

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

DEPARTAMENTO DE ESTRUCTURA DE LA MATERIA,
FÍSICA TÉRMICA Y ELECTRÓNICA



TRABAJO DE FIN DE GRADO

Código de TFG: ETE24

BÚSQUEDAS DE MATERIA OSCURA

Dark Matter Searches

Supervisor: Daniel Nieto Castaño

Víctor Pascual Pedrosa

Grado en Física

Curso académico 2023-24

Convocatoria junio

Calificación: 10,0 (MH)

Búsquedas de materia oscura: aniquilación en galaxias esferoidales enanas.

Resumen:

El modelo cosmológico estándar indica que un cuarto de los componentes que forman el universo es materia oscura: una sustancia de la que sólo podemos observar sus efectos gravitacionales, pero no su interacción con el resto de partículas. Conocer su naturaleza es uno de los retos más urgentes de la Física contemporánea y, para ello, se han propuesto multitud de hipótesis y experimentos para poder detectarla, todos sin éxito. No obstante, no haber detectado aún la partícula o partículas que componen la materia oscura no significa que no haya habido avances. Gracias a las observaciones se han podido descartar modelos y acotar parámetros. Uno de los métodos de búsquedas de materia oscura se basa en la detección de los productos de su aniquilación o desintegración. En este trabajo se realizará una búsqueda de materia oscura analizando los datos de la galaxia esferoidal enana Ursa Minor recogidos por el Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi, una de las misiones más importantes de NASA. Los resultados obtenidos se compararán con los últimos trabajos de investigación.

Abstract:

The standard cosmological model indicates that a quarter of the components that make up the universe is dark matter: a substance of which we can only observe its gravitational effects, but not its interaction with other particles. Understanding its nature is one of the most urgent challenges in contemporary Physics, and for this, numerous hypotheses and experiments have been proposed to detect it, all without success. However, the fact that the particle or particles that make up dark matter have not yet been detected does not mean that there have been no advances. Thanks to observations, it has been possible to discard models and constrain parameters. One of the methods for searching for dark matter is based on detecting the products of its annihilation or disintegration. In this work, a search for dark matter will be conducted by analyzing data from the Ursa Minor dwarf spheroidal galaxy collected by the Fermi Gamma-ray Space Telescope, one of NASA's most important missions. The results obtained will be compared with the state-of-the-art research.

Tabla de contenidos.

1. Introducción.	1
1.1. Contexto histórico.	1
1.2. Modelo cosmológico estándar.	2
1.3. Tipos de búsquedas de materia oscura.	3
1.4. Flujo esperado.	4
1.5. Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi.	5
2. Metodología.	7
2.1. Obtención de los datos.	7
2.2. Procesamiento de datos.	7
2.3. Ursa Minor.	11
3. Análisis de resultados.	12
3.1. Modelización de la ROI.	12
3.2. Distribución espectral de energía y valores límite.	14
4. Conclusiones.	18

1. Introducción.

1.1. Contexto histórico.

La historia de la materia oscura (en adelante también DM, del inglés *Dark Matter*) comienza en 1933, cuando el astrónomo Fritz Zwicky estudiaba los cúmulos galácticos desde el Monte Wilson. Zwicky se centró en el cúmulo de Coma y midió los desplazamientos al rojo de varias galaxias, así como su dispersión de velocidades [1]. Obtuvo valores de más de 1000 km/s en algunas galaxias. Después, aplicó el teorema del virial, $2\langle T \rangle + \langle V \rangle = 0$,¹ y cuál fue su sorpresa al ver que se esperaba una dispersión de 80 km/s. Zwicky explicó en su artículo que para producir tales efectos, la densidad de materia tenía que ser unas 400 veces la observada, y a la masa que no veía la nombró, en alemán, *dunkle (kalte) Materie* (materia oscura (fría)). Sin embargo, esta fue una de otras tres consideraciones propuestas en su artículo (entre ellas, que no se pudiera aplicar el teorema del virial si el sistema no estaba en equilibrio dinámico), y todo quedó en el aire durante medio siglo.

Después de varios trabajos y observaciones, la comunidad científica comenzaba a aceptar que tenía que haber algo además de materia estándar. Así, en 1986 Vera Rubin publicó uno de sus artículos más importantes [2], con el objetivo de responder a cuatro preguntas sobre la materia oscura: *¿existe?, ¿dónde está?, ¿cuánta hay?* y, la más fundamental de todas: *¿qué es?* Para poder responder a las tres primeras, Rubin pasó diez años estudiando galaxias espirales. En su artículo explicó que la velocidad de rotación del gas (medido con las líneas de H α y HI a 21 cm) no seguía un perfil kepleriano que decaía como $r^{-1/2}$, sino que se mantenía constante para distancias superiores a la del disco visible. Para poder explicar esto concluyó que debía haber materia oscura distribuida por toda la galaxia, envuelta en un halo esférico que se extendía más allá del disco visible y con una densidad entre cinco y diez veces la de la materia luminosa.

¹Donde $\langle T \rangle$ es el promedio espacial de la energía cinética y $\langle V \rangle$ el promedio de la energía potencial.

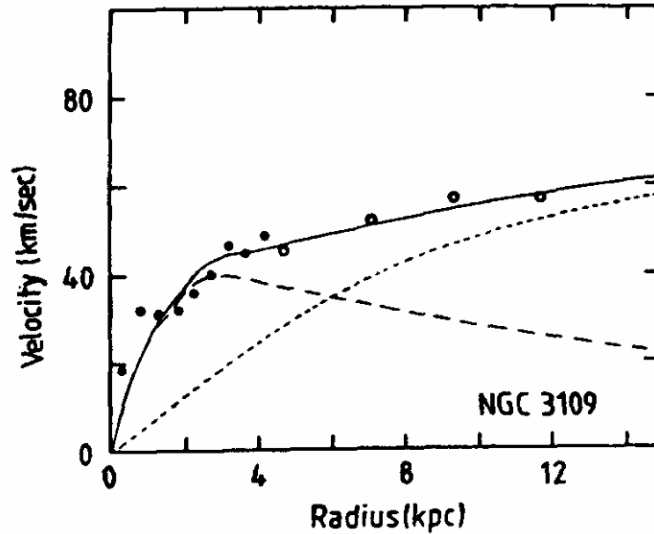


Figura 1: Curva de rotación de NGC 3109 en el óptico y radio (círculos), y el perfil de rotación producido por el disco (discontinua) y por el halo (punteada). Nótese que la contribución del halo se iguala a la del disco en el límite visible del disco; el halo es la masa dominante para radios mayores. Gráfica original del trabajo de Vera Rubin [2].

Después de este descubrimiento, la comunidad científica recopiló nuevas evidencias de la materia oscura. Se pueden observar sus efectos gravitacionales en lentes gravitacionales y su alta densidad es capaz de explicar la formación de estructuras a gran escala o producir fluctuaciones en el fondo cósmico de microondas (CMB).

1.2. Modelo cosmológico estándar.

Paralelamente a los descubrimientos de materia oscura, los físicos del siglo pasado comenzaron a elaborar un modelo para describir todo el cosmos. Con el descubrimiento del desplazamiento al rojo de las galaxias [3] se abandonó la idea de universo inmutable en busca de soluciones con un universo en expansión. Tras las aportaciones de Friedmann y Lemaître, el debate entre el modelo estacionario y el Big Bang se zanjó con el descubrimiento accidental del CMB. Era la prueba de que el universo se había ido expandiendo desde un origen, enfriándose con el tiempo hasta que los fotones escaparon de la materia casi 400 000 años después del Big Bang. En su largo viaje, siguieron enfriándose hasta llegar a la antena de Penzias y Wilson a una temperatura de 2,75 K [4].

Nuestro modelo asume que el universo se describe mediante las ecuaciones de la Relatividad General y que respeta el principio cosmológico: el universo es homogéneo e isótropo, no ocupamos un lugar privilegiado en él. Estas dos teorías son consistentes con las múltiples observaciones realizadas hasta la fecha. Añadiendo la hipótesis de un momento de inflación al origen de los tiempos (para explicar *ad hoc* los problemas de planitud, homogeneidad y la formación de estructuras a gran escala), se tiene asentado el modelo cosmológico estándar.

Este también se conoce como modelo Λ CDM debido a la gran cantidad de energía oscura (Λ) y materia oscura fría (CDM) que predice. El objetivo de la cosmología moderna de precisión es medir los parámetros que fijan el modelo. Buscamos conocer el ritmo de expansión del universo, su curvatura y su composición. Las medidas más recientes [5] dan un valor para la densidad de materia de $\Omega_M = 0,3166 \pm 0,0084$, de la cual un 83,9 % es materia oscura fría. Es la energía oscura

la que domina actualmente, con $\Omega_\Lambda = 0,6847 \pm 0,0073$. Los datos también reflejan un universo que empezó hace 13,79 mil millones de años, sin curvatura y que se expande, hoy día, aceleradamente.

Sin embargo, a pesar de conocer muy bien la proporción de materia oscura en el universo y poder explicar sus efectos gravitacionales, seguimos teniendo pendiente responder la cuarta pregunta que formuló Rubin: *¿qué es?*

La materia oscura ha de tener unas características concretas para poder explicar las observaciones. Debe ser estable (al menos en escalas cosmológicas o ya habría desaparecido), unas 5 veces más abundante que la materia bariónica², neutra (no interacciona electromagnéticamente), con una interacción gravitacional importante y, por el contrario, con una interacción débil con el resto de partículas [6]. En el modelo estándar de partículas no existen partículas con estas características, así que en los últimos cincuenta años se han propuesto candidatos a materia oscura más allá del modelo estándar, que cubren un rango en masa de 90 órdenes de magnitud, desde bosones ultraligeros a agujeros negros supermasivos [7]. Uno de los candidatos más buscados son las *weakly interacting massive particles* (WIMPs). La razón es que las WIMPs podrían interactuar con las partículas del modelo estándar, y su abundancia en el universo estaría controlada por la aniquilación de pares [8]. Los modelos de materia oscura pueden o no restringirse a un tipo de candidato, aunque los modelos no son excluyentes y podrían existir partículas de distintas masas, como ocurre en el sector estándar. La única restricción es que la suma de todas las secciones eficaces sea compatible con la reliquia térmica que se observa.

La reliquia térmica es el remanente que queda de una partícula cuando se congelan sus interacciones con el medio. La evolución de la densidad de partículas n_χ que existe está descrita por la ecuación

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma v\rangle[n_\chi^2 - (n_\chi^{Eq})^2], \quad (1)$$

donde H es el parámetro de Hubble, que nos dice cómo se expande el universo [9]. Las aniquilaciones serán habituales y la densidad de partículas disminuirá hasta que la expansión del universo domine. El espacio entre partículas habrá crecido tanto que la probabilidad de que dos se encuentren cae drásticamente, convirtiéndose en un proceso muy poco probable. Las interacciones son despreciables frente al total de partículas, y la densidad queda congelada [10]. Las medidas más actuales nos dan una estimación de $\langle\sigma v\rangle \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

1.3. Tipos de búsquedas de materia oscura.

El paradigma actual se resume en buscar donde pensamos que puede haber algo. En un primer momento puede resultar desalentador y parecer que buscamos ciegamente. Aunque no es del todo mentira, en los últimos años se han desarrollado varias técnicas de detección que han permitido obtener datos suficientes para restringir algunos modelos.

Para buscar materia oscura, existen tres tipos de métodos. Se podría encontrar materia oscura en los aceleradores de partículas si se observaran pérdidas de momento en el detector. Este momento estaría en la partícula de materia oscura, que es capaz de escapar del detector por no interactuar con él. Por otro lado, los métodos directos se basan en interactuar directamente con la partícula de materia oscura. En la interacción, habría una dispersión elástica con la materia bariónica, que

²Se utiliza indistintamente el término de materia bariónica para referirse al total de materia estándar (no oscura), dado que la mayor parte de su masa está contenida en forma de protones, un barión.

adquiriría un momento que podríamos medir en el laboratorio debido a su disipación en el detector. Distintas técnicas se centran en cristales centelleadores, gases nobles o CCDs [11]. Finalmente, los métodos indirectos consisten en detectar los productos secundarios generados en las interacciones de la materia oscura. Es lo que vamos a emplear en este trabajo.

Los métodos indirectos parten de la hipótesis de que las partículas de DM van a interactuar con las partículas del sector estándar. En particular, buscamos medir el flujo de partículas tras la desintegración y la aniquilación de partículas de DM [12]. Algunos experimentos buscan medir el flujo de fotones, aunque es importante notar que estos fotones se originan en un segundo proceso de emisión por parte de las partículas secundarias, pues la materia oscura no interactúa electromagnéticamente. Por ejemplo, sea χ nuestra partícula de DM y su propia antipartícula, podríamos tener $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ y que esos electrones radiaran fotones por Bremsstrahlung. Estos fotones tienen altas energías y son estudiados con los telescopios Cherenkov desde tierra o, en nuestro caso, con el satélite espacial Fermi.

1.4. Flujo esperado.

Para poder realizar un análisis de los datos en búsqueda de materia oscura, es necesario conocer primero lo que uno espera medir. El flujo de fotones gamma esperado por la aniquilación de materia oscura viene dado por

$$\frac{d\Phi_\chi}{dE} = J \times \frac{1}{4\pi} \frac{\langle\sigma v\rangle}{2m_\chi^2} \sum_i \beta_i \frac{dN_i}{dE}. \quad (2)$$

Aquí, $\langle\sigma v\rangle$ es la sección eficaz de aniquilación promediada térmicamente y m_χ la masa de la materia oscura. $\frac{dN_i}{dE}$ es el espectro de fotones producidos por la aniquilación en cada canal (e.g. $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$), así que se suma en todos los posibles canales de aniquilación, cada uno pesado con su probabilidad β_i . Toda esta contribución tiene en cuenta la física relacionada con las partículas.

Queda el factor astrofísico J , definido como

$$J = \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s.} \rho_\chi^2 dl d\Omega, \quad (3)$$

integrando la densidad de materia oscura ρ_χ (al cuadrado) en un ángulo sólido que subtende el objeto a estudiar y en la línea de visión (*line of sight*) [13, 14]. La densidad de materia oscura es un parámetro fundamental para estudiar la evolución del universo. Su distribución se puede modelizar con perfiles analíticos, como el famoso perfil de Navarro-Frenk-White [15], o trabajar a partir de modelos numéricos. En nuestro caso, vamos a trabajar directamente con los J , que caracterizan la intensidad esperada de las fuentes astrofísicas.

Según su distribución de velocidades podemos encontrar distintos tipos de materia oscura: caliente (con velocidades relativistas en el momento del desacople), templada (velocidades intermedias) y fría (no relativistas). Las simulaciones y las observaciones nos informan de que la materia oscura se agrupa en halos, siendo la DM fría la más eficiente para crear estas estructuras. De la expresión (3) se deduce que cuanto mayor sea el factor astrofísico, más flujo esperamos medir. Para maximizar J es importante que exista una gran densidad de materia oscura y que la fuente esté próxima (o al integrar en la línea de visión se anularía). Las mayores subestructuras de materia oscura en el entorno local son las galaxias esferoidales enanas (dSph). Estas galaxias tienen un brillo superficial muy bajo ($M \geq -13$), por lo que sólo pueden ser observadas aquellas que orbitan la Vía Láctea.

Aquellas que se sitúan en regiones limpias del cielo son un buen objetivo para buscar las señales de la materia oscura, ya que no contienen fuentes emisoras de fotones de alta energía, al contrario de lo que ocurre en el centro galáctico, con una alta densidad de DM pero con otras fuentes convencionales de rayos gamma cuya emisión supera en órdenes de magnitud a la hipotética señal de DM.

El reto al que nos enfrentamos consiste en describir lo mejor posible la expresión del flujo. En particular, el factor astrofísico se puede medir y está bien caracterizado para algunas fuentes [13], y el espectro de cada canal se puede modelizar con simulaciones. El problema reside en conocer la masa de la partícula de materia oscura y su sección eficaz, y se complicaría si existiera más de una partícula. La primera aproximación a la que podemos acercarnos es asumir que toda la masa de la materia oscura (o al menos la mayoría de ella) está contenida en un único tipo de partícula, y que las desintegraciones ocurren para un único canal de aniquilación.

1.5. Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi.

El Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi (FGST) es un satélite lanzado en 2008 con el objetivo de explorar el cielo en altas energías (10 keV - 300 GeV), específicamente para buscar señales de materia oscura, explicar propiedades de agujeros negros y averiguar el origen de los estallidos de rayos gamma. Su instrumento principal es el Large Area Telescope (LAT), un detector de área efectiva $> 0,8 \text{ m}^2$ y de campo de visión $> 2 \text{ sr}$, sensible a fotones con energías $20 \text{ MeV} < E < 300 \text{ GeV}$ que detecta por creación de pares. Fermi también opera con un segundo instrumento, el Gamma-ray Burst Monitor (GBM), que complementa las observaciones en el rango $8 \text{ keV} < E < 40 \text{ MeV}$ para estudiar los estallidos de rayos gamma [16].

La creación de pares consiste en generar un par electrón-positrón a partir de un fotón, $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Este proceso no es posible en el vacío, pero sí que es energéticamente favorable cuando el fotón se perturba en presencia de un campo de un núcleo atómico. La razón por la que los rayos gamma se detectan aprovechando este proceso es por su alta sección eficaz. La sección eficaz nos dice cómo de probable es que ocurra un proceso de interacción, y depende de la energía del fotón. Para energías bajas ($< 100 \text{ keV}$), el proceso de interacción que predomina es el efecto fotoeléctrico. A energías intermedias (hasta 10 MeV) la dispersión Compton es más importante, pero superando el umbral de energía necesaria para convertirla en la masa del electrón y el positrón, $2m_e c^2$, la sección eficaz de creación de pares es varios órdenes de magnitud mayor que el de otros procesos. Si un fotón de altas energías interacciona con la materia, lo más probable es que lo haga por creación de pares.

El proceso de medida de Fermi-LAT es ingenioso. La radiación incidente atraviesa primero un escudo anticoincidencias: si detecta una partícula cargada no se toman medidas. Esto ayuda a reducir el fondo de rayos cósmicos. Los fotones que lo atraviesan se encuentran con 16 láminas de alto Z (tungsteno) que favorecen la creación de pares. Intercalados a estas láminas se encuentran los *trackers* que reconstruyen la trayectoria del par e^+e^- (si se ha formado) recogiendo los pares electrón-hueco que dejan a su paso. La energía depositada tras su recorrido es recogida por el calorímetro, compuesto por cristales centelleadores CsI(Tl) que convierten la energía en luz, amplificada por unos fotomultiplicadores para poder ser analizada correctamente [18].

Conocidas la energía y la dirección de proveniencia de cada fotón, se puede estudiar todo el cielo en altas energías con Fermi. El satélite barre el cielo unas 16 veces al día, generando mapas que dejan ver los sucesos más energéticos del universo. Existen varias fuentes capaces de generar fotones de altas energías. Algunas son de origen galáctico, como explosiones de novas o supernovas, y

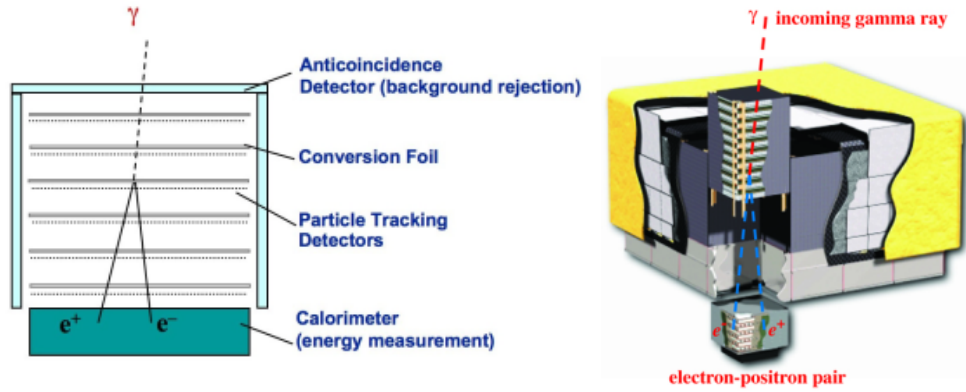


Figura 2: Esquemas del LAT. Fuente: [17].

remanentes en forma de estrellas de neutrones. También hay microcuásares o magnétares. En el ámbito extragaláctico, encontramos galaxias con núcleo activo (AGNs), galaxias *starburst* o estallidos de rayos gamma [19]. Estas fuentes, además de las hipotéticas aniquilaciones y desintegraciones de materia oscura, emiten partículas cargadas que, al interactuar por diversos procesos, emiten fotones de altas energías.

Un primer proceso se llama radiación de frenado (Bremsstrahlung), en el que un electrón relativista se encuentra con una partícula cargada (un protón), se frena y, al perder energía, emite un fotón. El segundo es por radiación sincrotrón, menos importante en altas energías y que ocurre cuando una partícula cargada es acelerada por campos magnéticos. El tercer mecanismo se denomina efecto Compton inverso, en el que los fotones poco energéticos ganan energía al interactuar con electrones relativistas. Finalmente, está la propia interacción protón-protón [6].

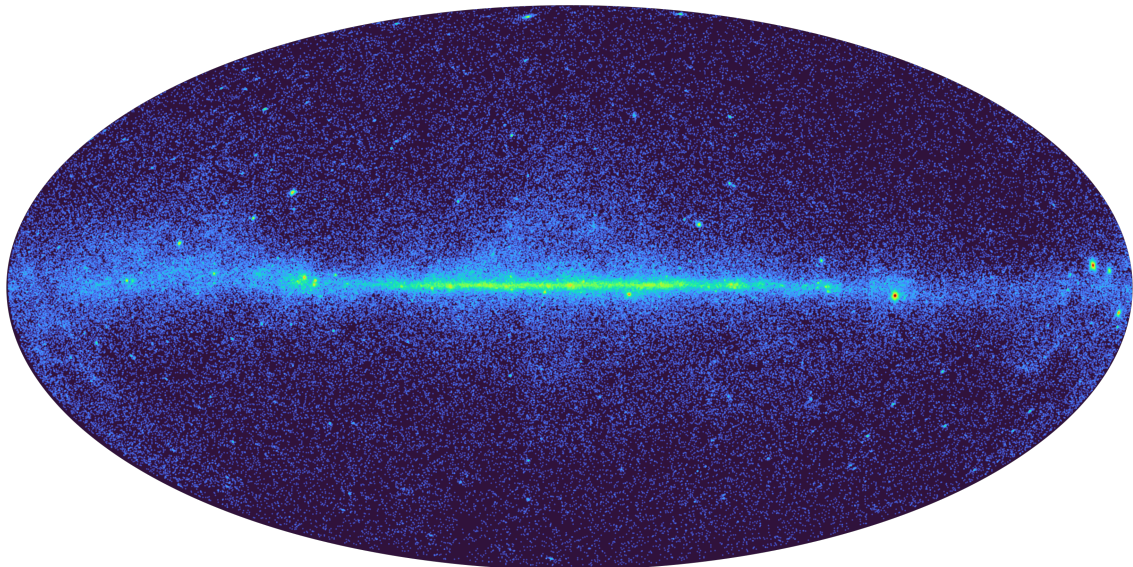


Figura 3: El cielo en altas energías. Mapa creado con los datos medidos por Fermi-LAT durante el mes de marzo de 2024, para fotones con energías $1 \text{ GeV} < E < 500 \text{ GeV}$.

Por otra parte, no todos los fotones generados llegan a nuestros detectores. La extinción en rayos gamma no se produce por la absorción del polvo como en otras longitudes de onda, sino por la interacción de los fotones con el campo de fondo de fotones infrarrojos, denominado luz de fondo cósmica. Al interactuar, los fotones generan un par e^+e^- . Por tanto, el recorrido libre de los fotones no es infinito, existe un horizonte de rayos gamma que depende de la energía. Por ejemplo, para fotones de 100 GeV el horizonte se sitúa a $z \sim 1$.

2. Metodología.

El análisis de búsquedas de materia oscura con Fermi-LAT consiste en realizar un análisis de máxima verosimilitud. Esto consiste en optimizar un modelo a los datos obtenidos con el telescopio, para así poder describir la región de interés (ROI, del inglés *region of interest*) con los parámetros que mejor ajusten, es decir, aquel modelo cuya probabilidad de reproducir las observaciones sea máxima.

2.1. Obtención de los datos.

Los datos de Fermi son de dominio público y están disponibles en la web fermi.gsfc.nasa.gov/. La página permite filtrar por regiones, tiempos y energías. Se pueden descargar datos por semanas de todo el cielo, con el que se ha creado el mapa de la Figura 3, o datos más específicos para el análisis de materia oscura.

En primer lugar se necesita descargar el archivo de fotones. En él aparecen todos los registros de cada fotón, incluyendo su energía y la dirección de llegada. Hay que descargar también el archivo con los datos de la nave, que tiene en cuenta la posición del satélite, su orientación, funcionamiento... El archivo de fotones nos sitúa los sucesos en el plano del satélite, y con los datos de la nave los convertimos en una posición en el cielo.

Por último, necesitaremos comparar los datos obtenidos con los modelos. Para ello, es importante tener bien caracterizado el cielo y saber lo que esperamos medir. Toda esta información se ha ido recopilando en los catálogos de Fermi-LAT. En este análisis se utilizará el más reciente, el 4FGL. También hay que tener caracterizados los fondos difusos. En altas energías se distinguen dos. El primero es de origen galáctico, y los fotones provienen de la desintegración de los mesones generados en la interacción de los rayos cósmicos con el gas de la galaxia. Esta radiación no es isotrópica, sino que sigue la distribución del gas, más concentrado en el plano galáctico. Por otro lado, existe un segundo fondo de origen extragaláctico, isotrópico y atribuido a AGNs sin resolver.

2.2. Procesamiento de datos.

Una vez Fermi-LAT obtiene los datos hay que procesarlos correctamente para obtener resultados. Primero se crea un archivo de configuración con toda la información mencionada arriba: archivos de fotones y nave, rangos de tiempo, energías, catálogos, modelo... Para analizar los datos, NASA ha desarrollado las *fermitools*, y la comunidad de Fermi el paquete *fermipy*, que facilita el análisis.

Para ilustrar el funcionamiento de las herramientas se utilizará una fuente brillante, de la que esperamos obtener señal suficiente, a diferencia de una dSph. En este caso, utilizamos la galaxia con núcleo activo 3C279, situada en ascensión recta $RA = 193,98^\circ$ y declinación $DEC = -5,82^\circ$. Utilizaremos los datos recogidos por Fermi-LAT en los dos primeros años de misión, para fotones

de energía $500 \text{ MeV} < E < 1 \text{ TeV}$. El método de análisis es el siguiente.

Se comienza realizando unos cortes sobre los datos reales en tiempo, energía y región de interés para seleccionar aquellos que se desean estudiar. En el ámbito de Fermi-LAT este proceso lo realiza la herramienta `gtselect`. A continuación, se genera un archivo con la información de tiempo vivo para cada región del espacio y ángulo de observación, debido a que la respuesta del detector no es igual de eficiente para fotones en incidencia normal que en oblicua. Esto se puede realizar con `gtltcube` y es el paso que requiere más trabajo computacional; cualquier modificación en el archivo de configuración implica rehacer este fichero. Se continúa calculando el número de cuentas en cada bin del espacio de coordenadas y energías con la herramienta `gtbin`. Seguidamente, se genera un mapa de exposición con `gtexpcube2`, combinando los datos de `gtltcube` y `gtbin`. Utilizando este nuevo mapa, se convolucionan la respuesta del detector con el modelo con la herramienta `gtsrcmaps`, de forma que se obtiene un modelo de cuentas predichas con el que poder comparar el de cuentas medidas.

Una vez preparados los datos, se pueden representar los datos obtenidos y lo que predice nuestro modelo.

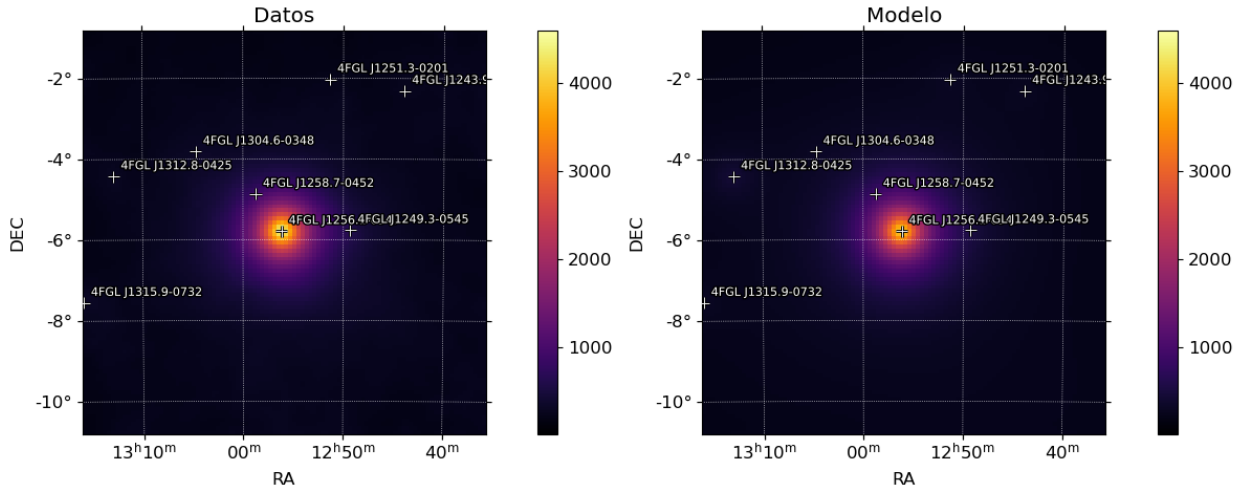


Figura 4: Mapas obtenidos con la herramienta `residmap()` para 3C279, un AGN. Izq.: Mapa de cuentas reales. Dcha.: Mapa reproducido por el modelo.

El objetivo del análisis es optimizar el modelo a los datos mediante la función likelihood, \mathcal{L} . La función se construye a partir de funciones de distribución de probabilidad f (PDFs),

$$\mathcal{L}(\pi, \theta | X) = \prod_{i=1}^n f(X_i | \pi, \theta), \quad (4)$$

donde π son los parámetros de interés, que se dejan libres (ahora el factor astrofísico J de cada fuente), θ los que se dejan fijos y X los datos. Entonces, se define el test estadístico (TS) como

$$\text{TS} = -2 \log(\mathcal{L}_0 / \mathcal{L}_1), \quad (5)$$

donde \mathcal{L}_0 y \mathcal{L}_1 son las likelihood máximas para el modelo vacío (sin fuentes adicionales) y la hipótesis con la nueva fuente en la localización específica [13]. Este TS sigue el comportamiento de una

distribución de probabilidad χ^2 . El ordenador calculará aquel modelo que mejor ajuste sus parámetros a los datos, este es, el que maximice la probabilidad de reproducir esos datos, el que minimice la función χ^2 [16, 20].

Antes de realizar un análisis completo, `fermipy` permite hacer una primera aproximación con `optimize()`. Es una simplificación del método likelihood, que ajusta cada fuente una a una, por separado. Se comienza optimizando la fuente más brillante mientras el resto de ellas están fijadas, y se sigue con la segunda más brillante dejando el resto y la primera fijas. Así progresivamente con todas las fuentes. Con esto, se puede generar ya un mapa con `tmap()` del test estadístico (TS), así como de la significancia con `residmap()` si queremos tener sensibilidad a valores positivos y negativos. Aproximadamente, $TS \sim \sigma^2$: se utilizarán indistintamente.

Cuanta mayor significancia haya, más diferirá el modelo de los datos. Puede ocurrir que existan regiones de la ROI con un TS muy elevado ($TS > 16$). En ese caso, conviene añadir manualmente al modelo los excesos como fuentes. Estas nuevas fuentes sólo se añadirán a un nuevo catálogo si han sido observadas con suficiente significancia por la colaboración de Fermi-LAT. Generalmente, la comunidad científica acepta como un descubrimiento aquella medida con $\sigma > 5$, aunque en nuestro caso se tolerarán medidas con 4σ . Esto hace el análisis más conservador al interpretar el exceso no sólo como un fondo desconocido, sino también de una nueva fuente. Todo este proceso se puede realizar fácilmente con la herramienta `find_sources()`.

Si se vuelve a representar el mapa de TS después, se observará que las fuentes encontradas por `find_sources()` ya no tienen tanta significancia. Se verá en el análisis de la dSph, ya que para 3C279 no hay regiones con tanta significancia.

Después de haber hecho estas aproximaciones, se puede realizar finalmente el ajuste completo del modelo, un análisis de máxima verosimilitud utilizando `fit()`. Para ello, se eligen qué fuentes se dejan libres con `free_sources()`, esto es, dejamos que uno o varios parámetros de algunas fuentes queden libres. En este caso, dejamos libre el factor de normalización de cada fuente, su factor astrofísico J . Es aquí cuando vamos a poder obtener información sobre nuestra fuente, como su TS o el número de cuentas predicho. Para comprobar el efecto del ajuste en el modelo, podemos ver la variación de la significancia antes y después de realizarlo (ver Figura 5).

Se puede observar que antes de realizar el análisis, la significancia entre los datos y el modelo era mayor, pero se reduce drásticamente cuando dejamos libres las fuentes más brillantes y las ajustamos a los datos.

Una vez optimizado el modelo, solo queda calcular la distribución espectral de energía (SED) con `sed()`. Con esto, podremos conocer la contribución al espectro de cada fuente o fondo en función de la energía. En el caso de una galaxia con núcleo activo, la contribución de la fuente será importante (ver Figura 6). Después se comprobará que para una dSph el flujo recibido es nulo.

Finalmente, nos podemos centrar en una fuente (el AGN) y obtener su densidad de flujo de energía en función de la energía. Las herramientas calculan también la curva que mejor ajusta a los datos (ver Figura 7a). A altas energías obtenemos muy poco flujo, lo que produce una mala estadística en dicho intervalo. En ese caso, podemos convertir los datos en un límite superior al flujo (Figura 7b). Esto quiere decir que, como máximo, el flujo de dicha fuente tiene que ser el calculado, pues si fuera superior sí que habríamos obtenido la suficiente significancia como para haberla podido detectar. En el AGN esto sólo ocurre para los fotones muy energéticos, pero para una dSph habrá que reali-

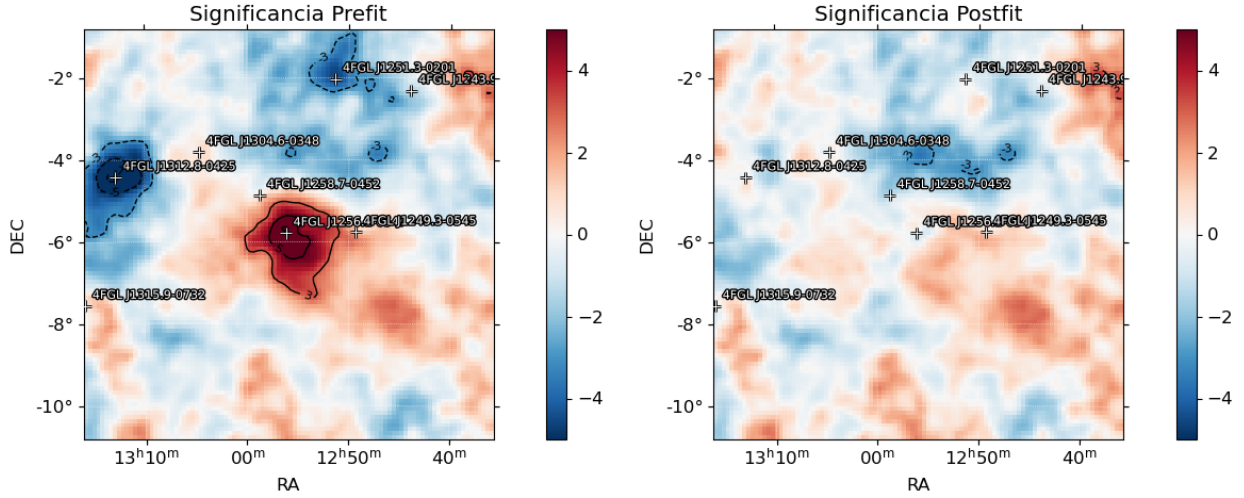


Figura 5: Mapas de TS en 3C279 antes (izq.) y después (dcha.) de realizar el análisis likelihood. Los AGNs son fuentes que presentan una alta variabilidad en su espectro, por lo que el comportamiento medio medido en los 12 años de catálogo no tiene por qué coincidir con el de los dos primeros años analizados aquí. De ahí que existan esos excesos antes de hacer el análisis. Una vez ajustados los parámetros, la significancia decrece en la región de cada fuente.

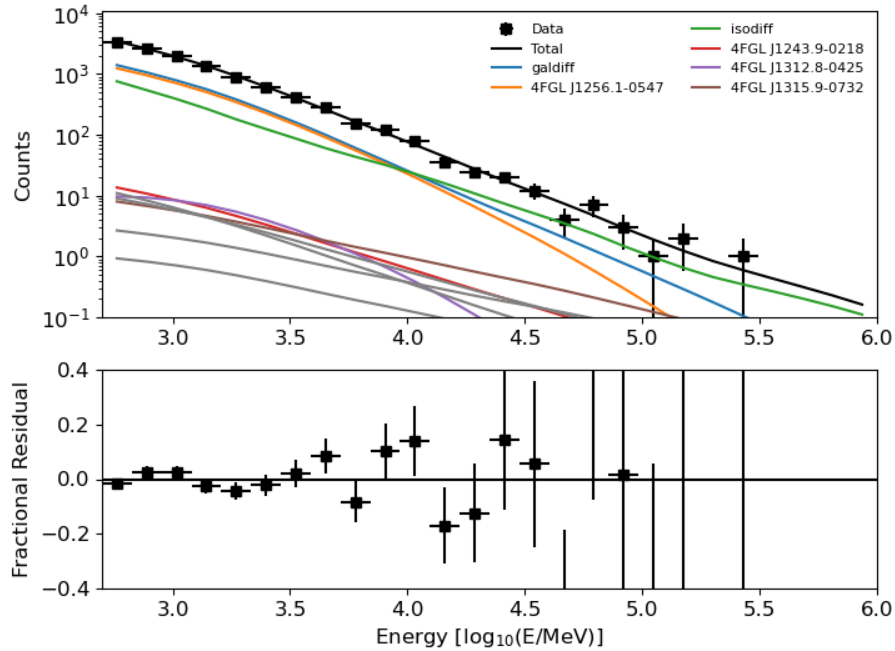
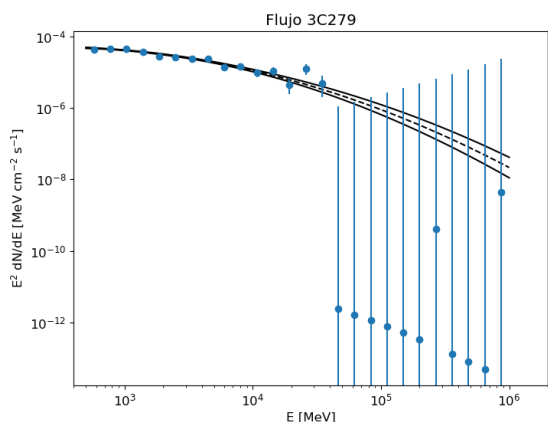
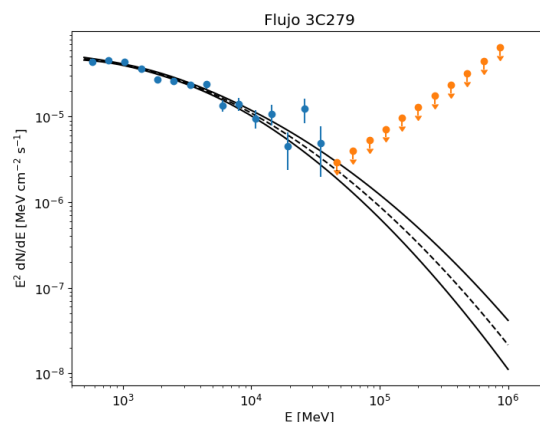


Figura 6: Fotonos recibidos en función de la energía. Además de los dos fondos, el AGN 3C279, en el catálogo 4FGL J1256.1-0547, tiene una contribución importante. La curva de residuos muestra que para energías mayores hay más incertidumbre, debido a que se reciben menos fotonos de altas energías y la estadística es peor.



(a) Espectro inicial.



(b) Espectro convertido a límites superiores al flujo.

Figura 7: Espectro diferencial de energías para 3C279. Para altas energías se establecen límites superiores al flujo (b). La curva rayada indica el mejor ajuste del modelo; las continuas, el error a una sigma.

zarlo para todo el espectro, pues no obtendremos señal.

Integrando en todas las energías, podemos establecer un límite superior al flujo y, a partir de la expresión (2), una cota superior a la sección eficaz, $\langle\sigma v\rangle^{U.L.}$. El objetivo del análisis de búsquedas indirectas de materia oscura consiste en restringir al máximo los valores de $\langle\sigma v\rangle$ para diferentes masas.

Una vez verificada la cadena de análisis, se pueden comenzar a estudiar los datos de interés.

2.3. Ursa Minor.

En este trabajo nos centramos en estudiar la galaxia esferoidal enana Ursa Minor. Está situada en ascensión recta $RA = 227, 24^\circ$ y a declinación $DEC = 67, 22^\circ$, muy alejada del plano galáctico. La dSph tiene un factor astrofísico muy estudiado, de $5,62 \cdot 10^{18} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$ [13]. Se estudiarán los fotones con energías $500 \text{ MeV} < E < 1 \text{ TeV}$ registrados en los 15 años de misión (desde el 4 de agosto de 2008 hasta el 11 de febrero de 2024). Además, filtramos a un cenit máximo de 100° para evitar el ruido generado en el limbo terrestre (véase la Figura 8). Se fija la región de interés con un tamaño de $10^\circ \times 10^\circ$ para recoger todos los posibles fotones de fuentes cercanas. El análisis se realiza en ocho bins por década de energía espaciados logarítmicamente, y bins en espacio de $0,08^\circ$ de tamaño. Esta discretización en el espacio de posiciones y energías es necesaria para poder analizar los datos de forma eficiente, y se elige tal que optimice la resolución angular y espacial. Todos estos parámetros se han elegido así siguiendo otros trabajos del ámbito [13] para poder comparar después los resultados.

Con el objetivo de investigar si hay señal en la región de Ursa Minor, creamos nuestro modelo describiendo la enana como una fuente puntual con un flujo que sigue una función tipo **PowerLaw**, parametrizada por

$$F(E) = p_0 \left(\frac{E}{E_s} \right)^{p_1}, \quad (6)$$

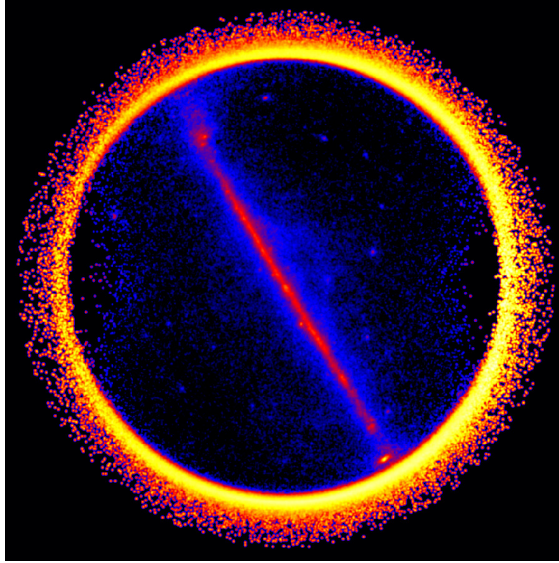


Figura 8: Imagen de la Vía Láctea sin cortes en el ángulo cenital. Existe una contaminación alrededor de la imagen producida por los fotones del limbo terrestre. Al fijar el corte a 100° estamos bloqueando esos fotones. Este ángulo puede ser mayor a 90° porque el satélite orbita el planeta a 540 km de altura. Fuente: [17].

donde E_s es un parámetro de escala, p_0 un prefactor y p_1 el índice de la función (en nuestro caso fijado a 2).

3. Análisis de resultados.

3.1. Modelización de la ROI.

Con los datos ya mencionados, representamos primero el mapa de cuentas junto al modelo (Figura 9). A simple vista parece que el modelo describe bastante bien los datos. Esto quiere decir que nuestro catálogo describe con precisión las fuentes de la región de interés. Para poder dar valores numéricos, representamos los mapas de significancia y excesos (Figura 10).

Se comprueba que todo el mapa está con una significancia de $\sigma < 5$. Sin embargo, existen regiones que podrían describirse mejor. A continuación, realizamos el primer semiajuste con `optimize()`. Encontramos regiones del cielo con una significancia considerable, así que ejecutamos la herramienta `find_sources()` para añadir al modelo como fuentes aquellas regiones con $TS > 16$ y volvemos a calcular el mapa de significancias (Figura 11).

Comprobamos que las nuevas fuentes mejoran el modelo, ya que la significancia disminuye en dichas regiones. Como se han encontrado candidatas a nuevas fuentes, es importante caracterizarlas y estudiar sus parámetros (Cuadro 1), con el fin de que puedan ser incluidos más adelante en un nuevo catálogo de Fermi-LAT.

Después de esto, hay que realizar el análisis de máxima verosimilitud para poder obtener todo el espectro de nuestra galaxia esferoidal enana. De nuevo, dejamos libre el factor astrofísico de las fuentes, ahora situadas a una distancia $< 3^\circ$ de la dSph. Tras el análisis, podemos visualizar los resultados con la herramienta `roi[]`. Hemos obtenido un $TS = 2,05$ para Ursa Minor; no es

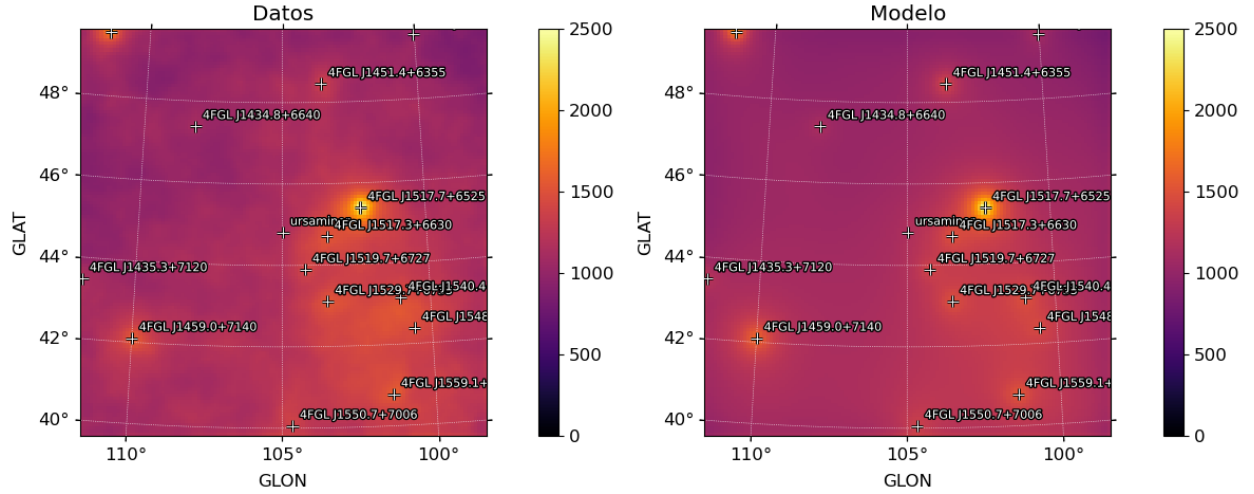


Figura 9: Mapas de cuentas de los datos (izq.) y del modelo (dcha.) para la región de Ursa Minor.

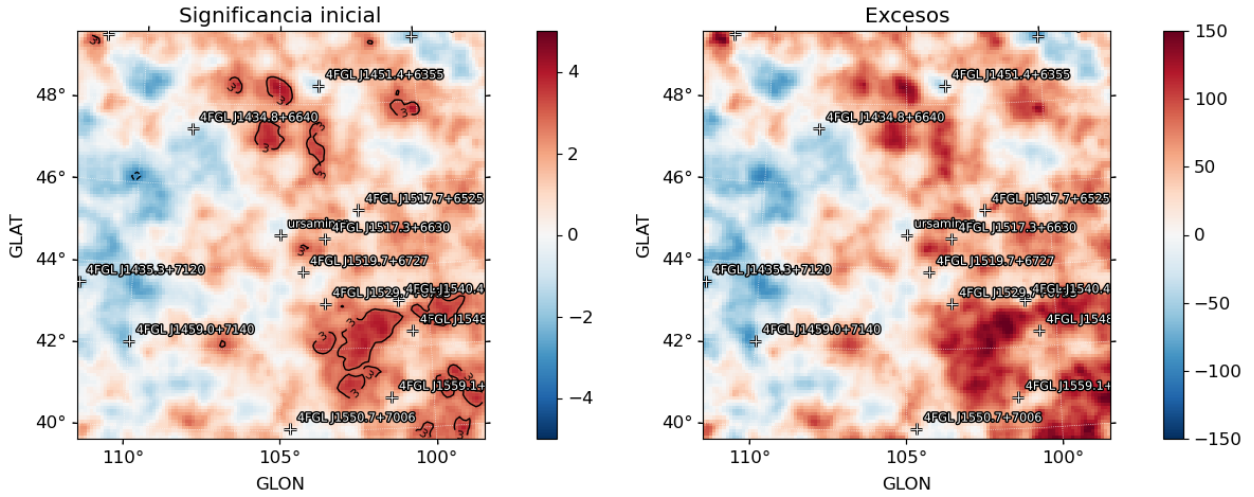


Figura 10: Mapas de significancia (izq.) y número de excesos (dcha.) al comparar el modelo con los datos registrados.

Nombre	RA (°)	DEC (°)	TS
PS J1509.4+6244	227,36	62,74	27,11
PS J1437.0+6509	219,26	65,17	24,21
PS J1543.7+6550	235,94	65,85	22,33
PS J1610.4+6709	242,61	67,16	20,01

Cuadro 1: Candidatas a nuevas fuentes identificadas en la región de Ursa Minor. La primera puede ser reconocida como descubrimiento al tener un $TS > 25$, según el convenio aceptado.

suficiente para poder concluir que la fuente tiene excesos sobre el fondo. Gráficamente, podemos observar el mapa final de significancias (Figura 12).

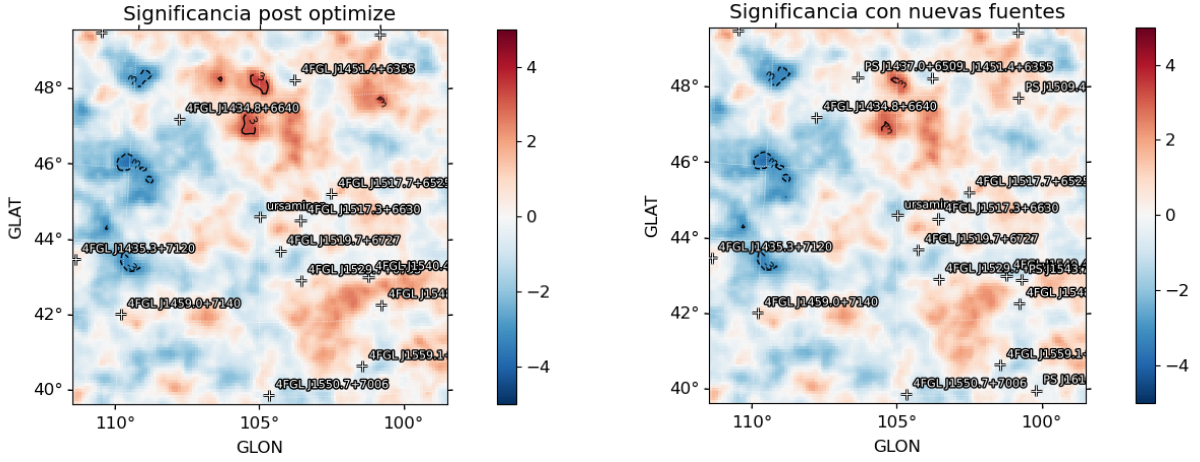


Figura 11: Mapas de significancia para la región de Ursa Minor después de haber semiajustado los parámetros. En el gráfico derecho observamos que al añadir nuevas fuentes, como PS 1509.4+6244 en la esquina superior derecha, la significancia en la región disminuye.

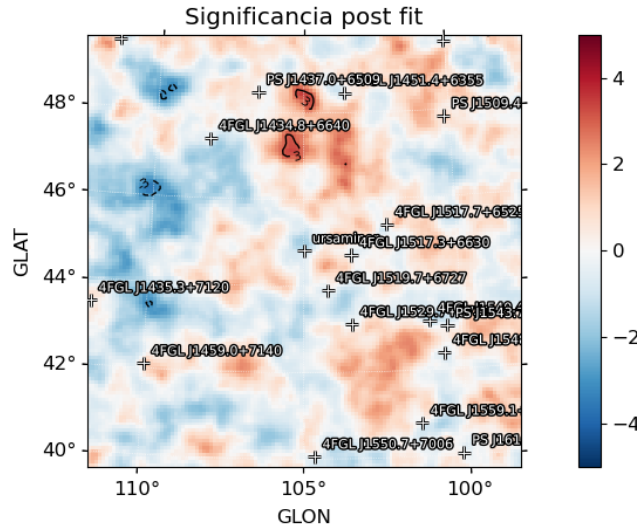


Figura 12: Mapa de significancia en la región de Ursa Minor después del análisis.

Se observa que la significancia en la dSph no es suficiente para concluir que hay excesos sobre el fondo.

3.2. Distribución espectral de energía y valores límite.

Si representamos su espectro separado en las distintas fuentes (Figura 13), observamos que la región es muy limpia y la mayor parte de la señal proviene de los fondos difusos. La fuente que predomina es 4FGL J1517.7+6525, que en el mapa de cuentas la vemos como la zona más brillante.

Al ejecutar el comando `fit()`, se realiza en cada bin de energía un likelihood. Para encontrar los límites al flujo con un 95 % de confianza, se toma el valor en el que el perfil likelihood decrece $-2, 71/2$ de su valor máximo. Podemos representar el perfil en un único bin para ilustrar el método.

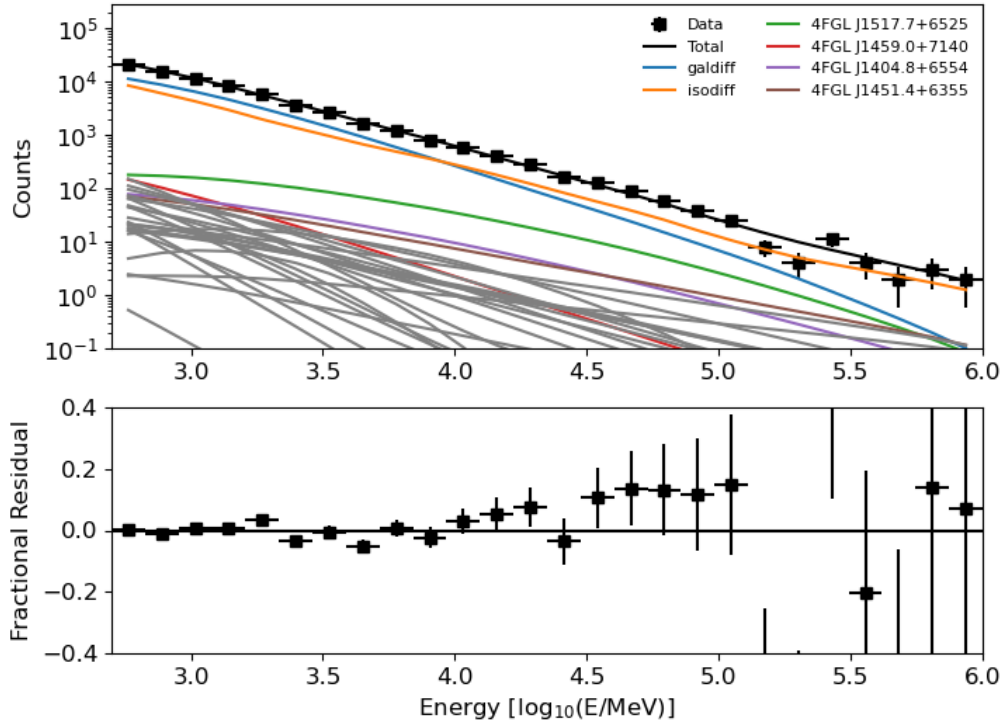


Figura 13: Fotonos recibidos en función de la energía en la región de Ursa Minor. Ahora no hay señal de nuestra dSph.

Véase la Figura 14 para el primer bin en Ursa Minor.

Con este método se obtiene un valor del flujo diferencial. Si realizamos este perfil para cada bin de energía y representamos el valor de $E^2 dN/dE$ en función de la energía, se obtiene todo el perfil diferencial al flujo. En este caso, presentamos en la Figura 15 tanto el espectro de Ursa Minor como el de la fuente más brillante en la ROI, 4FGL J1517.7+6525.

Se puede comprobar que en la fuente intensa 4FGL J1517.7+6525 sí que hay suficientes datos como para hacer estadística y recrear todo el perfil. Sólo nos fallan los datos para muy altas energías, que vuelve a deberse al bajo flujo recibido en ese intervalo, debido a la escasez de esos fotonos en el universo y a un área de colección de Fermi-LAT pequeña. Por el contrario, nuestra fuente de interés, Ursa Minor, no emite apenas fotonos en ningún bin de energía, por lo que solo se pueden establecer valores límite superiores al flujo. No obstante, puede resultar curioso esa dependencia con la energía. Este gráfico refleja la sensibilidad del detector para distintas energías, siendo óptima para unos 3000 MeV. Cuanto menos sensible es el detector, menos restrictivos podemos ser al acotar, ya que no se tiene la certeza de que la falta de detecciones se deba a la inexistencia de señal o a que Fermi-LAT no lo haya podido medir correctamente.

Finalmente, queda establecer las cotas a la sección eficaz. Con estos datos, se procede con otro análisis de máxima verosimilitud, dejando variar $\langle\sigma v\rangle$ en lugar del factor de normalización. Para ello, vamos a modelizar la región como una fuente puntual con una distribución del tipo `DMFitFunction`.

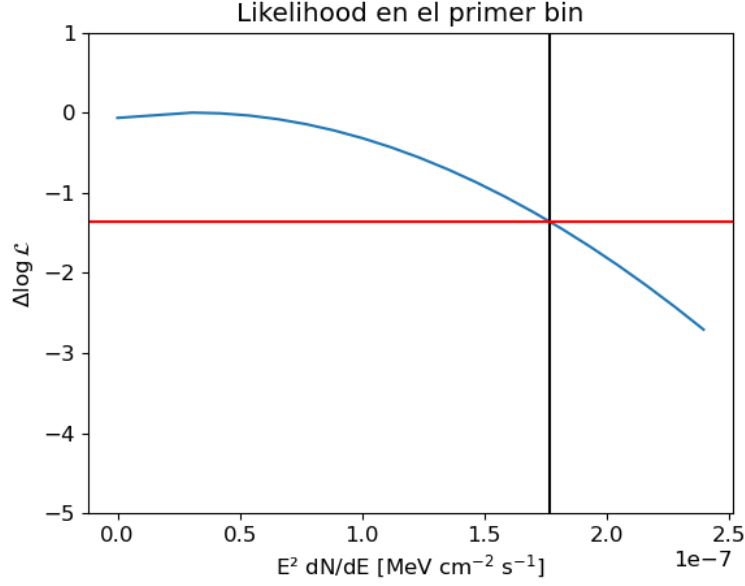


Figura 14: Perfil likelihood (azul) en el primer bin de energía para Ursa Minor. La línea horizontal roja está a $\Delta \log \mathcal{L} = -2,71/2$, que interseca al perfil en el valor al límite superior al flujo, con una confianza del 95 % (negro).

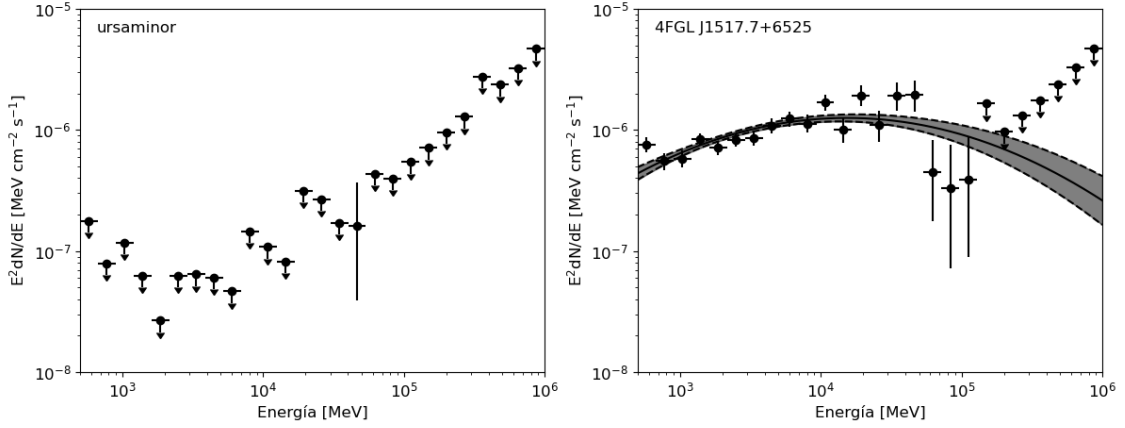


Figura 15: Espectros para las fuentes Ursa Minor (izq.) y 4FGL J1517.7+6525 (dcha). Se aprecia que en la dSph no hay señal y todo se ha convertido en límites superiores al flujo. En la otra, sí que hay suficiente significancia y se ha podido ajustar el modelo.

Es una clase espectral específica de `fermipy`, parametrizada como

$$F_{(E)} = J \times \frac{1}{8\pi} \frac{1}{m_\chi^2} \langle \sigma v \rangle \left. \frac{dN}{dE} \right|_{(E, m_\chi, i)}. \quad (7)$$

El procedimiento es realizar un análisis igual que el que se hizo en la Figura 14, pero ahora en función de $\langle \sigma v \rangle$, y obtener un valor límite de la sección eficaz para un valor de la masa y un canal de desintegración fijos.

Comenzamos describiendo la fuente con la sección eficaz canónica de $\langle \sigma v \rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ y la dejamos variar libremente a lo largo del análisis. El factor astrofísico J es el ya mencionado. Realizando un análisis para cada masa, podemos dibujar la curva que acota a la sección eficaz.

Comenzamos realizando el análisis para el canal $b\bar{b}$ y para el $\tau^+\tau^-$, para poder compararlo con el trabajo de McDaniel (2023) *et al.* [13].

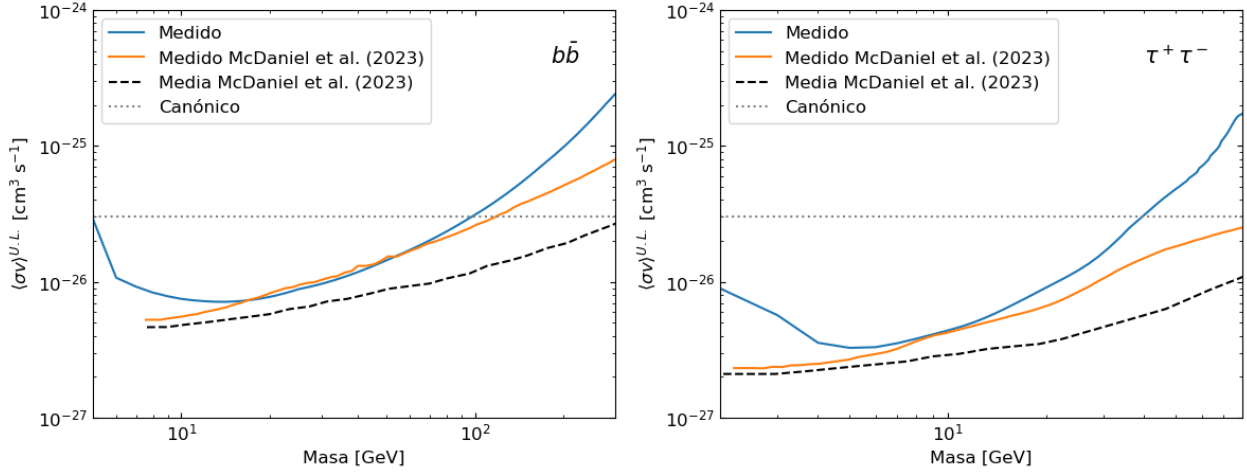


Figura 16: Restricciones a la sección eficaz de DM para el canal $b\bar{b}$ (izq.) y $\tau^+\tau^-$ (dcha.). El rango de masas es aquel en el que se han obtenido resultados coherentes.

Es conveniente explicar que para masas altas estamos siendo cada vez menos restrictivos. Apenas se producen fotones para esas masas, lo que implica que no tenemos suficiente estadística y, por tanto, el límite superior a la sección eficaz es menos restrictivo. De ahí que se observe ese comportamiento en pendiente positiva. Por otro lado, para masas muy pequeñas la sensibilidad del instrumento es pobre, y también impide ser más restrictivos en dichos valores.

Para comparar los resultados con aquellos obtenidos por el equipo de McDaniel *et al.*, se han representado en la Figura 16 las dos curvas obtenidas en su trabajo porque siguen distintos comportamientos. La primera es el valor medio de multitud de simulaciones, simuladas con una ROI sin fuente central, es decir, recibiendo solo fotones de los fondos difusos, así como de otras fuentes próximas. Para cada simulación se calcula una curva de $\langle\sigma v\rangle$ y, después, se calcula la media de todas ellas. Esta curva sigue un comportamiento muy similar al obtenido aquí, con la diferencia de ser más restrictiva debido a una mayor acumulación de los datos. De forma general, se espera que la curva disminuya según aumentamos el tiempo de observación. Sin embargo, este comportamiento se romperá si observamos alguna anomalía, como puede ser una señal de materia oscura. En ese caso, la curva no disminuirá y se quedará fijada en el valor real de $\langle\sigma v\rangle$. Este valor se alejará de lo esperado progresivamente hasta alcanzar una significancia de 5σ , momento en el que tendremos un descubrimiento. Es esto lo que se empieza a ver en la curva medida de Mc Daniel *et al.*, debido a que algunas de sus más de 30 dSph estudiadas tenían un TS elevado para ciertas energías. Por ejemplo, la enana Tucana II presenta un $TS > 8$ para 20 GeV en el canal $b\bar{b}$. Es suficiente que exista una galaxia con alta significancia para que se observe en la curva la anomalía, pues el resto de enanas no van a contribuir con nada de flujo. Como el trabajo de McDaniel *et al.* estudió tantas enanas, tenemos al menos una de ellas en casi todo el rango energético con significancia elevada, motivo por el que toda su curva medida queda por encima de la media. El tiempo dirá si estas significancias, por ahora $> 2\sigma$, aumentan o, por el contrario, fueron fluctuaciones estadísticas que terminarán por disiparse.

Podemos ir más allá y representar el límite superior para otros canales (ver Figura 17). Antes

de continuar, es conveniente aclarar la disparidad en el rango de masas elegido para los distintos canales. Fuera de los rangos mostrados en la Figura 17 hemos detectado anomalías en la convergencia del ajuste de máxima verosimilitud que nos han impedido obtener resultados confiables. Por ello, sólo se han mostrado las masas donde sí que se ha podido realizar el cálculo. Solucionar dichas anomalías será objeto de trabajos futuros. Además, los procesos de aniquilación tienen que respetar la conservación de la energía, por lo que la masa de la materia oscura ha de ser, cómo mínimo, la de los productos.

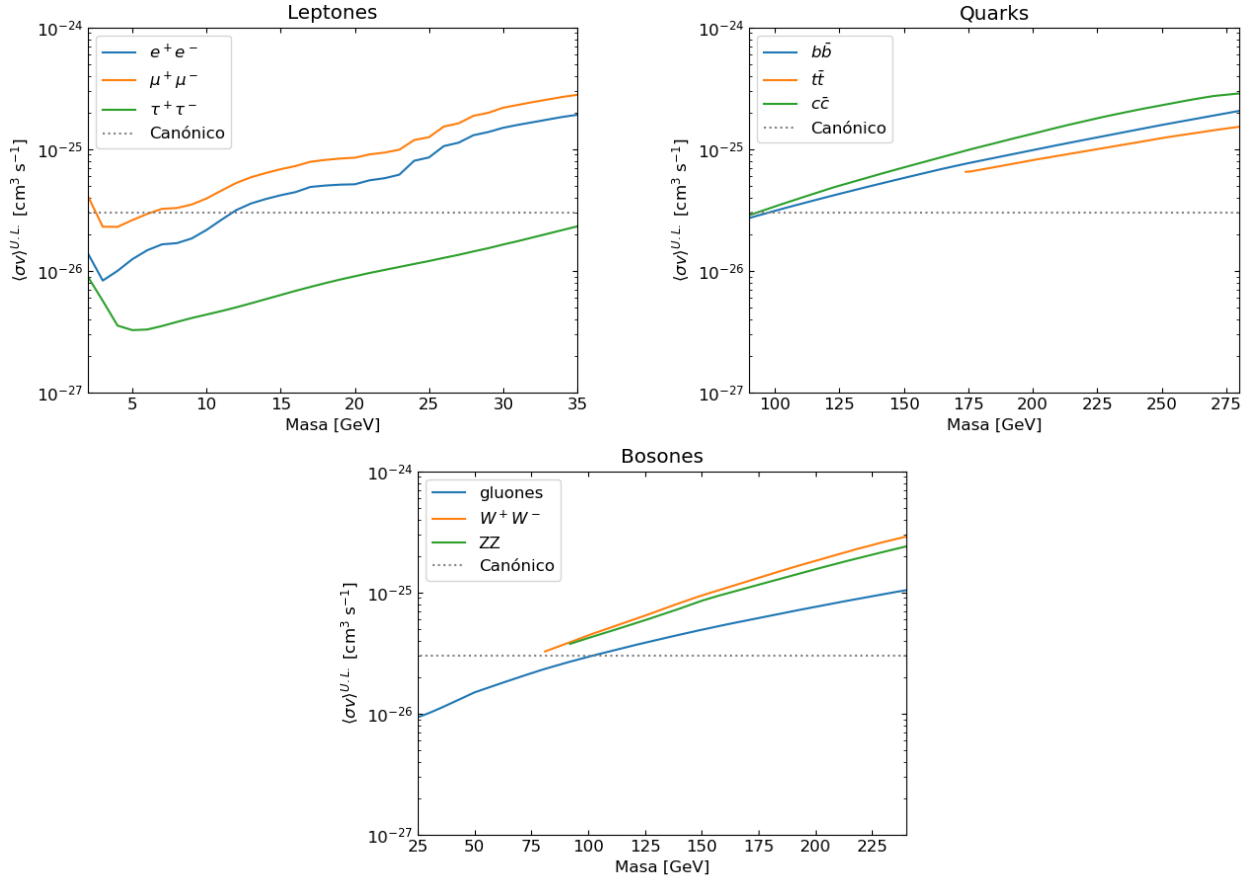


Figura 17: Restricciones a la sección eficaz de DM para distintos canales de aniquilación. Nótese que necesitamos que la masa de la materia oscura sea superior a la de los productos. Por ejemplo, $m_\chi > 173$ GeV para el canal $b\bar{b}$.

Se puede observar que el canal $\tau^+\tau^-$ es el más restrictivo analizando datos para Ursa Minor. También lo es para el trabajo de McDaniel *et al.* Esto es un indicativo de que dicho canal emite una gran cantidad de fotones en el rango estudiado (al menos comparado con el resto de canales), y el hecho de que no hayamos detectado señal implica una restricción mayor al valor límite de la sección eficaz.

4. Conclusiones.

El satélite espacial Fermi lleva más de 15 años recogiendo datos que nos permiten estudiar la materia oscura. La misión estaba programada para cinco años, pero la superior durabilidad de sus instrumentos y sus grandes resultados le han permitido seguir operando y lo han posicionado como

una de las misiones de NASA más importantes, no teniendo un sucesor a la vista.

Con Fermi-LAT y las *fermitools* hemos sido capaces de hacer un análisis completo de la región del cielo centrada en Ursa Minor y obtener resultados comparables con los últimos trabajos de investigación. La dificultad del proceso para buscar materia oscura requiere simplificar el modelo al máximo, y conocer las limitaciones es fundamental para poder interpretar a posteriori los datos. En este caso, se ha planteado que la mayoría de la masa de la materia oscura está contenida en un tipo de partícula, que se aniquila consigo misma por un único canal de aniquilación. Aunque pueda parecer demasiado restrictivo, no es una hipótesis tan descabellada: la mayoría de la masa de la materia estándar está contenida en los protones.

Hemos verificado la cadena de análisis estudiando una fuente conocida como 3C279. Se ha argumentado que es necesario observar una región limpia de ruidos de fondo y con una alta densidad de materia oscura, que aseguren la alta calidad de los datos. Para ello, se ha estudiado la dSph Ursa Minor y se ha comprobado que no se recibe flujo de ella.

Se ha realizado un análisis de máxima verosimilitud que permite optimizar el modelo a los datos. Estudiando los mapas de significancia, se han encontrado cuatro candidatas a nuevas fuentes, que deben ser estudiadas con mayor profundidad para una posible incorporación en un futuro catálogo. Para ello, el procedimiento sería realizar un nuevo análisis para cada candidata, centrada la ROI en ellas, y comprobar que su valor de TS es > 25 . Además, hay regiones con una significancia superior a 3σ , lo que motiva seguir estudiando la región hasta ser capaces de modelizarla mejor.

El análisis de máxima verosimilitud nos ha permitido restringir algunos parámetros de la materia oscura. En particular, su sección eficaz para distintos canales y masas. A pesar de ello, se han identificado problemas para valores altos de la masa que quedan por investigar. Después de arreglar los fallos con el likelihood, hay que estudiar el espectro de Ursa Minor para más altas energías. Entonces, podremos obtener un valor fiable del TS para la galaxia para diferentes valores de la masa y distintos canales. Se ha visto también la necesidad de ampliar las funciones de la herramienta `sed()` para que nos permita trabajar con otras parametrizaciones al flujo como es `DMFitFunction`.

Este trabajo permite descartar modelos que propongan unas aniquilaciones con valores de la sección eficaz superiores a los mostrados. Además, tiene la ventaja de ser un análisis agnóstico y no depender de ningún modelo. Aunque el rango de masas que puede estudiar Fermi-LAT es el de las WIMPs, cualquier otro candidato con estas características tiene que respetar el resultado de nuestro análisis.

El trabajo y las búsquedas de materia oscura no han hecho más que comenzar. Por ahora, es necesario seguir acumulando datos, que permitan aumentar las significancias en el flujo esperado y reflejen un exceso originado por la materia oscura. Las repercusiones que pueda desencadenar dicho descubrimiento son inciertas. Mientras, nuestra filosofía nos obliga a seguir investigando para ampliar las fronteras del conocimiento.

Referencias.

- [1] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, January 1933. doi:<http://dx.doi.org/10.5169/seals-110267>.
- [2] Vera C. Rubin. Dark Matter in the Universe. *Highlights of Astronomy*, 7:27–38, 1986. doi:[10.1017/S1539299600006134](https://doi.org/10.1017/S1539299600006134).

- [3] E. Hubble. A Relation Between Distance and Radial Velocity Among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 15, 1929. doi:10.1073/pnas.15.3.168.
- [4] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal Letters*, 142:419–421, July 1965. doi:10.1086/148307.
- [5] Planck Collaboration, Aghanim, N., et al. Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters. *A&A*, 641:A6, 2020. doi:10.1051/0004-6361/201833910.
- [6] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(5):279–390, 2005. doi:10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- [7] Gianfranco Bertone and Tim M. P. Tait. A New Era in the Quest for Dark Matter. *Nature*, 562(7725):51–56, October 2018. doi:10.1038/s41586-018-0542-z.
- [8] Marco Taoso. News on Dark Matter from ICRC 2021. *PoS*, ICRC2021:047, 2021. doi:10.22323/1.395.0047.
- [9] Dan Hooper. TASI Lectures on Indirect Searches For Dark Matter. *PoS*, 2018. arXiv:1812.02029.
- [10] Tracy Slatyer. Les Houches Lectures on Indirect Detection of Dark Matter. *SciPost Physics Lecture Notes*, May 2022. doi:10.21468/scipostphyslectnotes.53.
- [11] Madeleine J. Zúrowski. Dark Matter at ICRC 2023. *PoS*, ICRC2023:035, 2024. doi:10.22323/1.444.0035.
- [12] Lidia Pieri et al. Implications of High-Resolution Simulations on Indirect Dark Matter Searches. *Phys. Rev. D*, 83:023518, 2011. arXiv:0908.0195, doi:10.1103/PhysRevD.83.023518.
- [13] Alex McDaniel et al. Legacy analysis of dark matter annihilation from the Milky Way dwarf spheroidal galaxies with 14 years of Fermi-LAT data. *Phys. Rev. D*, 109(6):063024, March 2024. doi:10.1103/PhysRevD.109.063024.
- [14] J Aleksić et al. Searches for dark matter annihilation signatures in the Segue 1 satellite galaxy with the MAGIC-I telescope. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011(06):035–035, June 2011. doi:10.1088/1475-7516/2011/06/035.
- [15] Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *The Astrophysical Journal*, 462:563, May 1996. doi:10.1086/177173.
- [16] Fermi Gamma-ray Space Telescope. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>.
- [17] The Fermi LAT Instrument. <https://www-glast.stanford.edu/instrument.html>.
- [18] W. B. Atwood et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission. *The Astrophysical Journal*, 697(2):1071–1102, May 2009. doi:10.1088/0004-637x/697/2/1071.
- [19] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. 2011.
- [20] J. R. Mattox et al. The Likelihood Analysis of EGRET Data. *The Astrophysical Journal*, 461:396, April 1996. doi:10.1086/177068.
- [21] Lars Bergström. Dark Matter Candidates. *New Journal of Physics*, 11(10):105006, October 2009. doi:10.1088/1367-2630/11/10/105006.
- [22] M. Ackermann et al. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data. *Physical Review Letters*, 115(23), November 2015. doi:10.1103/physrevlett.115.231301.
- [23] J. Ballet, P. Bruel, T. H. Burnett, B. Lott, and The Fermi-LAT collaboration. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog Data Release 4 (4FGL-DR4), 2024. arXiv:2307.12546.