending on the candidate, we could have photon contributions at different energy ranges. For instance, the

candidate shown as a blue solid line will contribute with photons at the three energies of 0.5, 18, and 251 TeV. This could explain also the extremely bright observation by LHAASO at 500 GeV while the other two candidates will not. However, in this case, the first candidate is in the excluded region by the collaborations of FERMI, H.E.S.S., and CAST (the region above the dashed line of Figure 5.3) (18; 25; 197). More studies must be carried out to show if there exists a candidate with this behavior in the region not excluded. Candidates like the one shown in the dotted blue line are of special interest to explain the 251 TeV-photon since the survival probability increases with the photon energy. For the third candidate shown as a dashed blue line, there is an energy range between 18 and 251 TeV where observations of photons will be more difficult as the survival probability decreases. As observed, the magnetic field of the GRB jet lowers the survival probability but at the energies of interest, it has almost no effect.

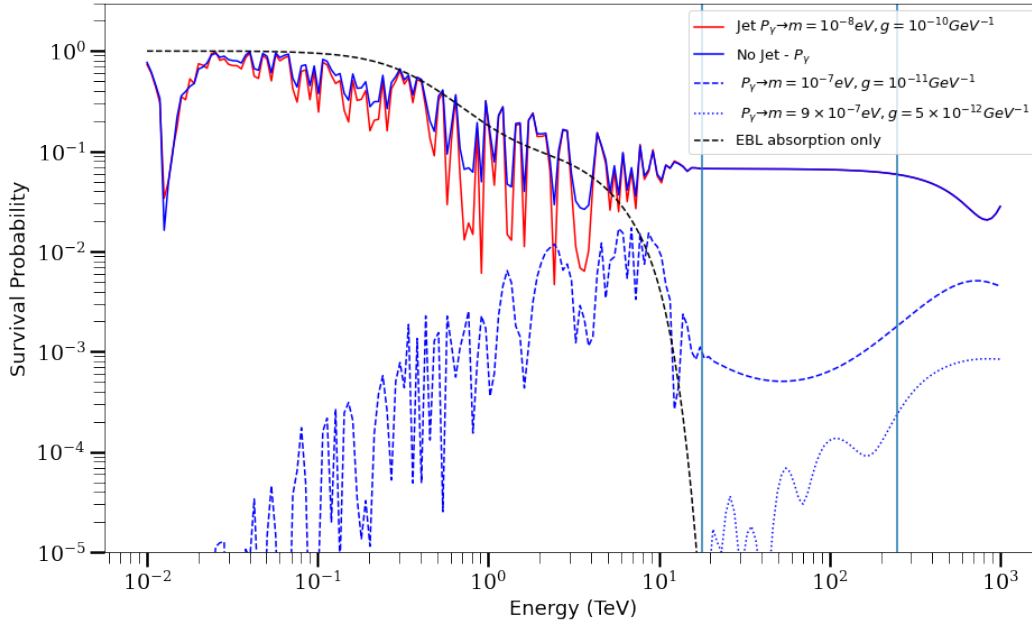


Figura 5.2: Survival probability of a photon as a function of its energy from an initial beam of ALP candidates defined by m and g . The red line considers the magnetic field of the GRB jet while blue lines do not. The vertical lines mark the energies of 18 TeV and 251 TeV as reference.

We calculate the survival probability for a mesh of values for m_a and $g_{a\gamma}$ for photons with energies of 18 and 251 TeV. Figure 5.3 shows those candidates with a survival probability above 6×10^{-6} for an 18 TeV photon. This value is the lowest of the estimated ones in Section 5.3.1 and corresponds to a total energy carried by the ALPs of 10% of E_{iso} and a spectral index of 1.8. The plot for the region of a 251 TeV photon is omitted as it is contained within the 18 TeV photon region. The candidates above the dashed line are already excluded by Fermi or H.E.S.S. As observed, there exists a vast number of not excluded candidates that could explain the observation of 18 or 251 TeV photons. Note that this region has a strong energy dependency.

Those candidates closer to the excluded region with lower masses would be more likely to explain both observations simultaneously.

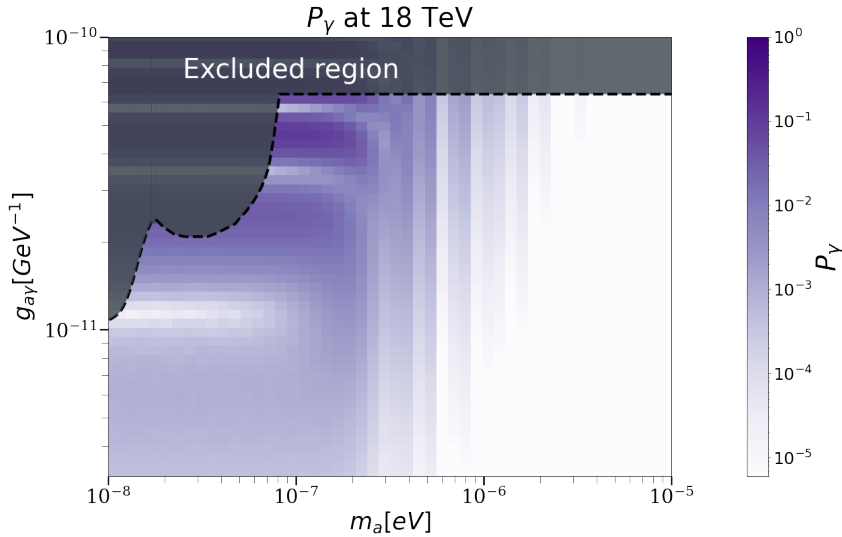


Figura 5.3: Survival probability of an 18 TeV-photon from an initial beam of ALPs represented in a mesh of m_a and $g_{a\gamma}$. The black dotted line represents the limits of the exclusion regions that have been placed by Fermi (197), H.E.S.S. (18), and CAST (25). The exclusion regions are located above the dotted line (gray shaded region). It can be seen that there are still candidates that could explain the detection of TeV-photons.

5.3.3. Dark photons

Several conversion probabilities between photons and dark photons have previously been calculated in the literature. These expressions depend on the experimental setup envisioned to constrain the parameters of the dark photons, see for example (15; 30; 138; 187; 200), and (162) for a general expression of interactions between photons and light particles and their effects. On top of that, in previous years, proposals to use astrophysical sources to observe a possible effect of the oscillation of photons to dark photons were suggested. For example in (138), it is proposed to observe if photons from a star can reach Earth when the star is eclipsed by the moon. Here, we use the method presented in (200) to obtain allowed values of the mixing angle χ and the mass of the dark photon $m_{\gamma'}$ to explain the TeV-photons observed from GRB 221009A. We assume the optical properties of the medium traversed by the photon are such that the refractive index is 1^3 , and that the absorption coefficient can be neglected for photons with energies above 100 GeV. Under these assumptions, the expression for the conversion probability is given by (15; 200):

³the refractive index is computed from the plasma frequency ν_p , related to the electron density n_e in the medium, as $\sqrt{1 - \nu_p^2/\nu_\gamma}$. For $n_e \sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$, and TeV-photons ($\nu_\gamma \gg \nu_p$) the refractive index is 1.

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} = 4\chi^2 \sin^2 \left(\frac{m_{\gamma'} L}{4E_\gamma} \right) \quad (5.13)$$

where L is the distance traveled by the photon and E_γ is the photon energy. This expression corresponds to the case where the external magnetic field is zero which is not our case since we have to consider the magnetic field of the host galaxy, the Milky Way, and the GRB jet. Fortin & Sinha (77) gives an expression of the conversion probability when the external magnetic field is not zero but valid only for photons with energies of $E_\gamma \sim \text{MeV}$. Thus, we take Equation 5.13 as a first approximation. The oscillation length is given by,

$$L_{\text{osc}} = 2.56 \times 10^{-2} \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{m_{\gamma'}}{1 \mu\text{eV}} \right)^{-2} \text{ pc}. \quad (5.14)$$

For energies $\sim 10 \text{ TeV}$, the oscillation length is smaller than the EBL attenuation length estimated between 2.4 and 3.4 Mpc (133; 173). Additionally, we consider the EBL attenuation of the TeV-photons for the effective distance traveled by the photon. The final expression for the survival probability is given by,

$$P_\gamma = (1 - P_{\gamma \rightarrow \gamma'}) \times \exp \left(-\tau(E_\gamma, z) \frac{D_L}{2L_{\text{osc}}} \right) \quad (5.15)$$

where $\tau(E_\gamma, z)$ is the optical depth as a function of the photon energy E_γ , and the redshift z . The luminous distance D_L is given in Table 5.1, and the oscillation length L_{osc} is given by equation 5.14. We use the public code `eb1-table` (126) to estimate the EBL attenuation. We calculate the survival probability for dark photon masses, $m_{\gamma'}$, in the range from 10^{-6} to $10^{-4} \mu\text{eV}$, and the mixing angle χ with values between 10^{-6} and 10^{-4} . Figure 5.4 shows the parameter space of $m_{\gamma'}$ and χ when $P_\gamma > 6 \times 10^{-6}$. Similarly to Section 5.3.2, this value is the lowest of the estimated ones in Section 5.3.1 and corresponds to a total energy carried by the ALPs of 10% of E_{iso} and a spectral index of 1.8. In this case, the survival probability is independent of the observed photon energy. We observe that dark photons with masses smaller than $\sim 3 \times 10^{-5} \mu\text{eV}$ can explain the TeV-photons observed by LHAASO-KM2A. We also find that the survival probability P_γ does not depend on the value of the mixing angle χ . The permitted region for dark photons to be considered as DM capable to explain the observations from LHAASO and CARPET 2 are where the survival probability is required to be larger than 6×10^{-6} and outside of the excluded region. A strong difference with the ALP scenario is that dark photons will either explain simultaneously both 18 and 251 TeV-photons or neither of them.

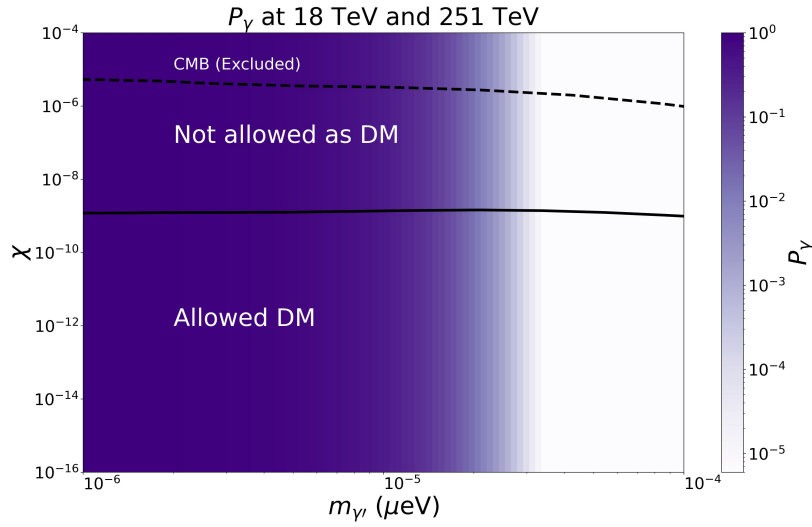


Figura 5.4: Survival probability of photons with energies of 18 TeV or 251 TeV for dark photons with masses $m_{\gamma'}$ and mixing angle χ . The region below the solid line shows the region where dark photons are a viable CDM candidate (Allowed DM). The region above the dashed line is excluded by using observations from the CMB (CMB excluded). The region between the solid and dashed lines is excluded as dark photons can not explain DM. The data for the allowed and excluded regions are taken from (30).

5.3.4. Previous GRB observations at energies > 100 GeV

GRB observations have been one of the major challenges for the current VHE γ -ray astronomy observatories. In particular, imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACTs) have implemented observational programs to search for VHE emissions from GRBs. Most results have provided upper limits to the photon flux and constraints to the models. However, MAGIC and H.E.S.S. are the only two IACTs that have detected GRBs at energies above 100 GeV (2; 11; 94; 119). Table 5.3 summarises some relevant information about these observations. A common characteristic along these VHE GRBs is to be classified as long GRBs ($T_{90} \geq 30$ s), except for GRB190829A that, when analyzing its energy flux and luminosity light curve, shows a rather different behavior (135). It is worth recalling that this sample contains only four bursts of several thousand observed bursts, so it may not be representative and no significant conclusions should arise from it. Nevertheless, we can explore if DM can also explain the observations at energies of hundreds of GeV.

We have carried out the same procedure as in Section 5.3.1 to obtain the probability of DM particles to survive as a photon according to the reported fluxes in Table 5.3 after attenuation by the EBL. Again, we consider a load energy of 1 and 10% of E_{iso} corresponding to each burst as well as other parameters as the redshift given also in Table 5.3. Table 5.4 shows the calculated survival probabilities. They are remarkably similar to each other considering

Instrument	GRB	Energy Range	GRB detections at VHE				
			Normalization [$\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Pivot Energy [TeV]	Spectral Index	Redshift	E_{iso} [erg]
H.E.S.S.	180720B	100 – 440 GeV	7.52×10^{-10}	0.154	1.6 ± 1.2	0.654	6.0×10^{53}
MAGIC	190114C	300 GeV – 1 TeV	1.74×10^{-7}	0.386	$2.16^{+0.29}_{-0.31}$	0.4245	2.5×10^{53}
H.E.S.S.	190829A	200 GeV – 4 TeV	–	–	–	0.0785	$\sim 2 \times 10^{50}$
MAGIC	201216C	50 – 200 GeV	–	–	–	1.1	4.71×10^{53}

Tabla 5.3: Previous observation of GRBs at energies above 100 GeV performed by IACTs

the flux differences for the same energy fraction. As observed, larger values of the survival probability than those required for TeV-photons are also calculated. For the case of ALPs, we show in Figure 5.5 the candidate space for survival probabilities higher than 10^{-3} . It is observed that there are still candidates out of the exclusion region but with low values of the coupling constant and the lowest masses. In the case of dark photons, the candidate region is slightly pushed to lower masses as seen in Figure 5.4. Interestingly, these results propose DM as an alternative scenario to describe the observations of photons with energies of hundreds of GeV.

GRB name	E_{iso}	P_γ	Instrument
190114C	$0.01 E_{iso}$	5.1×10^{-2}	MAGIC
180720B	$0.01 E_{iso}$	1.1×10^{-2}	H.E.S.S.
190114C	$0.1 E_{iso}$	5.1×10^{-3}	MAGIC
180720B	$0.1 E_{iso}$	1.1×10^{-3}	H.E.S.S.

Tabla 5.4: Calculated survival probability for photons with energies above 100 GeV for a given assumed fraction of E_{iso} taken by DM particles.

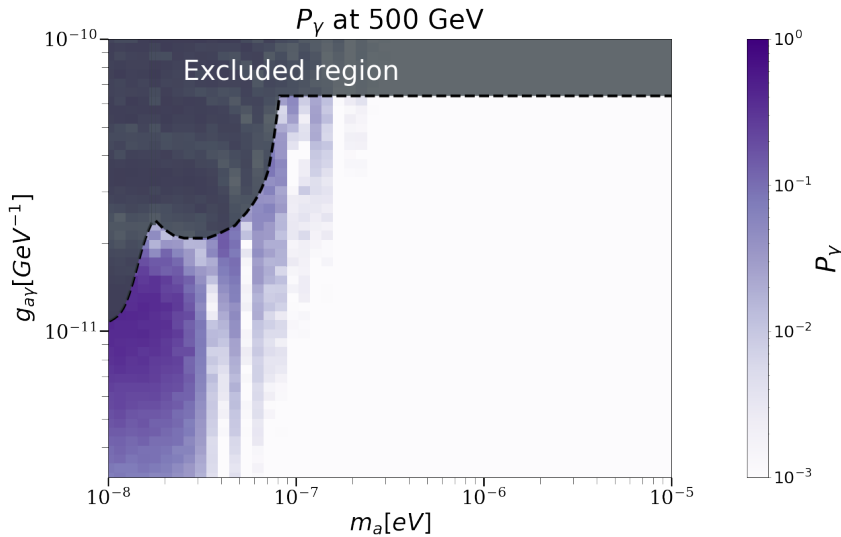


Figura 5.5: Same as Figure 5.3 but for photons with energy of 500 GeV.

5.4. Discussion and Conclusions

We have investigated three scenarios. First, we take the most plausible mechanism within the fireball scenario, the SSC emission in the external forward-shock model, based on the long duration of the VHE gamma-ray emission and the 18-TeV photon observed. We found that to avoid the Klein-Nishina regime, very small and unlikely values of the microphysical parameters are required, and even before considering the EBL attenuation; the resulting flux is too small to reproduce the observation of at least one photon with an energy of 18 TeV. Ren et al. (164) modeled the multiwavelength afterglow observations of GRB 221009A in a stellar-wind-dominated environment considering the Klein Nishina effect and find its emission in the energy range of 0.1 to 10 TeV to be very bright, peaking at 300 GeV. Even though the calculated flux at 1 TeV in the first thousand seconds, $\sim 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, is below the HAWC upper limit, final calculations need to be performed to assure that the LHAASO observations can be reproduced since the corresponding EBL attenuation is $\sim 10^{-7}$ at energies of 18 TeV. The forthcoming LHAASO light curve and spectra for GRB 221009A may provide conclusive information about whether or not SSC is the appropriate mechanism, although with the Klein Nishina break energy below 1 TeV we consider it unlikely and impossible to explain the 251 TeV-photon. Therefore, it is not clear that a population of TeV-photons is truly released in this burst at least by SSC emission alone, leading us to explore other alternatives involving DM.

Then, we consider two DM scenarios that can be coupled with TeV-photons, ALPs, and dark photons. Several authors, such as Galanti et al. (84), Baktash et al. (33), and Troitsky (185) have considered a starting population of photons that are transformed into DM and in the MW is where they get reconverted to photons. As discussed before, we believe that the release of TeV-photons from GRB221009A is doubtful then instead, we start with a beam of light DM particles released by the burst. However, as we pointed out in Section 5.1, the production or acceleration mechanisms of light DM in the GRB are out of the scope of this paper. Nonetheless, we have pointed out theories that consider scenarios of DM production in GRBs, which still need to devise a mechanism to better explain the acceleration of DM particles up to TeV energies. Most of these theories identified the progenitor as the site with the required conditions to generate DM. We believe that the results of this work could open a new window to investigations about the production of light DM given the conditions created in the inner region of the GRBs. In particular the mechanism proposed in (130), the production of ALPs from first-order phase transitions is considered to explain the observation of VHE photons from GRB 221009A. Interestingly, the region of viable parameters within this mechanism includes the region of parameters that we find here to explain the 18 TeV photon. We assume that the DM release happens very close to the trigger time and lasts over 2×10^3 s. Nevertheless, this is not necessarily true and may contradict models where the progenitor produces the DM as it evolves (75; 163).

We find DM candidates outside the excluded regions which are capable of explaining the

observation of TeV photons in GRB 221009A. In the case of ALPs, candidates with lower masses and higher coupling coefficients could explain both, 18 and 251 TeV photons simultaneously; however, they are close to the excluded region. In the case of dark photons, an explanation of both photons comes naturally at least when the survival probability does not depend on the magnetic field. Under this hypothesis, the TeV-photons would acquire spectral properties from dark photons. But more detailed studies are needed to estimate the dependence of the survival probability with the magnetic field.

We have shown how the ALP's scenario could or could not contribute at different energy ranges. In particular, we have explored the parameter space to describe previous observations of GRBs at hundreds of GeV as well as the LHAASO observation of GRB 221009A. Again, this may come naturally if there exist light-dark photons with energies of hundreds of GeVs while in the case of ALPs the allowed region decreases dramatically towards the lowest masses and low coupling constants. The values found of the survival probability leave the door open to ALPs to explain hundred of GeV emission. Nevertheless, a detailed study considering different DM spectra, including spectral lines, is required. The confrontation of the results with the spectra observed beyond 10 TeV will definitely help to distinguish the mechanism necessary to produce such a high energy emission from very distant sources.

We have calculated survival probabilities for our two DM scenarios considering the burst's observable parameters. For those unknown quantities, we have used conservative values for long bursts. We have included the jet, host galaxy, and Milky Way environments. We have found a loss of $\sim 30\%$ of photons by conversion of ALPs before reaching the Milky Way. This is understood as a consequence of the small jet size and the low magnetic field of the host galaxy. The correction by considering the intergalactic magnetic field is neglectable. For dark photons, a detailed estimation of the dependency of the survival probability with the magnetic field must be carried out if they remain as candidates. However, we have shown that dark photons could also be possible candidates even though ALPs have generated a lot more studies. Our assumptions on the energy taken by DM from the burst are conservative and plausible when compared with the fraction of energy taken as kinetic energy of electrons responsible for the emission in other lower frequencies. Thus, the introduction of DM would not affect other elements of the burst evolution. If DM is present in GRBs, the information carried by the light curve will be crucial in order to disentangle possible theories to explain the production and release mechanisms of DM in GRBs, as well as the nature of the DM particle involved.

This work was supported by UNAM-PAPIIT project numbers IG101320 and IG101323.

6 | Conclusiones y consideraciones finales

La astronomía de UHE γ_{ray} 's brinda una ventana interesante para búsquedas indirectas de materia oscura ya que permiten explorar espacios de parámetros que difícilmente pueden ser alcanzados por experimentos en laboratorios terrestres. Este es el caso de WIMPs con masas a escalas de TeV o conversiones entre candidatos ligeros y UHE γ_{ray} 's que pueden ocurrir en eventos catastróficos como un GRB. En este sentido, observatorios con rangos de operación a escalas de TeV, como HAWC y LHAASO en operación o CTAO en un futuro, complementarán los resultados de búsquedas indirectas en otros rangos de energías, así como las búsquedas realizadas por otros métodos, en lo que hasta ahora ha sido encontrar señales que parecen eludir todos nuestros intentos por entender y comprender mejor la DM. Aun con la nula detección de estas señales inducidas por materia oscura en estudios realizados previamente, hemos logrado (como comunidad científica) restringir y aprender que no debería ser un candidato a materia oscura.

En este trabajo presento los resultados de búsquedas indirectas a escalas de TeV para tres objetos de interés diferentes, el cúmulo de Perseo (Capítulo 3), galaxias irregulares enanas (Capítulo 4) y el recientemente detectado GRB 221009A (Capítulo 5). He realizado los análisis usando datos (simulados u observados) de tres observatorios diferentes, CTAO, HAWC y LHAASO. Estos análisis exploran el espacio de parámetros de candidatos tipo WIMP y γ_{dark} 's por encontrar posibles señales de UHE γ_{ray} 's inducidas por aniquilación, decaimiento o conversiones con los candidatos a materia oscura mencionados anteriormente.

En el caso del cúmulo de Perseo, el objetivo es estimar cuál es la sensibilidad de CTAO a aniquilación y decaimiento de WIMPs y cuáles deberían ser los límites de exclusión a $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} en función de la masa de los candidatos. Los cálculos fueron realizados para observaciones con una duración total de 300 h tomando en cuenta las contribuciones de las galaxias IC 310 y NGC 1275, y la emisión inducida por CRs en el rango de energías de 50 GeV a 100 TeV. Las observaciones fueron simuladas usando el software `ctool1s` y la estimación de los parámetros de los diferentes modelos es realizada usando el método de Maximum Likelihood. En la primera parte del análisis, he observado que la presencia de NGC 1275 en el centro del cúmulo puede inducir a una falsa detección de una señal inducida por WIMPs, por lo que incluyo una máscara para cubrir la emisión de NGC 1275. Dado que no hay detección de una señal de UHE γ_{ray} 's inducida por WIMPs, he calculado los límites de exclusión a $\langle\sigma_{\text{WIMP}v}\rangle$ y τ_{WIMP} para candidatos con masas desde 50 GeV hasta 100 TeV. Los resultados

muestran que CTAO complementará búsquedas indirectas llevadas a cabo por experimentos como Fermi-LAT, MAGIC, H.E.S.S., entre otros. Una conclusión importante de este trabajo es que en ambientes complejos o con múltiples contribuciones a la emisión total de UHE γ_{ray} 's puede inducir una detección positiva de materia oscura. Este efecto puede deberse a múltiples factores, entre los más importantes se encuentran que una de las fuentes emisoras en la región domine por completo la emisión en la región de interés eclipsando el resto de contribuciones. Es por eso, que es necesario tener un buen entendimiento de la región del cielo a analizar, es decir, conocer todas las contribuciones a la emisión de UHE γ_{ray} 's y los modelos que describen cada emisión. Otra conclusión importante se deriva de la comparación entre las herramientas de análisis usadas en este análisis, `ctools` y `gammapy` (trabajo realizado por Judit Pérez Romero). Podemos observar que con ambas herramientas se obtienen resultados congruentes para configuración de observaciones donde no se incluyen todas las contribuciones al flujo. Para el caso en que se consideran todas las contribuciones a la emisión en la región de Perseo, así como la morfología espacial de la emisión inducida por WIMPs, se observa que ambas herramientas arrojan resultados consistentes entre sí solo para masas de candidatos $m_{\text{WIMP}} > 1 \text{ TeV}$ para canales de aniquilación/decaimiento a leptones τ .

El análisis llevado a cabo para galaxias dIrr considera datos colectados por HAWC para 31 galaxias en el campo de visión del observatorio. El modelo de emisión de UHE γ_{ray} 's en estas galaxias solo considera la contribución de aniquilación y decaimiento de WIMPs, pues la contribución debida a regiones de formación estelar en las galaxias de la muestra se estima a tener un valor muy por debajo de la sensibilidad de HAWC. Tanto para el análisis combinado (tomando en cuenta los datos de las 31 galaxias) como individual, no muestran un exceso significativo, por lo que los valores de prueba estadística derivados de Maximum Likelihood son convertidos en límites de exclusión de $\langle \sigma_{\text{WIMP}v} \rangle$ y τ_{WIMP} en función de la masa de candidatos desde 1 TeV hasta 100 TeV. De los resultados que obtengo para el análisis combinado se concluye que, a pesar de la mejora observada para candidatos con masas a escalas de decenas de TeV, es necesario considerar una mejor estrategia para realizar el análisis combinado de grandes poblaciones. Estas estrategias pueden incluir, pero no estar limitadas, a considerar objetos dentro regiones con cuentas de fondo similares, de tal forma que fluctuaciones debidas a estos eventos puedan reducirse al máximo. Otra conclusión importante de este análisis, es el hecho de que los límites obtenidos para galaxias dIrr y dSph clásicas son del mismo orden, por lo que análisis combinando observaciones de ambas poblaciones también debería de permitir mejorar los límites de exclusión obtenidos en este análisis. La conclusión para el caso de galaxias dSph ultra débiles es similar, si consideramos que los valores estimados de masa asociada a DM en estas galaxias presenta grandes incertidumbres y los límites de exclusión podrían ser menos restrictivos de lo que se obtuvo para el análisis con HAWC.

La detección de un fotón con energía reportada de 18 TeV por parte de LHAASO y asociado al GRB 221009A ha significado un nuevo reto a los modelos estándar propuestos para explicar la emisión de alta energía en GRBs. La explicación que proponemos en este trabajo involucra

la presencia de candidatos a CDM en eventos energéticos como un GRB. El modelo descrito aquí involucra que partículas de materia oscura ligeras deban de ser creadas durante el GRB, y bajo esa hipótesis estudiamos que valores de probabilidad de conversión a UHE γ_{ray} 's deben tener candidatos ligeros a CDM pueden explicar el fotón con energía de 18 TeV detectado por LHAASO. Los candidatos que revisamos fueron γ_{dark} 's y ALPs. Para ambos casos encontramos que valores permitidos de los parámetros para ambos candidatos pueden explicar la observación de LHAASO. También de los cálculos realizados, encontramos que de ocurrir este estallido de candidatos ligeros a CDM durante el GRB, la energía transportada por estos candidatos no requiere porcentajes de la energía isotrópica del GRB, de tal forma que la evolución del GRB permanece sin cambios. Solo queda recalcar que el objetivo del trabajo no es encontrar o describir los mecanismos que permiten tener una producción de estos candidatos durante el GRB, sino estudiar si es posible encontrar candidatos viables y la región de parámetros que pueden explicar el fotón observado por LHAASO. También, hago notar que mi enfoque en el fotón reportado por LHAASO se debe a que el fotón a más altas energías ($E \sim 251$ TeV) reportado por CARPET-2 es asociado, más probablemente con una fuente de origen galáctico.

6.1. Trabajo a futuro

Para finalizar este trabajo, a continuación presento algunos puntos y propuestas que podrían considerarse a futuro como complemento a los resultados mostrados en esta tesis.

El cúmulo de Perseo fue seleccionado para realizar el cálculo de sensibilidad a aniquilación/decaimiento de WIMPs con CTAO debido a que se contempla dedicar tiempo de observación a las galaxias IC 310 y NGC 1275 que se encuentran en el centro del cúmulo y que han sido detectadas en rayos gamma por otros observatorios, como Fermi-LAT y Magic. Además, las observaciones de otros cúmulos como Virgo y Fornax pueden representar un reto observacional más complejo al tener tamaños angulares de 6 y 3 grados respectivamente. Adicionalmente, se espera que la emisión inducida por interacciones hadrónicas en el medio intracúmulo tengan un flujo menor en los cúmulos de Virgo y Fornax, en comparación con Perseo. Sin embargo, estudios de sensibilidad y límites esperados de Perseo y otros cúmulos de galaxias también pueden ayudar no solo a CTAO, sino a otros observatorios a considerar tiempos de observación para otros cúmulos de galaxias. Por otro lado, dada la complejidad del cúmulo de Perseo, es necesario considerar una buena estrategia de observación que permita poder discernir de manera óptima las contribuciones a la emisión de UHE γ_{ray} 's en el cúmulo. Trabajo a futuro incluye evaluar estrategias de análisis y observacionales para el cúmulo de Perseo y otros cúmulos en el campo de visión de CTAO, también pensando en considerar análisis combinados entre una población de cúmulos de galaxias. En el último caso, podría significar dedicar menor tiempo de observación por objeto de interés considerado en la muestra, pero los límites obtenidos podrían ser incluso mejores que los obtenidos para observaciones profundas del cúmulo de Perseo.

Los observatorios de campo de visión amplio como HAWC y LHAASO, y en un futuro SWGO, también brindan una oportunidad única para realizar búsquedas indirectas de materia oscura en grandes poblaciones y complementar las búsquedas realizadas por arreglos de IACTs. Esto es posible, también al hecho de que la presencia de materia oscura es generalizada a todas las galaxias y cúmulos. Una posible desventaja de esto, como lo mencioné anteriormente, son las fluctuaciones de los eventos de fondo que deben de ser consideradas y tratadas de forma adecuada para poder obtener valores confiables de los parámetros que describen la naturaleza de los candidatos a CDM. Trabajos a futuro basados en la técnica que he presentado aquí incluyen el análisis combinado de galaxias irregulares usando datos de los observatorios Fermi-LAT y HAWC, así como ampliar el análisis realizado con HAWC incluyendo una mejor estrategia para incluir galaxias en la muestra, así como incluir más tiempo de observación de los datos.

Investigaciones relacionadas al GRB 221009A también están planeadas para un futuro, en particular, para estimar el impacto de candidatos ligeros de CDM al flujo emitido de fotones en el GRB, así como los mecanismos de producción que deberían de ocurrir en el GRB para tener una población de partículas de CDM en el momento en que ocurre el GRB.

これで終わりだ

Referencias

- [1] Abbott, L., & Sikivie, P. 1983, *Physics Letters B*, 120, 133
- [2] Abdalla, H. et al. 2019, **Nature**, 575, 464, 1911.08961
- [3] Abdalla, H., et al. 2021, *JCAP*, 02, 048, 2010.01349
- [4] Abdallah, H. et al. 2021, *Phys. Rev. D*, 103, 102002
- [5] Abe, H. et al. 2023, *Phys. Rev. Lett.*, 130, 061002
- [6] Abeysekara, A. U. et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 843, 40
- [7] ——. 2017, *The Astrophysical Journal*, 843, 39
- [8] ——. 2019, *The Astrophysical Journal*, 881, 134
- [9] Abramowski, A. et al. 2012, **Astrophysical Journal**, 750, 123, 1202.5494
- [10] Acciari, V. et al. 2022, *Physics of the Dark Universe*, 35, 100912
- [11] Acciari, V. et al. 2021, in *Proceedings of Science*, 788
- [12] Acciari, V. A., et al. 2018, *Phys. Dark Univ.*, 22, 38, 1806.11063
- [13] Acharyya, A., et al. 2021, *JCAP*, 01, 057, 2007.16129
- [14] Adam, R. et al. 2020, *A&A*, 644, A70
- [15] Ahlers, M., Gies, H., Jaeckel, J., Redondo, J., & Ringwald, A. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 115005
- [16] Ahnen, M. L. et al. 2016, *A&A*, 589, A33
- [17] Aimuratov, Y. et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32780, 1
- [18] Ajello, M. et al. 2016, *Physical Review Letters*, 116
- [19] Albert, A. et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 853, 154
- [20] ——. 2020, *The Astrophysical Journal*, 905, 76
- [21] Aleksić, J. et al. 2014, *A&A*, 563, A91
- [22] Alvarez-Muñiz, J., Halzen, F., & Hooper, D. 2004, **Astrophysical Journal, Letters**, 604, L85, astro-ph/0310417
- [23] Amati, L. et al. 2002, *A&A*, 390, 81
- [24] Amole, C. et al. 2016, **Physical Review D**, 93, 061101, 1601.03729
- [25] Anastassopoulos, V. et al. 2017, *Nature Physics*, 13, 584, 1705.02290
- [26] Ando, S., & Ishiwata, K. 2015, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015, 024
- [27] Aprile, E. et al. 2022, **Physical Review Letters**, 129, 161805, 2207.11330
- [28] Arbey, A., & Mahmoudi, F. 2021, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 119, 103865
- [29] Arcadi, G., Dutra, M., Ghosh, P., Lindner, M., Mambri, Y., Pierre, M., Profumo, S., & Queiroz, F. S. 2018, *The European Physical Journal C*, 78, 203
- [30] Arias, P., Cadamuro, D., Goodsell, M., Jaeckel, J., Redondo, J., & Ringwald, A. 2012, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012, 013
- [31] Asaka, T., & Shaposhnikov, M. 2005, *Physics Letters B*, 620, 17, hep-ph/0505013
- [32] Atri, P. et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32907, 1
- [33] Baktash, A., Horns, D., & Meyer, M. 2022, *Interpretation of multi-TeV photons from GRB221009A*
- [34] Banerjee, D. et al. 2018, *Phys. Rev. D*, 97, 072002
- [35] Baring, M. G. 2006, **Astrophysical Journal**, 650, 1004, astro-ph/0606425
- [36] Baring, M. G., Ghosh, T., Queiroz, F. S., & Sinha, K. 2016, *Phys. Rev. D*, 93, 103009

- [37] Batell, B., Pospelov, M., & Ritz, A. 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 115019
- [38] Bell, N. F., Busoni, G., Robles, S., & Virgato, M. 2020, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020, 028
- [39] Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., & Hinshaw, G. 2014, *The Astrophysical Journal*, 794, 135
- [40] Bergström, L. 2012, *Annalen der Physik*, 524, 479, <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/andp.201200116>
- [41] Bertone, G., & Hooper, D. 2018, *Rev. Mod. Phys.*, 90, 045002
- [42] Bertone, G., Hooper, D., & Silk, J. 2005, *Physics Reports*, 405, 279
- [43] Beskidt, C., de Boer, W., Kazakov, D. I., & Ratnikov, F. 2012, *The European Physical Journal C*, 72
- [44] Bi, X., Gao, Y., Guo, J., Houston, N., Li, T., Xu, F., & Zhang, X. 2021, *Physical Review D*, 103
- [45] Boyarsky, A., Ruchayskiy, O., & Shaposhnikov, M. 2009, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 59, 191, 0901.0011
- [46] Brivio, R., Ferro, M., D'Avanzo, P., Fugazza, D., Melandri, A., Covino, S., & REM Team. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32652, 1
- [47] Brockway, J. W., Carlson, E. D., & Raffelt, G. G. 1996, *Physics Letters B*, 383, 439
- [48] Buchmüller, W., Covi, L., Hamaguchi, K., Ibarra, A., & Yanagida, T. T. 2007, *Journal of High Energy Physics*, 2007, 037
- [49] Burkert, A. 1995, *The Astrophysical Journal*, 447
- [50] Castro-Tirado, A. J. et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32686, 1
- [51] Cavallo, G., & Rees, M. J. 1978, **Monthly Notices of the RAS**, 183, 359
- [52] Cherenkov Telescope Array Consortium et al. 2019, *Science with the Cherenkov Telescope Array* (World Scientific)
- [53] Cherenkov Telescope Array Observatory, & Cherenkov Telescope Array Consortium. 2021, *CTAO Instrument Response Functions - prod5 version v0.1*
- [54] Choi, K.-Y., Kyae, B., & Shin, C. S. 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 055002
- [55] Cirelli, M. et al. 2011, *JCAP*, 03, 051, 1012.4515, [Erratum: *JCAP* 10, E01 (2012)]
- [56] Cirelli, M., Moulin, E., Panci, P., Serpico, P. D., & Viana, A. 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 083506, 1205.5283
- [57] Combet, C., Maurin, D., Nezri, E., Pointecouteau, E., Hinton, J. A., & White, R. 2012, *Phys. Rev. D*, 85, 063517
- [58] Conrad, J. 2015, *Astroparticle Physics*, 62, 165
- [59] Crnogorčević, M., Caputo, R., Meyer, M., Omodei, N., & Gustafsson, M. 2021, *Phys. Rev. D*, 104, 103001
- [60] De Angelis, A., Galanti, G., & Roncadelli, M. 2011, *Phys. Rev. D*, 84, 105030
- [61] de Ugarte Postigo, A. et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32648, 1
- [62] Dermer, C. D., & Atoyan, A. 2004, **Astronomy and Astrophysics**, 418, L5, astro-ph/0401115
- [63] Díaz, G. P. 2016, *CTAO Northern Hemisphere Array Rendering*, Website, last visited: 04.02.2023
- [64] Dichiara, S. et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32632, 1
- [65] Dine, M., & Fischler, W. 1983, *Physics Letters B*, 120, 137
- [66] Dunn, J. M. 2007, PhD thesis, Texas Christian University, United States
- [67] Durbak, J. M. et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32654, 1
- [68] Dzhappuev, D. D. et al. 2022, *The Astronomer's Telegram*, 15669, 1
- [69] ——. 2020, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 112, 753, 2011.02452
- [70] Einasto, J. 1965, *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, 5, 87
- [71] Enqvist, K., & Kainulainen, K. 1991, *Physics Letters B*, 264, 367
- [72] Farah, W., Bright, J., Pollak, A., Siemion, A., DeBoer, D., Fender, R., Rhodes, L., & Heywood, I. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32655, 1

- [73] Feldman, D., Liu, Z., Nath, P., & Peim, G. 2010, *Phys. Rev. D*, 81, 095017
- [74] Feng, J. L. 2010, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48, 495, <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101659>
- [75] Ferreira, R. Z., Marsh, M. C. D., & Müller, E. 2022, Strong supernovae bounds on ALPs from quantum loops
- [76] Finke, J. D., & Razzaque, S. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.11261, 2210.11261
- [77] Fortin, J.-F., & Sinha, K. 2019, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019, 020
- [78] Fraija, N., Barniol Duran, R., Dichiarà, S., & Beniamini, P. 2019, **Astrophysical Journal**, 883, 162, 1907.06675
- [79] Fraija, N., Dichiarà, S., Pedreira, A. C. C. d. E. S., Galvan-Gamez, A., Becerra, R. L., Barniol Duran, R., & Zhang, B. B. 2019, **Astrophysical Journal, Letters**, 879, L26, 1904.06976
- [80] Fraija, N., Gonzalez, M., & HAWC Collaboration. 2022, *The Astronomer's Telegram*, 15675, 1
- [81] Fraija, N., Laskar, T., Dichiarà, S., Beniamini, P., Duran, R. B., Dainotti, M. G., & Becerra, R. L. 2020, **Astrophysical Journal**, 905, 112, 2006.10291
- [82] Fraija, N., Veres, P., Beniamini, P., Galvan-Gamez, A., Metzger, B. D., Barniol Duran, R., & Becerra, R. L. 2021, **Astrophysical Journal**, 918, 12, 2003.11252
- [83] Gabriel Pérez Díaz, & Marc-André Besel. 2016, CTAO Telescopes in Southern Hemisphere, Website, last visited: 04.02.2023
- [84] Galanti, G., Roncadelli, M., & Tavecchio, F. 2022, Explanation of the very-high-energy emission from GRB221009A
- [85] Gammaldi, V., Karukes, E., & Salucci, P. 2018, *Phys. Rev. D*, 98, 083008
- [86] Gammaldi, V., Pérez-Romero, J., Coronado-Blázquez, J., Di Mauro, M., Karukes, E. V., Sánchez-Conde, M. A., & Salucci, P. 2021, *Phys. Rev. D*, 104, 083026
- [87] ——. 2021, *Phys. Rev. D*, 104, 083026
- [88] Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007, **Monthly Notices of the RAS**, 381, 732, [astro-ph/0701204](https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/0701204)
- [89] Genina, A. et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 1398, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/474/1/1398/22367681/stx2855.pdf>
- [90] gGmbH, C. T. A. O. 2016, CTAO's expected Alpha Configuration performance, Website, last visited: 04.02.2023
- [91] Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Domínguez, A. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422, 3189
- [92] Gonzalez-Morales, A. X., Profumo, S., & Queiroz, F. S. 2014, *Phys. Rev. D*, 90, 103508
- [93] Goodman, J. 1986, **Astrophysical Journal, Letters**, 308, L47
- [94] H. E. S. S. Collaboration et al. 2021, *Science*, 372, 1081, 2106.02510
- [95] Harris, S. P., Fortin, J.-F., Sinha, K., & Alford, M. G. 2020, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020, 023
- [96] Hatlo, M., James, F., Mato, P., Moneta, L., Winkler, M., & Zsenei, A. 2005, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52, 2818
- [97] Holdom, B. 1986, *Physics Letters B*, 166, 196
- [98] Hu, Y. D. et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32644, 1
- [99] Huang, X., Vertongen, G., & Weniger, C. 2012, *JCAP*, 01, 042, 1110.1529
- [100] Huang, Y., Hu, S., Chen, S., Zha, M., Liu, C., Yao, Z., Cao, Z., & Experiment, T. L. 2022, GRB Coordinates Network, 32677, 1
- [101] Hütten, M., Combet, C., & Maurin, D. 2019, *Computer Physics Communications*, 235, 336
- [102] Jansson, R., & Farrar, G. R. 2012, *The Astrophysical Journal*, 757, 14
- [103] Karukes, E. V., & Salucci, P. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 4703, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/465/4/4703/13774792/stw3055.pdf>

- [104] Knödlseeder, J. et al. 2016, **Astronomy and Astrophysics**, 593, A1, 1606.00393
- [105] Kobayashi, S., Zhang, B., Mészáros, P., & Burrows, D. 2007, **Astrophysical Journal**, 655, 391, astro-ph/0506157
- [106] Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., Bhat, N. P., Briggs, M. S., Koshut, T. M., Paciesas, W. S., & Pendleton, G. N. 1993, **Astrophysical Journal, Letters**, 413, L101
- [107] Kumar, P., & Barniol Duran, R. 2010, **Monthly Notices of the RAS**, 409, 226, 0910.5726
- [108] Kumar, P., & Zhang, B. 2015, **Physics Reports**, 561, 1, 1410.0679
- [109] Lesage, S., Veres, P., Roberts, O. J., Burns, E., Bisaldi, E., & Fermi GBM Team. 2022, GRB Coordinates Network, 32642, 1
- [110] Levan, A. J. et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32921, 1
- [111] ——. 2022, GRB Coordinates Network, 32821, 1
- [112] Li, H., & Ma, B.-Q. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.06338, 2210.06338
- [113] Liu, Y. et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32767, 1
- [114] Lovell, M. R. et al. 2012, **Monthly Notices of the RAS**, 420, 2318, 1104.2929
- [115] Lovell, M. R., Frenk, C. S., Eke, V. R., Jenkins, A., Gao, L., & Theuns, T. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439, 300, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/439/1/300/5574848/stt2431.pdf>
- [116] Ludlow, A. D., & Angulo, R. E. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 465, L84, <https://academic.oup.com/mnrasl/article-pdf/465/1/L84/8592051/slwt216.pdf>
- [117] Ma, X.-H. et al. 2022, *Chinese Physics C*, 46, 030001
- [118] MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, **Astrophysical Journal**, 524, 262, astro-ph/9810274
- [119] MAGIC Collaboration et al. 2019, **Nature**, 575, 455, 2006.07249
- [120] Martin, P. 2014, *A&A*, 564, A61
- [121] McGaugh, S. S., Schombert, J. M., & Lelli, F. 2017, *The Astrophysical Journal*, 851, 22
- [122] Melo-Galindo, A., Hernández-Cadena, S., & Alfaro Molina, R. 2023, Estudio de fotones oscuros como posible candidato de materia oscura utilizando observaciones de la nebulosa del Cangrejo, <https://indico.nucleares.unam.mx/event/1929/session/3/contribution/10/material/slides/0.pdf>
- [123] Mena, O., Razzaque, S., & Villaescusa-Navarro, F. 2011, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011, 030
- [124] Meszaros, P., & Rees, M. J. 1994, **Monthly Notices of the RAS**, 269, L41, astro-ph/9404056
- [125] Mészáros, P., & Rees, M. J. 1999, **Monthly Notices of the RAS**, 306, L39, astro-ph/9902367
- [126] Meyer, M. 2020, ebltable
- [127] Meyer, M., Davies, J., & Kuhlmann, J. 2021, in *Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021)* (Sissa Medialab)
- [128] Mirizzi, A., & Montanino, D. 2017, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2009, 004
- [129] Mitsou, V. A. 2015, *Journal of Physics: Conference Series*, 651, 012023
- [130] Nakagawa, S., Takahashi, F., Yamada, M., & Yin, W. 2022, Axion dark matter from first-order phase transition, and very high energy photons from GRB 221009A
- [131] Nakar, E., & Piran, T. 2004, **Monthly Notices of the RAS**, 353, 647, astro-ph/0403461
- [132] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *The Astrophysical Journal*, 490, 493
- [133] Neronov, A., & Semikoz, D. V. 2009, *Phys. Rev. D*, 80, 123012
- [134] Nguyen, Q. L., Mathews, G. J., Phillips, L. A., Correa, M. A., Suh, I.-S., & Coughlin, J. W. 2021, *Modern Physics Letters A*, 36, 2130001, <https://doi.org/10.1142/S0217732321300019>
- [135] Noda, K., & Parsons, R. D. 2022, *Galaxies*, 10, 7

- [136] O'Connor, B., Troja, E., Dichiara, S., Gillanders, J., & Cenko, S. B. 2022, GRB Coordinates Network, 32860, 1
- [137] Ohm, S. et al. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 422, High Energy Phenomena in Massive Stars, ed. J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, & J. A. Combi, 265, 0906.2637
- [138] Okun, L. B. 1982, *Sov. Phys. JETP*, 56, 502
- [139] Oman, K. A., Marasco, A., Navarro, J. F., Frenk, C. S., Schaye, J., & Benítez-Llambay, A. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482, 821, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/482/1/821/26182792/sty2687.pdf>
- [140] Omodei, N., Bruel, P., Bregeon, J., Pesce-Rollins, M., Horan, D., Bissaldi, E., Pilleri, R., & Fermi-LAT Team. 2022, GRB Coordinates Network, 32916, 1
- [141] ——. 2022, GRB Coordinates Network, 32760, 1
- [142] Pace, A. B., & Strigari, L. E. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482, 3480, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/482/3/3480/26677115/sty2839.pdf>
- [143] Paczynski, B. 1986, ***Astrophysical Journal, Letters***, 308, L43
- [144] Panaitescu, A. 2005, ***Monthly Notices of the RAS***, 362, 921, astro-ph/0506577
- [145] ——. 2007, ***Monthly Notices of the RAS***, 379, 331, astro-ph/0612170
- [146] Panaitescu, A., & Kumar, P. 2002, ***Astrophysical Journal***, 571, 779
- [147] Payez, A., Evoli, C., Fischer, T., Giannotti, M., Mirizzi, A., & Ringwald, A. 2015, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015, 006
- [148] Pellegrin, K., Rumstay, K., & Hartmann, D. 2022, GRB Coordinates Network, 32912, 1
- [149] ——. 2022, GRB Coordinates Network, 32852, 1
- [150] Persic, M., Salucci, P., & Stel, F. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 281, 27, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/281/1/27/30383982/281-1-27.pdf>
- [151] Pieri, L., Lavallo, J., Bertone, G., & Branchini, E. 2011, ***Physical Review D***, 83, 023518, 0908.0195
- [152] Pilleri, R., Bissaldi, E., Omodei, N., La Mura, G., Longo, F., & Fermi-LAT team. 2022, GRB Coordinates Network, 32658, 1
- [153] Piran, T. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 1143, astro-ph/0405503
- [154] Planck Collaboration et al. 2020, ***Astronomy and Astrophysics***, 641, A6, 1807.06209
- [155] ——. 2020, ***Astronomy and Astrophysics***, 641, A6
- [156] Pospelov, M., & Ritz, A. 2009, *Physics Letters B*, 671, 391
- [157] Preskill, J., Wise, M. B., & Wilczek, F. 1983, *Physics Letters B*, 120, 127
- [158] Primack, J. R., & Gross, M. A. K. 2001, in *Current aspects of neutrino physics*, ed. D. O. Caldwell (ArXiv), 287–308
- [159] Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Liang, E.-W., & Zheng, X.-T. 2001, ***Astronomy and Astrophysics***, 369, 537, astro-ph/0004374
- [160] Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Xue, S.-J., Liang, E.-W., Zheng, X.-T., & Mei, D.-C. 2000, ***Publications of the ASJ***, 52, 759, astro-ph/0005005
- [161] Raffelt, G., & Stodolsky, L. 1988, *Phys. Rev. D*, 37, 1237
- [162] ——. 1988, *Phys. Rev. D*, 37, 1237
- [163] Raffelt, G. G. 1986, *Phys. Rev. D*, 33, 897
- [164] Ren, J., Wang, Y., & Zhang, L.-L. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.10673, 2210.10673
- [165] Roszkowski, L., Sessolo, E. M., & Trojanowski, S. 2018, *Reports on Progress in Physics*, 81, 066201
- [166] Rubin, V. C., Ford, W. K., J., & Thonnard, N. 1978, ***Astrophysical Journal, Letters***, 225, L107
- [167] Rubin, V. C., & Ford, W. Kent, J. 1970, ***Astrophysical Journal***, 159, 379
- [168] Santana, R., Barniol Duran, R., & Kumar, P. 2014, ***Astrophysical Journal***, 785, 29, 1309.3277
- [169] Sari, R., & Esin, A. A. 2001, ***Astrophysical Journal***, 548, 787, astro-ph/0005253
- [170] Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ***Astrophysical Journal, Letters***, 497, L17, arXiv:astro-ph/9712005

- [171] Savchenko, V. et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32691, 1
- [172] Schewtschenko, J. A., Baugh, C. M., Wilkinson, R. J., Bøhm, C., Pascoli, S., & Sawala, T. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461, 2282, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/461/3/2282/13773459/stw1078.pdf>
- [173] Schlickeiser, R., Elyiv, A., Ibscher, D., & Miniati, F. 2012, *The Astrophysical Journal*, 758, 101
- [174] Schulte-Ladbeck, R. E., & Hopp, U. 1998, *The Astronomical Journal*, 116, 2886
- [175] Schulze, S. et al. 2011, ***Astronomy and Astrophysics***, 526, A23, 1010.4057
- [176] Schumann, M. 2019, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 46, 103003
- [177] Sjöstrand, T. et al. 2015, *Computer Physics Communications*, 191, 159
- [178] Smirnov, J., & Beacom, J. F. 2019, *Phys. Rev. D*, 100, 043029
- [179] Sánchez-Conde, M. A., Cannoni, M., Zandanel, F., Gómez, M. E., & Prada, F. 2011, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011, 011
- [180] Sánchez-Conde, M. A., & Prada, F. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 2271, <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/442/3/2271/3498708/stu1014.pdf>
- [181] Taoso, M., Bertone, G., & Masiero, A. 2008, *JCAP*, 03, 022, 0711.4996
- [182] Thorpe-Morgan, C., Malyshev, D., Stegen, C.-A., Santangelo, A., & Jochum, J. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 502, 4039, 2010.11006
- [183] Tiengo, A., Pintore, F., Mereghetti, S., Salvaterra, R., & a larger Collaboration. 2022, GRB Coordinates Network, 32680, 1
- [184] Tohuvavohu, A. et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32671, 1
- [185] Troitsky, S. V. 2022, Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A
- [186] Tu, Z. L., & Wang, F. Y. 2018, ***Astrophysical Journal, Letters***, 869, L23, 1811.12561
- [187] Veberič, D. et al. 2017, Search for hidden-photon dark matter with the FUNK experiment
- [188] Veres, P., Burns, E., Bissaldi, E., Lesage, S., Roberts, O., & Fermi GBM Team. 2022, GRB Coordinates Network, 32636, 1
- [189] Veres, P., & Mészáros, P. 2012, ***Astrophysical Journal***, 755, 12, 1202.2821
- [190] Visinelli, L., & Gondolo, P. 2010, *Journal of Physics: Conference Series*, 203, 012035
- [191] Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001, ***Astrophysical Journal, Letters***, 546, L33, astro-ph/0010320
- [192] Wang, X.-Y., Liu, R.-Y., & Lemoine, M. 2013, ***Astrophysical Journal, Letters***, 771, L33, 1305.1494
- [193] Wang, X.-Y., Liu, R.-Y., Zhang, H.-M., Xi, S.-Q., & Zhang, B. 2019, ***Astrophysical Journal***, 884, 117, 1905.11312
- [194] Weinberg, D. H., Bullock, J. S., Governato, F., de Naray, R. K., & Peter, A. H. G. 2015, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112, 12249, <https://www.pnas.org/doi/pdf/10.1073/pnas.1308716112>
- [195] Wijers, R. A. M. J., & Galama, T. J. 1999, ***Astrophysical Journal***, 523, 177, astro-ph/9805341
- [196] Woosley, S. E. 1993, ***Astrophysical Journal***, 405, 273
- [197] Wouters, D., & Brun, P. 2013, Constraints on axion-like particles from gamma-ray astronomy with H.E.S.S
- [198] Yost, S. A., Harrison, F. A., Sari, R., & Frail, D. A. 2003, ***Astrophysical Journal***, 597, 459, astro-ph/0307056
- [199] Younk, P. W., Lauer, R. J., Vianello, G., Harding, J. P., Solares, H. A. A., Zhou, H., & Hui, M. 2015, A high-level analysis framework for HAWC, 1508.07479
- [200] Zechlin, H., Horns, D., & Redondo, J. 2008, *AIP Conference Proceedings*, 1085, 727, <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.3076781>
- [201] Zhang, B. T., Murase, K., Ioka, K., Song, D., Yuan, C., & Mészáros, P. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.05754, 2211.05754
- [202] Zheng, Y. G., Kang, S. J., Zhu, K. R., Yang, C. Y., & Bai, J. M. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.01836, 2211.01836

[203] Zurek, K. M. 2009, Phys. Rev. D, 79, 115002

