

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DE LA VARIABILIDAD TEMPORAL DE LA EMISIÓN
GAMMA DEL REMANENTE DE SUPERNOVA W28 CON EL
TELESCOPIO ESPACIAL FERMI.

TRABAJO PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE FÍSICA

PROYECTO DE INVESTIGACIÓN

ERNESTO ANTONIO CAMACHO IÑIGUEZ
ernesto.camacho@epn.edu.ec

Director: Nicolás Vásquez, PH.D.
nicolas.vasquez@epn.edu.ec

QUITO, AGOSTO 2019

DECLARACIÓN

Yo Ernesto Antonio Camacho Iñiguez, declaro bajo juramento que el trabajo aquí escrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento.

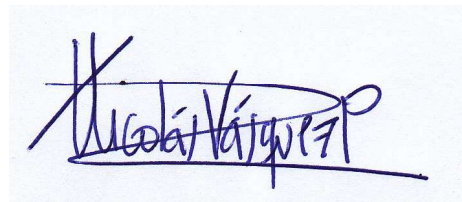
A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normativa institucional vigente.



Ernesto Antonio Camacho Iñiguez

CERTIFICACIÓN

Certifico que el presente trabajo fue desarrollado por Ernesto Antonio Camacho Iñiguez, bajo mi supervisión.

A handwritten signature in blue ink, appearing to read "Nicolás Vásquez". The signature is stylized with a large initial 'N' and a long horizontal stroke at the end.

Nicolás Vásquez, Ph.D.
Director del Proyecto

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a mi mamá, a mi papá y mi ñaña por potenciar mi curiosidad e inculcarme un pensamiento crítico, pero sobre todo por amarme.

A mi director de tesis, el Dr. Nicolás Vásquez, por guiarme y ayudarme durante este fascinante proyecto, y mi vida universitaria; en especial por ser un amigo incondicional.

A mis profesores, por aportar en mi crecimiento académico. En particular a mis maestros y amigos, el Dr. César Costa Vera y el Dr. Esteban Irribarra, por confiar en mi, y apoyarme como científico y persona.

A Kary, Mari y Sandy, por las risas y consejos.

A mis poli-amigos, porque sin su apoyo esta etapa universitaria no hubiese sido posible.

A mis amigos de toda la vida, porque estuvieron, están y estarán.

A mi familia, por quererme y apoyarme.

DEDICATORIA

A Luis, Ismenia, Sofía, Kiru y Juliana.

A mis amadas abuelas Hipatia y Elva.

Al lector.

Índice general

Siglas	VI
Índice de Figuras	VIII
Índice de Tablas	XII
Resumen	XIV
Abstract	XV
1. Introducción	1
2. Procesos radiativos y Mecanismos de aceleración en Remanentes de Supernova	3
2.1. Remanente de Supernova y Astropartículas	3
2.1.1. Visión General	3
2.1.2. SNR y Astropartículas	5
2.2. Fotoproducción leptónica	6
2.2.1. Bremsstrahlung no-térmico	6
2.2.2. Radiación sincrotrónica	8
2.2.3. Compton-inverso	9
2.3. Fotoproducción Hadrónica	10
2.4. Mecanismos de aceleración en SNR	11
2.4.1. Mecanismo de Fermi de 2 ^{do} Orden	11
2.4.2. Mecanismo de Fermi de 1 ^{er} Orden	13
3. Telescopio Espacial de Rayos-γ Fermi y el software <i>FermiTools</i>	16
3.1. Fermi-LAT	16

3.1.1. Dispositivo de Conversión-Seguimiento	18
3.1.2. Calorímetro	19
3.1.3. Detector de Anticoincidencia y Sistema de Adquisición de Datos . . .	20
3.2. Tratamiento de Datos	22
4. Resultados y Discusión	29
5. Conclusiones	45
Bibliografía	47

Siglas

ACD Detector de Anticoincidencia. X, 17, 20–22, 24

AGN Núcleo Activo de Galaxia. 6

BPL Ley de Potencias de Corte. XIII–XV, 39–44, 46

CMB Fondo Cósmico de Microonda. 9

CR Rayos Cósmico. IX, 5, 7, 37

CRU Unidad de Respuestas de Comando. 22

DAQ Sistema de Adquisición de Datos. X, 17, 21, 24

Dec Declinación. XIV, XV, 2, 29

DSA Aceleración Difusa de Choque. 1, 13

EBM Módulo de reconstrucción de Eventos. 21, 22

EDISP Procesamiento de Señal de Distribución de Energía. 23

EPU Unidad de Procesamiento de Eventos. 21, 22

FITS Sistema de Transporte de Imagen Flexible. 23

FSSC Centro de Soporte de Ciencias - Fermi. 23

FTOOLS Fermi Tools - Herramientas del Software Fermi. 23, 45

GASU Unidad de Distribución Disparador Global/Módulo-ACD/Señal. 22

GBM Monitor de Brotes de Rayos Gamma. IX, 16, 17

GRB Brote de Rayos Gamma. 6, 16, 35, 36, 46

GTI Intervalos de Tiempo Adecuados. 29

GTM Módulo de Disparo Global. 21, 22

IC Compton-inverso. 9

IRF Respuesta del Instrumento. 23, 37

ISM Medio Interestelar. 1, 3–5, 8, 9, 11, 15, 29, 33, 45

LAT Telescopio de Gran Área. V, IX, X, XIII, XV, 1, 2, 16, 17, 19–23, 25, 27, 34

LC Curva de Luz. XII, 38

Log-P Parábola Logarítmica. XII, XIV, XV, 39–41, 44, 46

MC Nuve Molecular. XV, 33, 34, 44, 45, 47

MET Tiempo Transcurrido de la Misión. 33

MMS Escudo contra Mini-meteoritos. 20

PDU Unidad de Distribución de Poder. 22

PL Ley de Potencias. XIII–XV, 39–41, 43, 44, 46

PSF Función de Espectro Puntual. X, 22–26, 29, 39

RA Ascensión Recta. XIV, XV, 2, 29

ROI Región de Interés. 29, 37, 39

SED Distribución Espectral de Energía. XII, 41, 42

SIU Unidad de Interfase del Sistema. 22

SLAC Centro del Acelerador Lineal de Stanford. X, 25

SN Supernova. 3–5, 15, 35

SNR Remanente de Supernova. V, IX, X, XIII–XV, 1–11, 14, 28–30, 33, 34, 40, 42–47

SR Región de la Fuente. 26

TEM Módulo de Torre Electrónica. 21

TS Prueba Estadística. XIII, 28, 39, 40, 46

UTC Coordenadas Universales de Tiempo. 33

WSF Fibra de Cambio de Longitud de Onda. X, 20, 21

Índice de figuras

2.1.	Imágenes multifrecuencia, tomadas con diferentes telescopio, de los SNR a) Infrarrojo - rojo, visible - amarillo, rayos-X-verde y azul [1] b) radio - rojo, infrarrojo - amarillo, visible - verde, ultravioleta - azul, rayos-X - morado [2]. c) rayos-X de baja energía - rojo, de mediana energía - verde, de alta energía - azul, visible - verde, radio - naranja [3]	4
2.2.	Mapa del cielo en rayos- γ generado con dos años de observaciones del Telescopio Espacial Fermi, donde se resalta la ubicación de los SNR más conocidos y estudiados. Claramente se puede notar la localización del SNR W28, objetivo de estudio de este trabajo, cerca del centro galáctico. Créditos de la imagen: NASA's Goddard Space Flight Center Images courtesy of NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration.	5
2.3.	Espectro de los CR en base a las observaciones realizadas por varios telescopios. Se observan cambios en la tendencia del espectro en puntos conocidos como: la rodilla (knee) y el tobillo (ankle). También se muestra las energías de dos aceleradores de partículas. Esta imagen fue obtenida de [4].	7
2.4.	Esquema de la interacción de un electrón, con velocidad v , con un ion de carga Ze , separados una distancia r y parámetro de impacto b	7
2.5.	a) Nubes de moléculas ionizadas con velocidad $V(\ll c)$, dispersando astropartícula con movimiento aleatorio. b) Representación pictórica de una dispersión por el campo magnético de la nube [5]	12
2.6.	a) Frente de choque que viaja con una velocidad supersónica $V \ll c$ en un medio no perturbado (2), dejando atrás un medio perturbado (1). b) Sistema de referencia inercial en el frente de onda, donde se observa que el medio posterior se aproxima con velocidad $v_1 = V$, y el anterior se aleja con velocidad $v_2 = v_1/r$. c) Sistema de referencia inercial en el medio ulterior, donde se observa que el medio anterior se acerca con una velocidad $v_1 - v_2 = V(1 - 1/r)$. d) Sistema de referencia inercial en el medio anterior donde se observa que el medio posterior se acerca con velocidad $v_1 - v_2 = V(1 - 1/r)$	13
3.1.	Representación del telescopio espacial de rayos- γ Fermi. Se observa la localización del detector LAT y del GBM, así como el de los paneles solares que proveen de energía al satélite.	17

3.2.	Esquema del Telescopio de Gran Área. Se visualiza el rayo- γ incidente, el detector anticoincidencia, el sistema mecánico, el sistema eléctrico de adquisición de datos, el dispositivo de conversión-seguimiento, el calorímetro y el proceso de conversión de pares e^- y e^+ [6].	17
3.3.	a) Componentes de una de las torres del dispositivo de conversión-seguimiento, donde se muestra las bandejas, tapas de carbono y circuito eléctrico [7]. b) Esquema del arreglo de una sección de una torre del Tracker, donde se observa la disposición de los detectores de Silicio de estado sólido y las capas de tungsteno, así como el proceso de conversión de par e^-, e^+ [8].	18
3.4.	Esquema de las partes que conforman a uno de los módulos del calorímetro del LAT, en el telescopio espacial Fermi. El calorímetro en su totalidad está compuesto por 16 de estos módulos, en un arreglo 4x4 [9].	19
3.5.	a) Esquema de las partes que conforman el ACD. Se muestra el ensamble de segmentos de plástico centellador, con las WSF y cables de fibra óptica. Además, se muestra el ensamble electrónico con las conexiones y fotomultiplicadores correspondientes. Finalmente, se muestra la estructura base. No se muestran los lazos centelladores, el escudo contra mini-meteoritos, la cobija térmica ni el segmento inferior centellador [10]. b) Estructura jerárquica del DAQ donde se muestran las diferentes unidades , y su comunicación, que intervienen en la verificación y análisis de eventos abordo del telescopio espacial Fermi.	21
3.6.	Las figuras muestran el desempeño de la versión <i>P8R2_SOURCE_V6</i> en la parte posterior (Front) y anterior (Back) del tracker, así como la suma de ambas contribuciones (Total). a) PSF vs Energía para 1σ y 2σ . b) PSF vs Ángulo de incidencia 1σ y 2σ . c) Area efectiva en función de la energía para ángulo de incidencia $\theta = 0$. d) Área efectiva en función del ángulo de incidencia para energía de 10GeV . e) Resolución de energía vs Energía para 1σ de la reconstrucción. f) Resolución de energía vs ángulo de incidencia para 1σ de la reconstrucción del evento. Las figuras fueron obtenidas de la página web del SLAC sobre el desempeño del LAT [11].	25
4.1.	Mapa de cuentas en coordenadas galácticas de 100MeV - 300GeV , centrado en W28, con area $10^\circ \times 10^\circ$, $0,071^\circ$ de tamaño del pixel. El mapa de cuentas es suavizado por un kernel Gaussiano de $\sigma = 0,5^\circ$. La franja roja muestra la emisión del plano galáctico. La barra de colores inferior muestra la cantidad de cuentas por pixel [12]. Se observan dos fuentes cercanas a W28, presentes en el catálogo 3FGL, el pulsar PSR J180-2332 (cuadrado blanco) y el SNR W30 (diamante blanco), y una fuente lejana Terzan 5 (cuadro blanco inferior derecho) correspondiente a un cúmulo globular oscuro. Además, con cruces verdes se marcan las fuentes presentes en el catálogo 3FGL [13].	30

- 4.2. Curvas de luz en los rangos espectrales 100MeV-500MeV, 500MeV-1GeV y 1GeV-300GeV. Se muestra con una línea continua el promedio de cuentas obtenido de la sección de no actividad ($2,39 \times 10^8 s = 04/\text{agosto}/2008 - 3,89 \times 10^8 s = 12/\text{agosto}/2013$), de donde se obtiene la desviación estándar dibujada inmediatamente sobre y bajo la línea de promedio, con una línea entre cortada. Con líneas punteadas se indica el número de desviaciones estándar sobre el promedio, de donde se puede deducir la significancia de los eventos graficados. Claramente se puede observar que la tendencia del número de fotones astrofísicos provenientes de la región cercana a W28, en función del tiempo, coincide entre los diferentes rangos espectrales. Además, se puede observar dos periodos significativos de actividad. El primero, entre $t \simeq 3,98 \times 10^8 s (= \text{agosto-2013})$ a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s (= \text{abril-2015})$, con una significancia de $> 8\sigma$; y el segundo, entre $t \simeq 4,85 \times 10^8 s (= \text{mayo-2016})$ a $t \simeq 5,10 \times 10^8 s (= \text{febrero-2017})$, con una significancia de $\sim 6\sigma$. Los errores correspondientes a cada bin se los muestra con una línea vertical en la sección intermedia del compartimento. 31
- 4.3. Curva de luz en el rango de 100MeV - 300GeV generada siguiendo el mismo criterio, y conservando las mismas especificaciones que las figuras 4.2. Al igual que en los gráficos 4.2, se puede observar dos periodos significativos de actividad. El primero, entre $t \simeq 3,98 \times 10^8 s (= \text{agosto-2013})$ a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s (= \text{abril-2015})$, con una significancia de $> 8\sigma$; y el segundo, entre $t \simeq 4,85 \times 10^8 s (= \text{mayo-2016})$ a $t \simeq 5,10 \times 10^8 s (= \text{febrero-2017})$, con una significancia de $\sim 6\sigma$. Los errores correspondientes a cada bin se los muestra con una línea vertical en la sección intermedia del compartimento. Las líneas punteadas verticales muestra la división de periodos temporales para el análisis de cuentas acumuladas de la Figura 4.4. 32
- 4.4. Número de cuentas acumuladas en función del tiempo. Cada intervalo graficado se lo inició en un tiempo propio $t_p = 0s$, con el fin de tener una clara apreciación en la comparación. Se puede observar la contribución del primer periodo de actividad (puntos rojos) que empieza, en el tiempo propio $t_p = 5,4 \times 10^7 s$, hasta el fin del periodo, que corresponden a los tiempos de análisis $t = 4 \times 10^8 s$ y $t = 4,5 \times 10^8 s$ respectivamente (ver Fig. 4.3). Por otro lado, se observan los periodos de no actividad (rayas moradas) y segunda actividad (círcunferencias celestes). Además, se puede apreciar la contribución de la segunda actividad alrededor de $t_p = 4,9 \times 10^7 s$, correspondiente al tiempo del intervalo general $t = 5 \times 10^8 s$ de la figura 4.3. Además, se ha realizado un ajuste lineal para cada periodo. En el periodo de primera actividad se efectuaron dos ajustes ya que se ha tomado en cuenta el corte donde comienza la sobreproducción fotónica. 36

4.5.	Curvas de luz de los diferentes intervalos energéticos superpuestas para el análisis del lag espectral. La LC de la parte superior corresponde al intervalo de los megaelectronvoltios mientras que la inferior corresponde a la de giga-electronvoltios. Se han graficado dos líneas contínuas verticales en los picos de emisión, y líneas auxiliares entre cortadas, para la comparación del desplazamiento temporal de los compartimentos de cuentas. Se verifica que las LC no presentan lag espectral ya que todos los compartimentos temporales presentan la misma relación entre sí, dentro de cada intervalo energético, y por tanto la misma posición de los picos de actividad.	38
4.6.	Gráfica del cociente H (Ver Ec.4.1) para los datos del intervalo 100MeV-300GeV. (a) Se puede observar que el número de cuentas en el rango de los mega electronvoltios se mantiene superior y constante a lo largo de todo el rango temporal con una media aproximada de 0,67. b) Acercamiento correspondiente al rectángulo morado de la figura (a). Se puede observar un aumento en el cociente H, entre los tiempos del primer periodo de actividad $t \simeq 3,98 \times 10^8 s$ (= agosto-2013) a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s$ (= abril-2015), aparte de una dispersión constante centrada en la media.	38
4.7.	Imagen que muestra, en la parte superior, la distribución espectral energética del modelo Log-P en celeste y los datos en azul, donde las barras horizontales indican el rango del compartimento energético y las verticales el error estadístico. En la gráfica inferior, se observa el número de cuentas en los compartimentos energéticos de todo el rango espectral (azul) y el número de cuentas predicho por el modelo (magenta). La figura sirve para mostrar la SED de los datos, sin embargo los valores obtenidos del ajuste del modelo con XSPEC son despreciables, ya que no existen suficientes cuentas por bin como para considerar una distribución Gaussiana.	41

Índice de tablas

3.1. Resumen de las características fundamentales del Fermi-LAT [6,14].	22
4.1. Valores y propiedades de las características del SNR W28 [15–19].	29
4.2. Valores espectrales para cada uno de los modelos definidos en las ecuaciones [4.2, 4.3 y 4.4], en los respectivos rangos energéticos. También se muestran los flujos de partículas y de energía (Φ y Φ_E respectivamente), así como el valor de la verosimilitud (\mathcal{L}) y la prueba estadística (TS) en cada caso. Los valores espectrales que no poseen error, fueron establecidos como fijos en el análisis de verosimilitud para que pueda existir la convergencia. Nota. ^a Las unidades de Φ son: <i>fotones</i> $cm^{-2}s^{-1}$ ^b Las unidades de Φ_E son: <i>erg</i> $cm^{-2}s^{-1}$ ^c A este valor no se le debe considerar la escala (10^{-11}).	39
4.3. Valores espectrales para cada uno de los modelos definidos en las ecuaciones [4.2, 4.3 y 4.4], en todo el rango energético. También se muestran los flujos de partículas y de energía (Φ y Φ_E respectivamente), así como el valor de la verosimilitud (\mathcal{L}) y la prueba estadística (TS) en cada caso. Los valores espectrales que no poseen error, fueron establecidos como fijos en el análisis de verosimilitud para que pueda existir la convergencia. Nota. ^a Las unidades de Φ son: <i>fotones</i> $cm^{-2}s^{-1}$ ^b Las unidades de Φ_E son: <i>erg</i> $cm^{-2}s^{-1}$	40
4.4. Valores espectrales encontrados en la literatura para los modelos PL (ec. 4.2) y BPL (ec. 4.3) en las cuatro fuentes aledañas al SNR W28. N representa la fuente norte HESS J1801-233, SA, SB y SC, representan HESS J1800-240A, B, y C respectivamente. Aharonian et al. [20] utiliza el rango espectral 100MeV-30GeV. Cui et al. [21] trabaja en el intervalo 300MeV-250GeV. Hanabata et al. [22] y Acero et al. [13] en los rangos 2GeV-100GeV y 1GeV-100GeV respectivamente. Por último, Abdo et al. [23], utiliza el intervalo 200MeV-100GeV.	43

Resumen

A pesar de que el estudio de los remanentes de supernova se ha llevado a cabo por más de cincuenta años, no se conoce con certeza el origen de los rayos- γ generados en el proceso de evolución [4, 24]. En este trabajo se estudia el remanente de supernova (SNR) galáctica W28 para caracterizar su espectro y evolución temporal. Con el fin de investigar sobre la interacción de la estrella con los cúmulos moleculares y determinar el proceso dominante en la generación de fotones astrofísicos. Se ha utilizado el detector Fermi-LAT que se encuentra dentro del Telescopio de Espacial de Rayos-Gamma Fermi para analizar 10 años de datos (04 - Agosto - 2008 al 04 - Agosto - 2018), ya que es el mejor equipo a disposición para estudiar los rayos- γ debido a sus características [6, 25]. Además, se ha hecho uso del software creado por los miembros de la misión Fermi que se basa en el análisis de verosimilitud para estudiar la fuente difusa en cuestión. [26].

Se considera que W28 es buena candidata para la investigación de la aceleración de astropartículas. El frente de choque del SNR y su interacción con el medio interestelar, los lugares donde se cree que se genera esta radiación de alta energía. Debido a su cercanía con respecto a la Tierra (2kpc) y su ubicación en una zona de gran actividad cerca del plano galáctico ($RA : 270,3445; Dec : -23,2889$) [27], esta es una región de mucho interés.

A través del análisis de las curvas de luz se ha caracterizado la dinámica temporal de W28, y se ha encontrado dos periodos significativos de actividad; el primero con una significancia de 8σ y el segundo 6σ . Estos resultados confirman la hipótesis de fotoproducción hadrónica a partir de la consistencia encontrada en estudios de indicadores moleculares [28–30]. No obstante, no es posible descartar por completo la hipótesis de fotoproducción leptónica, en particular a bajas energías $< 1\text{GeV}$. Adicionalmente, se estudió cualitativamente el lag espectral, del cual no se encontró evidencia en los intervalos temporales y energéticos considerados en este trabajo. Por otro lado, se han utilizado tres modelos espectrales (PL, BPL y Log-P) para ajustar los datos de la región de la fuente. Los parámetros obtenidos para los modelos de PL y BPL son consistentes con los encontrados en la literatura [13, 20–23]. Sin embargo, no se pudo establecer el mejor modelo que ajuste los datos de manera adecuada debido a la falta de evidencia estadística.

Abstract

Although we have been studying SNRs for more than half a century, the origin of γ -ray emission generated in the process of stellar evolution remains unclear [4, 24]. In this work we studied the spectrum and temporal evolution of the galactic supernova remnant SNR W28, to characterize the source and determine the dominant process of photoproduction. We analyzed 10 years of data (04 - august 2008 to 04 - august 2018), with Fermi-LAT inside the Fermi Gamma-ray Space Telescope mission, which is the biggest available instrument to study gamma-rays due to its characteristics and on-flight performance [6, 25]. Moreover, to analyze the SNR as a diffuse source, we employed the likelihood analysis within the *ScienceTools* package developed by the Fermi mission [26].

W28 is one of the best sources to investigate astroparticles, previously accelerated in the SNR shock-front, interacting with MCs and the interstellar medium, which is the place that the generation of γ -rays is believed to be produced. The reason is because of W28 location in a zone of great activity near the galactic plane ($RA : 270,3445; Dec : -23,2889$), a zone of great interest of investigation, and its closeness to Earth (2kpc) [27].

The dynamics of W28 is characterized through the analysis of light curves in which we have found two periods of activity with significance 8σ and 6σ respectively. These results are in accordance with the hadronic photoproduction hypothesis [28–30]. However the leptonic origin of γ -rays cannot be excluded, especially at low energies $< 1\text{GeV}$. Additionally, we did not find evidence of spectral lag in the energy and temporal range used. Furthermore, we have fitted 3 spectral models (PL, BPL and Log-P) to the source region. The spectral parameters obtained for PL and BPL are in agreement with the ones found in the literature [13, 20–23]. Nevertheless, we couldn't establish the best fitting model due to lack of statistical evidence.

Capítulo 1

Introducción

Los remanentes de supernova (SNR, por sus siglas en inglés) son uno de los pocos eventos astrofísicos que muestran evolución en una escala de tiempo corta (\sim años) [31, 32]; entender el paradigma que rige a las astropartículas, involucradas en las explosiones estelares, es fundamental para diagnosticar y comprender la evolución de uno de los eventos de mayor energía en el Universo [33]. Los SNR son uno de los principales candidatos de producción de rayos cósmicos hasta los $\sim 10^{20}$ eV, ya que son las únicas fuentes de energía conocidas que pueden describir de manera satisfactoria y precisa la tasa de producción y los espectros observados [24]. Adicionalmente, la teoría de la aceleración difusa de choque (DSA) en los SNR describe de manera adecuada los procesos que suceden en el frente de la onda de choque, y propone un mecanismo eficiente que explica la aceleración de astropartículas [4].

El estudio de los SNR es relativamente reciente, y todavía existen un grandes incógnitas sin resolver [34, 35]. El origen, a nivel galáctico y extragaláctico, de los rayos- γ en diferentes intervalos del rango energético es hasta ahora incierto; así como los procesos de interacción entre el frente de choque y el medio circundante, que generan un amplio espectro de radiación, entre los que se encuentran los rayos- γ .

Por esta razón, la investigación de los procesos que gobiernan la dinámica de los SNR es de alta importancia para entender como se generan y aceleran las astropartículas, y su interacción con el medio interestelar (ISM) [5, 36]. En consecuencia existe un extenso impacto en varias ramas de la física. A través de la observación de fotones astrofísicos generados en el desarrollo de los SNR, es posible el desarrollo de campos como: la física de radiaciones, la astrofísica, la física de partículas, la cosmología, entre otros [37–39].

Con el fin de comprobar la hipótesis, ampliamente aceptada en la actualidad, sobre la fotoproducción de carácter hadrónica, y caracterizar la evolución de los procesos anteriormente mencionados en el rango de 100MeV a 300GeV, se estudia el SNR W28 utilizando el Fermi-LAT, el cual se encuentra dentro del Telescopio Espacial de Rayos-Gamma Fermi. Con la ayuda del paquete *ScienceTools* desarrollado como parte de la misión, se analizan diez años de datos, desde agosto del 2008 hasta agosto del 2018, con el propósito de tener

robustés estadística en los resultados.

W28 es una fuente relevante por las condiciones observacionales que presenta. Se encuentra a distancia relativamente corta con respecto a la Tierra (2kpc) y en una zona de gran actividad ($RA : 270,3445$; $Dec : -23,2889$), donde se aprecian un gran número de interacciones por la alta densidad de cúmulos y nubes moleculares presentes [16, 27]. Por lo tanto, su descripción es sustancial para elucubrar sobre el origen galáctico de las astropartículas.

En base a lo expuesto, se desarrolló este trabajo estructurado de la siguiente manera. En el segundo capítulo se habla sobre las características generales de los SNR, así como de los procesos físicos que involucran la fotoproducción a través de diferentes mecanismos radiativos. Se consideran el caso hadrónico y leptónico como posibilidades de generación de rayos- γ , y se contempla los procesos de pérdida energética que pueden sufrir las astropartículas involucradas. Finalmente, se menciona los principios de la teoría de la aceleración de astropartículas en el frente de choque de los SNR.

En el tercer capítulo se describe las características de las componentes del Telescopio de Gran Área - Fermi, con los que se ha obtenido los datos. Se detallan las capacidades, limitaciones, y resolución del Fermi-LAT, dentro del satélite Fermi. Además, se explica los fundamentos que se usan en el tratamiento de datos. Por tanto, se expone sobre el proceso general de selección de información, así como el análisis de verosimilitud, su principio teórico y práctico en estudios con el Fermi-LAT. También se menciona y comenta sobre los algoritmos utilizados por el software *FermiTools*, desarrollado por la misión, que se utiliza para el análisis de datos.

En el cuarto capítulo se mencionan las características de W28, se plasma el proceso particular de selección de datos utilizados en esta investigación, los resultados obtenidos tras el análisis y la discusión de los mismos. Aquí se puede observar el análisis temporal a través de las curvas de luz, donde se describen los intervalos de actividad, el lag espectral, y la naturaleza de la radiación detectada. Adicionalmente, se expone sobre el análisis espectral de la fuente en cuestión, donde se utilizan tres modelos espectrales (ley de potencias de corte, ley de potencias y parábola logarítmica), y se comparan los resultados obtenidos, con los encontrados en la literatura. Se proponen las explicaciones, y su razonamiento, para las observaciones presentadas en función de los procesos físicos pertinentes.

Por último, en el capítulo cinco se presentan las conclusiones del estudio desarrollado en el presente trabajo, en base al proceso y resultados obtenidos.

Capítulo 2

Procesos radiativos y Mecanismos de aceleración en Remanentes de Supernova

2.1. Remanente de Supernova y Astropartículas

2.1.1. Visión General

Los SNR son eventos astrofísicos que se originan a partir de uno de los eventos más energéticos del universo: la implosión y posterior explosión de una estrella, conocidas como supernovas (SN). Estos eventos son sumamente importantes, ya que enriquecen el medio interestelar con elementos químicos que van desde hidrógeno hasta hierro, moléculas esenciales para la vida como el H_2O , calientan y agrupan material del ISM, y por tanto son determinantes para la dinámica de las galaxias que los contienen [4, 40].

Una supernova se produce cuando la fuerza gravitacional excede a la fuerza producida por el proceso de fusión en estrellas masivas ($M > \sim 1,44M_{\odot}$). El cambio puede ocurrir de dos maneras. La primera se da en los sistemas binarios, es decir, dos estrellas orbitando alrededor del centro de masa del sistema. Una de las estrellas, una enana blanca compuesta generalmente de carbón y oxígeno, extrae material de su compañera, una estrella más joven, típicamente en la etapa de gigante roja, vía el proceso de acreción. Eventualmente, la masa de la enana blanca sobrepasa el límite de Chandrasekhar (1.44 masas solares) y colapsa bajo su propia fuerza gravitacional. La contracción es tan rápida y a un volumen tan reducido, que las capas de la estrella “rebotan” sobre el núcleo remanente, por procesos magnetohidrodinámicos, de neutrinos, acústicos o de cromodinámica cuántica, y son expeditas liberando enormes cantidades de energía. El segundo proceso, ocurre en estrellas solitarias de gran masa que acaban con su combustible nuclear, ya que han formado un núcleo de hierro y son incapaces de producir energía de fusión, llevando así al colapso y posterior explosión de la estrella [41].

Además, la estrella progenitora de la SN, a lo largo de su vida, ha eyectado al espacio

el material presente en sus capas externas. Los elementos despedidos, junto con el shock de la SN compuesto de astropartículas, que se mueven a velocidades cercanas a la de la luz, forman lo que se conoce como remanente de supernova (SNR).

Los SNR se clasifican según su morfología principalmente a partir de observaciones en radiofrecuencias. El primer tipo son los SNR tipo cascarón, que, como su nombre lo indica, muestra una forma de cascarón esférico debido a la interacción del frente de choque con el ISM. Se caracteriza por tener emisiones principalmente en radiofrecuencias y en rayos-X. Un ejemplo es el SNR Cassiopeia A (Fig. 2.1a). El segundo tipo son los SNR tipo plerión. Se caracteriza por presentar un espectro plano y una emisión de radiofrecuencia dentro del volumen confinado por el cascarón exterior. Además, en general, poseen un pulsar en el interior del remanente. Un ejemplo es la Nebulosa del Cangrejo (Fig. 2.1b). El tercer tipo son los SNR de morfología mixta, los cuales presentan las características de los dos tipos explicados anteriormente. Un ejemplo es el SNR W28 (Fig. 2.1c) [42, 43]. En total, hasta el momento, se han identificado 294 remanentes de supernova en la galaxia [44]. En la Figura ?? se muestra el mapa del cielo generado a partir de las observaciones de 2 años del telescopio Fermi, donde se muestran los SNR más estudiados.

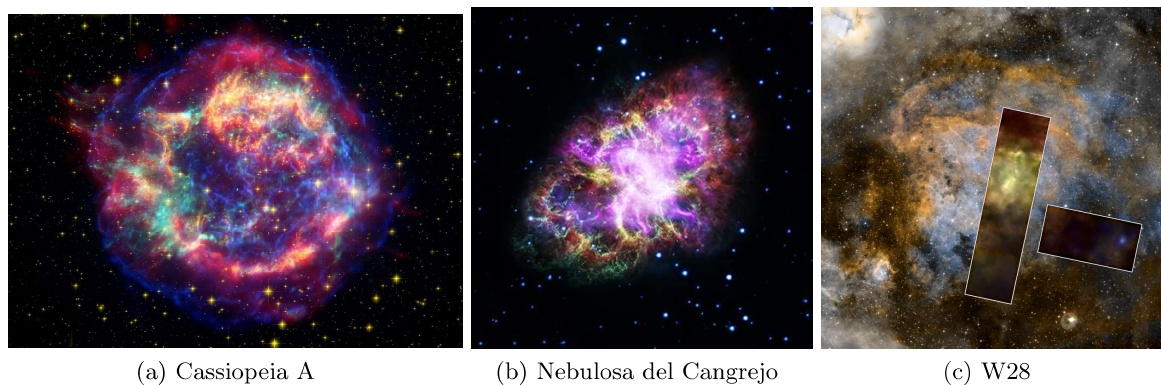


Figura 2.1: Imágenes multifrecuencia, tomadas con diferentes telescopio, de los SNR a) Infrarrojo - rojo, visible - amarillo, rayos-X-verde y azul [1] b) radio - rojo, infrarrojo - amarillo, visible - verde, ultravioleta - azul, rayos-X - morado [2]. c) rayos-X de baja energía - rojo, de mediana energía - verde, de alta energía - azul, visible - verde, radio - naranja [3]

La evolución de los SNR se divide en cinco etapas. La primera fase, llamada expansión libre, ocurre entre los primeros 100 a 1000 años. El shock de la explosión de la SN hace contacto con el material despedido por la estrella progenitora y la temperatura dentro del remanente permanece constante. La segunda etapa, llamada de Sedov-Taylor, se caracteriza por ser una expansión adiabática, la presión interna se iguala a la presión de arrastre que sufre el material barrido, y el remanente comienza a enfriarse y a desacelerar. Empieza cuando el shock de la explosión ha barrido suficiente materia del ISM de modo que supera a la masa eyectada, y dura alrededor de 1×10^4 años. Para la tercera fase, llamada fase radiativa, tiene como característica el enfriamiento por radiación debido a la recombinación de los electrones con átomos pesados. Además, se forma una capa delgada y densa, conformada por el material del ISM barrido por el shock, que cubre todo el remanente. El interior del SNR se expande de forma adiabática. Para la cuarta fase, llamada de conservación de momento, la presión interna del SNR se iguala con la del ISM, por tanto, no se

ejerce fuerza sobre el cascarón del SNR y se conserva el momento. A medida que el SNR se expande, su interior se enfría y termina fundiéndose con el ISM, que es la última etapa del SNR. Todo el proceso dura aproximadamente entre $7,5 \times 10^5 - 1 \times 10^6$ años [45, 46].

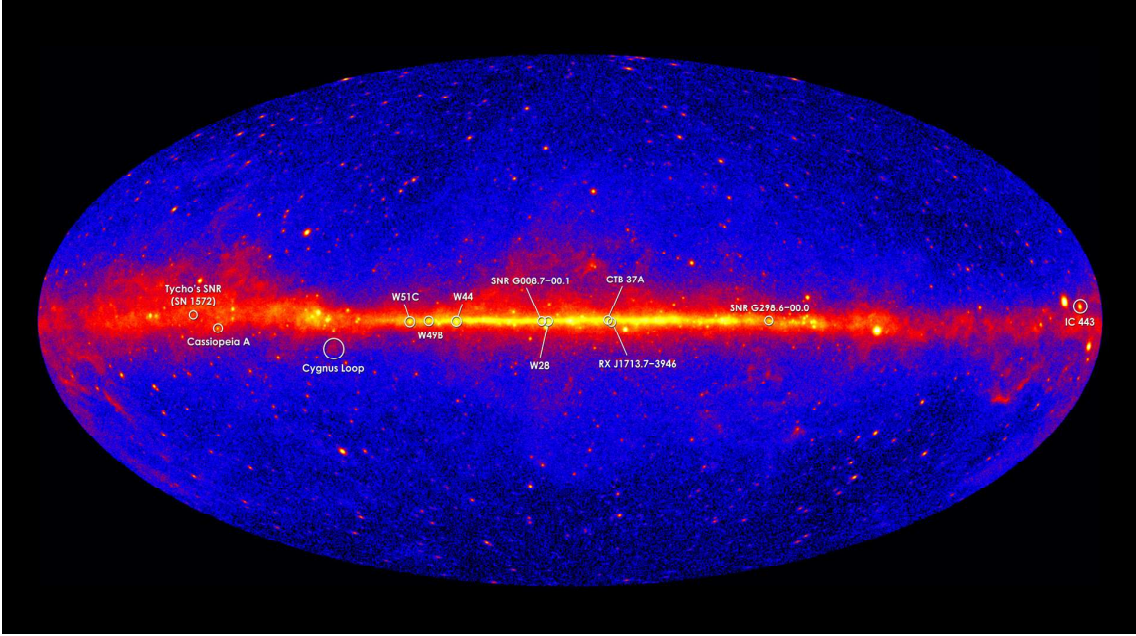


Figura 2.2: Mapa del cielo en rayos- γ generado con dos años de observaciones del Telescopio Espacial Fermi, donde se resalta la ubicación de los SNR más conocidos y estudiados. Claramente se puede notar la localización del SNR W28, objetivo de estudio de este trabajo, cerca del centro galáctico. Créditos de la imagen: NASA's Goddard Space Flight Center Images courtesy of NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration.

2.1.2. SNR y Astropartículas

La razón por la que se asocia a los SNR como fuentes de astropartículas fue dada en los años 30 por Baade y Zwicky en base al siguiente argumento energético [34]. La potencia de los CR necesarios para cumplir con las observaciones es: $P_{CR} \sim \frac{V_G \rho_E}{\tau_{esc}} = 10^{40} \text{ergs/s}$. Donde $V_G \sim 400 \text{kpc}^3$ es el volumen de la galaxia, $\rho_E \sim 0,5 \text{MeV/cm}^3$ es la densidad de energía medida desde la tierra, y se ha supuesto que el tiempo de escape de las astropartículas del confinamiento galáctico es $\tau_{esc} \sim 5 \times 10^6 \text{s}$ [38]. La energía liberada por una SN es $E_{SN} \sim 10^{53} \text{ergs}$ [27]. Tomando en cuenta que cerca del 99% de la energía es transmitida a los neutrinos radiados, y que en nuestra galaxia ocurren 3 SN cada 100 años, la potencia correspondiente a la energía mecánica que produce una supernova es aproximadamente $P_{SN} = \frac{E_{SN}}{t} \sim 3 \times 10^{41} \text{ergs/s}$. Considerando las pérdidas energéticas y las incertidumbres sobre los parámetros, se puede ver que aproximadamente el $\sim 10\%$ de la energía mecánica de una SN es usada para liberar astropartículas de origen no térmicos [38].

Los rayos cósmicos (CR) están conformados por astropartículas que han sido aceleradas, mostrando un amplio rango de energías (Fig. 2.3). Las astropartículas son principalmente

protones, $\sim 10\%$ Helio, y $\sim 1\%$ electrones y iones [47].

Como se puede ver en la Figura 2.3, el espectro de energías de las astropartículas sigue una ley exponencial de la forma E^{-s} , con s variando entre $\sim 2,5$ (antes de la rodilla y después del tobillo) y $\sim 3,1$ (entre la rodilla y el tobillo). Las diferencias evidenciadas en el espectro, sugieren una fuente de aceleración diferente. Se cree que las astropartículas con energías bajo la rodilla ($\sim 10^{15}eV$) provienen de un origen galáctico, mientras que sobre la rodilla se originan en el medio extragaláctico, como por ejemplo, en núcleos de galaxias activas (AGN) o brotes de rayos- γ (GRB). La justificación se la efectúa con el radio de Larmor asociado a los protones relativistas, dada por: $r_l = \frac{m v c \gamma}{B}$. Con un valor típico del campo magnético de $B = 0,3\mu G$, el giroradio es $1pc$ para $E \sim 3 \times 10^{15}eV$, y supera el radio de la galaxia ($R_G \sim 10kpc$) para energías $E \sim 1 \times 10^{17}eV$ [48]. Sin embargo, todavía no se sabe con certeza en que punto, entre la rodilla y el tobillo, se tiene el cambio de origen de las astropartículas. El flujo de astropartículas sobre el tobillo (1 partícula por km^2 y por 350 años) es bajo, y por tanto su detección es extremadamente complicada [38].

Debido a la variedad de procesos que contribuyen a la emisión de astropartículas y energía dentro de la dinámica de los SNR, se presenta a continuación una explicación detallada de cada componente de la radiación, así como los procesos de aceleración de astropartículas.

2.2. Fotoproducción leptónica

2.2.1. Bremsstrahlung no-térmico

La radiación de frenado, o Bremsstrahlung, se genera cuando una partícula cargada cambia su aceleración, por el desvío en su trayectoria, debido a la interacción con el campo eléctrico de otra partícula, o ión, emitiendo un fotón. Consideremos un electrón relativista de velocidad v (desde ahora, entendiendo a electrón también como positrón), interactuando con una carga Ze con parámetro de impacto b , como se muestra en la Figura 2.4. Entonces, la cantidad de energía radiada, por unidad de área y frecuencia, en el sistema de referencia laboratorio, es [37]:

$$\frac{dE}{dAd\omega} (erg cm^{-1} Hz^{-1}) = \frac{(Ze)^2}{\pi^2 b^2 c} \left(\frac{b\omega}{\gamma c} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{b\omega}{\gamma c} \right) \quad (2.1)$$

Donde γ es el factor de Lorentz, y K_1 es la función de Bessel modificada de primer orden. Multiplicando esta expresión, por la sección eficaz de Thompson $\sigma_T = 8\pi e^2/3mc^2$, se obtiene la energía radiada por unidad de frecuencia. Además, considerando que la interacción se da en un medio con densidades n_i y n_e de iones y electrones respectivamente, e integrando sobre un elemento de área $2\pi b db$, donde $b_{min} \sim h/mv$ y $b_{max} \rightarrow \infty$, se obtiene la energía radiada por unidad de volumen, frecuencia y tiempo, para los límites de alta y baja

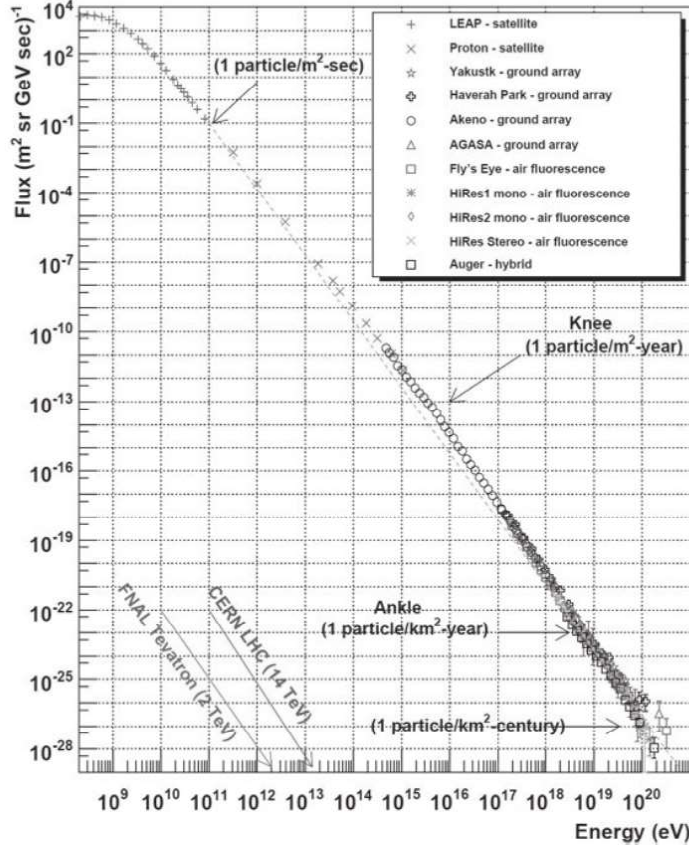


Figura 2.3: Espectro de los CR en base a las observaciones realizadas por varios telescopios. Se observan cambios en la tendencia del espectro en puntos conocidos como: la rodilla (knee) y el tobillo (ankle). También se muestra las energías de dos aceleradores de partículas. Esta imagen fue obtenida de [4].

frecuencia [37].

$$\frac{dE}{dV dt d\omega} \sim \begin{cases} \frac{16Z^2 e^6 n_e n_i}{3m^2 c^4} \ln\left(\frac{0.68\gamma^2 c}{\omega b_{min}}\right), & \omega \ll \frac{\gamma v}{b_{min}} \\ \frac{Z^2 e^6 n_e n_i \pi}{2mc^2 \hbar \omega} \left(\ln\left(\frac{2mc^2}{\hbar \omega} + \frac{1}{2}\right)\right) \exp\left(-\frac{2\omega b_{min}}{\gamma c}\right), & \omega \gg \frac{\gamma v}{b_{min}} \end{cases} \quad (2.2)$$

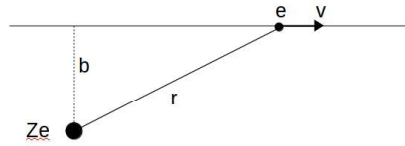


Figura 2.4: Esquema de la interacción de un electrón, con velocidad v , con un ion de carga Ze , separados una distancia r y parámetro de impacto b .

Se ha usado la corrección de Klein-Nishina para la sección eficaz en el límite de alta frecuencia [37]. Se puede observar que, para frecuencias bajas, la radiación de energía es casi constante y, para frecuencias altas, existe un corte exponencial de la radiación. El espectro de radiación es continuo. En general, la emisión por frenado en los SNR domina hasta unas pocas decenas de GeV [23], donde el flujo de energía es descrito por una relación de potencias. Un tratamiento cuántico es necesario para describir este fenómeno, sin embargo, la aproximación clásica es justificada en los regímenes indicados, y poseen la forma funcional

correcta de los parámetros.

2.2.2. Radiación sincrotrónica

Las partículas cargadas con velocidades relativistas, se propagan con movimiento helicoidal en presencia de un campo magnético B , emitiendo radiación sincrotrónica. De acuerdo con la referencia [37], la potencia emitida por unidad de frecuencia para un solo electrón (de carga e y masa m_e), también conocida como la tasa de pérdida de energía $P_e(\omega) = -(dE/dt)_e$, es:

$$P_S(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{2\pi m_e c^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (2.3)$$

Donde $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ es la sección eficaz de Thomson, $\beta = v/c$, $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía, α es el ángulo de inclinación entre la velocidad y el campo magnético; $\omega_c \equiv 3eB\gamma^2 \sin(\alpha)/2mc$ es la frecuencia crítica, hasta cuyo orden de magnitud se extiende el espectro de un único electrón; y F es una función de ω/ω_c definida en términos de la función modificada de Bessel $K_{5/3}$, como:

$$F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(\psi) d\psi \sim \begin{cases} \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{\omega/\omega_c}{2}\right)^{1/3}, & \omega/\omega_c \ll 1 \\ \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} e^{-\omega/\omega_c} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{1/2}, & \omega/\omega_c \gg 1 \end{cases} \quad (2.4)$$

Para obtener el espectro completo, producido por todos los electrones relativistas acelerados en los SNR, tenemos que considerar la distribución espectral de partículas. La densidad de electrones con energía entre E y $E + dE$ tiene carácter de ley de potencias de acuerdo con: $N_{syn}(E)dE = C_{syn}E^{-a}dE$, donde C es un parámetro en función de α . Por lo tanto, para obtener la cantidad total de energía por unidad de tiempo, frecuencia y volumen, hay que integrar $\int P_S(\omega)N(E)dE$. Utilizando las ecuaciones de la referencia [49], se obtiene:

$$P_{Stot}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 C B \sin(\alpha)}{2\pi m_e c^2 (a+1)} \Gamma\left(\frac{a}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{a}{4} - \frac{1}{12}\right) \left(\frac{m_e c \omega}{3Bq \sin(\alpha)}\right)^{-(a-1)/2} \quad (2.5)$$

Donde Γ es la función gamma. Se puede observar que todos los parámetros son constantes exceptuando a B y ω , por lo tanto, $P_{tot}(\omega) \propto B^{(a+1)/2} \omega^{-s}$, donde $s = (a-1)/2$ es el índice espectral relacionado con la distribución de electrones acelerados. De esta manera, obtenemos el índice fotónico (Γ) del espectro de ley de potencias de los rayos-X sincrotrónicos definido como: $\Gamma = s + 1$, es decir [50]:

$$\Gamma = \frac{a+1}{2} \quad (2.6)$$

En consecuencia, la emisión sincrotrónica en los SNR dependerá de la distribución espectral de los electrones, caracterizada por el índice a , de su energía, y del campo magnético del ISM. Se considera que este es uno de los mecanismos que puede explicar la emisión

difusa de rayos-X en el disco galáctico, la radio-emisión, y las pérdidas energéticas de los electrones acelerados en el frente de onda de los SNR [27].

2.2.3. Compton-inverso

El radiación de Compton-inverso (IC), ocurre cuando electrones relativistas dispersan fotones de un campo fotónico de baja energía, y transfieren su energía cinética de forma muy eficiente. En los SNR, la radiación dispersada tiene una energía varios órdenes magnitud más que su energía inicial. Por ejemplo, un fotón del fondo cósmico de microonda (CMB) con energía del orden de $\sim 10^{-4}eV$ dispersado por un electrón con energía $\sim 10^{13}eV$, obtendrá una energía del orden de $\sim 10^9eV$ [4]. Por la misma razón, la pérdida de energía de los electrones en una región con alta densidad de fotones, es elevada. Este resultado es consecuencia de que la energía del fotón dispersado ϵ_f , dependerá de su energía inicial (ϵ_0) y del cuadrado del factor de Lorentz asociado al electrón ultra-relativista (Ver ec. 2.7). Por esta razón, la radiación IC es importante para altas energías.

$$\epsilon_f = \frac{4}{3}\epsilon_0\gamma^2 \quad (2.7)$$

Debido a que la energía del fotón es mucho menor a la energía en reposo del electrón, es posible utilizar la sección eficaz de Thomson (σ_T) para describir el fenómeno. La potencia total emitida por un solo electrón dispersante es [37]:

$$P_{IC} = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_f \quad (2.8)$$

Donde $U_f = n_f \epsilon_0$, es la densidad de energía inicial del campo fotónico. Además si se considera que la distribución de electrones y fotones es isotrópica, y que la densidad de energía de los electrones sigue una distribución de ley de potencias $N_{co}(E)dE = C_{co}E^{-a}$; se obtiene el poder total emitido [37, 49]:

$$\frac{dE}{dV dt d\epsilon_f} \propto C(a)\epsilon_f^{-(a-1)/2} \quad (2.9)$$

Donde $C(a)$ es una constante que depende del índice de la distribución de densidad de los electrones. Se puede notar, que, al igual que en el caso de emisión sincrotrónica, el índice espectral $s = (a - 1)/2$, y por tanto el índice fotónico $\Gamma = (a + 1)/2$ es el mismo. Al dividir las ecuaciones 2.3 y 2.9, se puede obtener una restricción para el campo magnético del ISM, conociendo P_S , P_{IC} y U_f .

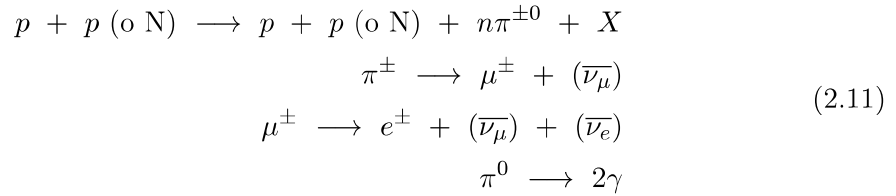
$$\frac{P_S}{P_{IC}} = \frac{U_B}{U_f} \quad (2.10)$$

Adicionalmente, se conoce que los campos fotónicos involucrados en el proceso de IC son: el infrarrojo, el óptico y el fondo cósmico de microonda; de este modo, se aceleran fotones en un espectro continuo y amplio.

2.3. Fotoproducción Hadrónica

Al analizar los espectros de SNR, se encuentra que una contribución muy significativa a la radiación gamma, y producción de un amplio espectro de partículas, proviene de la colisión entre protones, protón-núcleo, o núcleo-núcleo, acelerados en el frente de choque. En el proceso de interacción, es posible la generación de las siguientes partículas: piones cargados (π^\pm), que su vez conciben neutrinos ($\bar{\nu}_\mu$) y muones (μ^\pm) (que a su momento producen electrones (e^\pm) y sus respectivos neutrinos ($\bar{\nu}_e$)), y piones neutros (π^0), los cuales generan fotones (γ); las reacciones se puede ver en la ecuación 2.11, donde n un numero entero no negativo, N un núcleo atómico y X representa cualquier partícula que cumpla con las leyes de conservación de la reacción [33, 51].

Se conoce que los π^0 decaen con un tiempo de vida media de $\tau \sim 8,4 \times 10^{-17} s$, en dos fotones de igual energía que viajan en direcciones opuestas [52–54].



La reacción que nos concierne es la producción de fotones (γ) a través de π^0 . Utilizando la conservación del cuadrimomento, se llega a que la energía cinética mínima del protón incidente, para que se produzca π^0 , es de $289 MeV$. La energía de los fotones en el sistema de referencia inercial del pión es $69,8 MeV$, es decir, la mitad de la energía en reposo de π^0 . Por esta razón, el espectro de los rayos- γ tiene un máximo local alrededor de $70 MeV$, y a mayores energías sigue la forma de la distribución espectral de los protones; es decir, $N_p(E_p)dE_p = C_p E_p^{-a}$.

Aunque la emisión electromagnética de los iones es débil, la producción de piones neutros aumentará drásticamente cuando los protones acelerados interactúen con nubes de gas de alta densidad, en donde la tasa de choques entre protones o núcleos crecerá.

La emisividad de la radiación gamma se define como [27].

$$Q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{min}^{\pi^0}}^{E_{max}^{\pi^0}} \frac{Q_{\pi^0}(E_{\pi^0})}{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2 c^4}} dE_{\pi^0} \tag{2.12}$$

Donde $E_{min}^{\pi^0}$ es la energía mínima de π^0 para producir fotones con energía E_γ , $E_{max}^{\pi^0}$ es la energía máxima del pión que la población de protones puede producir, y $Q_{\pi^0}(E_{\pi^0})$ es la emisividad de los piones dada por [55]:

$$Q_\pi(E_\pi) = \frac{cn_H}{f_\pi} \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{f_\pi} \right) E_p \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{f_\pi} \right) \tag{2.13}$$

Donde f_π es la energía promedio transferida por un protón a un mesón secundario, n_H es la densidad de partículas en el medio considerado, σ_{pp} es la sección eficaz de colisión protón-protón, y E_p es la distribución de protones.

Por otro lado, la energía de los fotones emitidos en el proceso hadrónico es proporcional a la energía del protón acelerado $E_\gamma \propto 0,1E_p$ [55]. De este resultado, es posible obtener la potencia total de los rayos- γ .

$$P_p = \int C_p E_p^{-a} 0,1E_p dE_p \propto E_p^{1-a} \quad (2.14)$$

Por lo tanto, el índice fotónico es $\Gamma = a$. Se puede concluir que el espectro de los fotones del decaimiento piónico sigue la forma del espectro de los protones que los producen disminuido por un factor de 0.1. Por esta razón, es posible dar una relación entre la energía total de los protones acelerados W_p y la potencia de los rayos- γ : $P_p \propto \frac{W_p n_H}{d^2}$, donde d es la distancia entre el observador y la fuente [56]. En consecuencia, a partir del estudio de la radiación de origen hadrónica por su relación directa con las astropartículas hadrónicas, es posible obtener información sobre las fuentes y procesos de aceleración de las astropartículas que interactúan con el ISM o con nubes moleculares.

2.4. Mecanismos de aceleración en SNR

Los modelos que describen la aceleración de astropartículas deben cumplir con determinadas características para ser válidos. En primer lugar, debe derivar en una ley de potencias para la distribución de energías entre las partículas. En segundo lugar, debe explicar la aceleración hasta energías de $\sim 10^{20} eV$ (ver Fig. 2.3). Finalmente, debe describir la composición química de las astropartículas. Por estas razones, las observaciones no puede ser explicadas a través de radiación térmica. Sin embargo, intuitivamente podemos pensar que dicha aceleración será causada por campos electromagnéticos.

2.4.1. Mecanismo de Fermi de 2^{do} Orden

Enrico Fermi, en el año 1949, propone un mecanismo de aceleración de astropartículas que fue precursor de los modelos que se manejan en la actualidad [35]. Fermi planteó que las astropartículas son dispersadas estocásticamente por campos magnéticos ($B \sim 5\mu G$) presentes en las nubes moleculares del ISM, que se mueven con velocidades de $V \sim 30 Km/s$. Se consideran la dispersión de partículas cargadas relativistas con los irregularidades de campo magnético de las nubes, resultando en un movimiento irregular aleatorio (ver Fig.2.5).

Se encuentra la cantidad de energía que gana una astropartícula tras la interacción con la nube, realizando cambios de sistema de referencia: Galáctico (S) \rightarrow Nube (S') \rightarrow Galáctico. Además, el factor de Lorentz y $\beta = V/c$ hacen referencia a la nube. Las cantidades de la partícula incidente y saliente serán denotadas por los subíndices 1 y 2 respectivamente. De las relaciones de Lorentz, se tiene [57]:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) ; E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (2.15)$$

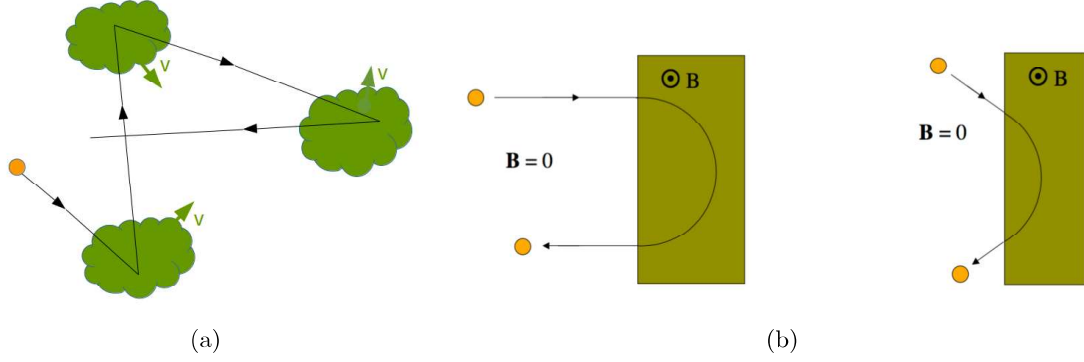


Figura 2.5: a) Nubes de moléculas ionizadas con velocidad $V (\ll c)$, dispersando astropartícula con movimiento aleatorio. b) Representación pictórica de una dispersión por el campo magnético de la nube [5]

Donde θ_1 y θ'_2 , son los ángulos que hace la velocidad de la partícula con la velocidad de la nube, en los casos respectivos. Por las consideraciones anteriores en S' , $E'_1 = E'_2$, de donde: $E_2 = \gamma^2 E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2)$; y por lo tanto:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{\beta^2 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} \quad (2.16)$$

Ahora, se desea obtener el valor medio del aumento de energía. Para esto, se toma en cuenta que la dispersión por la nube es isotrópica ($\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$), y que el promedio en la dirección incidente se la obtiene mediante el flujo de partículas, que a su vez es proporcional a la velocidad relativa entre partículas y nube ($\Phi \propto v - V \cos \theta_1 \propto 1 - \beta \cos \theta_1$), con $v \sim c$.

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta_1 (1 - \beta \cos \theta_1) d \cos \theta_1}{\int_{-1}^1 \cos \theta_1 d \cos \theta_1} = -\frac{\beta}{3} \quad (2.17)$$

Como $\beta \ll 1$,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \cong \frac{4\beta^2}{3} \quad (2.18)$$

La dependencia en β^2 de la energía ganada en una interacción, es la responsable del nombre de este mecanismo. Adicionalmente, definiendo el tiempo que toma a las partículas para ser aceleradas como: $t_{ac} = (1/E)dE/dt$, y t_{esc} como el tiempo de escape; se obtiene la distribución en ley de potencias del número de partículas con energía entre E y $E + dE$ [5]:

$$N(E) = \frac{N_t}{E} t_{ac} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-s} ; \text{ con: } s = 1 + \frac{t_{ac}}{t_{esc}} \quad (2.19)$$

Donde N_t es la tasa de inyección de partículas y E_0 su energía. A pesar de cumplir con la ley de potencias, este modelo no logra explicar los siguientes aspectos. En primer lugar, el ritmo de aceleración de las partículas es muy lento, debido a la dependencia cuadrática en β en la ganancia de energía. Por tanto, las astropartículas inyectadas deben tener energías iniciales muy elevadas para cumplir con las energías detectadas [58]. Adicionalmente, no se han considerado las pérdidas energéticas que retrasarían aún más el proceso de aceleración. En segundo lugar, la dependencia de la ley de potencias con t_{ac} y t_{esc} indica una aceleración

diferente para distintas nubes moleculares, lo cual no concuerda con las observaciones que muestran una ley de potencias uniforme y global. En tercer lugar, no logra explicar la forma del espectro observado (Figura 2.3), ni la densidad de energía [38]. Sin embargo, este mecanismo fue la base para estudios de aceleración de astropartículas e ilustra el proceso de aceleración que se describe a continuación.

2.4.2. Mecanismo de Fermi de 1^{er} Orden

El mecanismo de aceleración de Fermi de 1^{er} orden fue desarrollada en la década de los 70 a partir de las ideas de Fermi, pero aplicandola a shocks astronómicos [59]. También conocido como “Aceleración Difusa de Choque” (DSA), el modelo considera la difusión de las partículas en los medios previo (1) y ulterior (2) al frente de choque (ver Fig. 2.6), donde las astropartículas son dispersadas por turbulencias magnéticas. Se parte de las ecuaciones de Rankine-Hugniot para la conservación de flujos de masa, momento y energía en la discontinuidad (frente de choque); y se obtiene una relación entre las velocidades, dada por: $v_2 = v_1/r$, donde $r \simeq (\gamma_a + 1)/(\gamma_a - 1)$ es el factor de compresión que depende del índice adiabático γ_a .

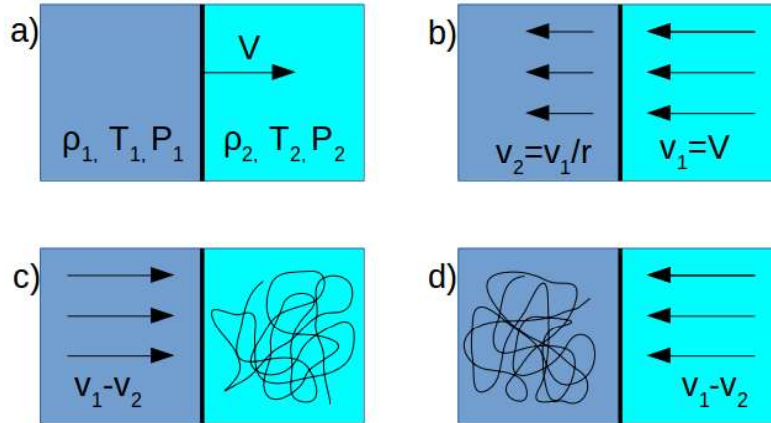


Figura 2.6: a) Frente de choque que viaja con una velocidad supersónica $V \ll c$ en un medio no perturbado (2), dejando atrás un medio perturbado (1). b) Sistema de referencia inercial en el frente de onda, donde se observa que el medio posterior se aproxima con velocidad $v_1 = V$, y el anterior se aleja con velocidad $v_2 = v_1/r$. c) Sistema de referencia inercial en el medio ulterior, donde se observa que el medio anterior se acerca con una velocidad $v_1 - v_2 = V(1 - 1/r)$. d) Sistema de referencia inercial en el medio anterior donde se observa que el medio posterior se acerca con velocidad $v_1 - v_2 = V(1 - 1/r)$.

Se toman en cuenta las siguientes consideraciones: el frente de choque es un plano infinito, existen campos magnéticos inhomogeneos y dinámicos a cada lado del shock, la velocidad del medio es supersónica $V_s < V \ll c$ y la de la partícula es relativista $v \sim c$, y los medios anteriore y posterior tienen un volumen infinito [5]. Entonces, utilizando las relaciones de Lorentz de la ecuación 2.15, con $\beta = (v_1 - v_2)/c$, y considerando el ciclo de una partícula en los medios *posterior* \rightarrow *anterior* \rightarrow *posterior*, se llega a una expresión igual a la ecuación 2.16. Aquí, se promedia en la distribución de ángulos incidentes y salientes, θ_1 y θ'_2 respectivamente. Si tomamos n como la densidad de partículas, entonces el flujo

de partículas del medio anterior al posterior es: $\Phi_{a-p} = (4\pi)^{-1} \int_{\pi}^{\pi/2} d\Omega c n \cos\theta = nc/4$, y el flujo del medio posterior al anterior $\Phi_{p-a} = (4\pi)^{-1} \int_{\pi/2}^0 d\Omega c n \cos\theta = nc/4$. Entonces:

$$\langle \cos\theta_1 \rangle = \frac{1}{\Phi_{a-p}} \int_{\pi}^{\pi/2} \frac{d\Omega}{4\pi} c n \cos^2\theta_1 = -\frac{2}{3}; \quad \langle \cos\theta'_2 \rangle = \frac{1}{\Phi_{p-a}} \int_{\pi/2}^0 \frac{d\Omega}{4\pi} c n \cos^2\theta'_2 = \frac{2}{3} \quad (2.20)$$

Reemplazando estos valores en la ecuación del valor medio de la energía ganada, y considerando que $\beta^2 \sim 0$ porque $V \ll c$, y $v_1 - v_2 = V(r-1)/r$ ($\beta = \frac{r-1}{r}\beta_{sh}$) (ver Fig. 2.6), se obtiene:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \simeq \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \beta_{sh} \quad (2.21)$$

Que es la energía ganada por una astropartícula en el ciclo entre medios *posterior* \rightarrow *anterior* \rightarrow *posterior*. Ahora, hay que tomar en cuenta que en cada ciclo, la astropartícula tiene una probabilidad de escape $P_{esc} = \Phi_{esc}/\Phi_{p-a}$, ya que la probabilidad de escape del medio posterior es cero (ver Fig.2.6 c) porque en el sistema de referencia del medio ulterior, el shock se aproxima con velocidad V . Por la conservación de flujo $\Phi_{p-a} = \Phi_{esc} + \Phi_{a-p}$ y como $\Phi_{esc} = v_2 n$, entonces $P_{esc} = 4\beta_{sh}/r$. En consecuencia, después de i ciclos, la partícula tendrá una energía $E = (E_0 + \chi)^i$, donde $\chi \equiv \langle \Delta E/E \rangle$ y E_0 es su energía inicial. Entonces $i = \ln(E/E_0)/\ln(1 + \chi)$. Como en cada ciclo, la astropartícula tiene una probabilidad $(1 - P_{esc})$ de efectuar otro ciclo, se tiene que el número de partículas N con energía mayor a E después de i ciclos es [60]:

$$N \propto \sum_{j=i}^{\infty} (1 - P_{esc})^j = \frac{(1 - P_{esc})^i}{P_{esc}} = \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ln(1 - P_{esc})/\ln(1 + \chi)} \quad (2.22)$$

Debido a que P_{esc} y χ son cantidades pequeñas, el exponente puede ser aproximado por $-P_{esc}/\chi$. Si derivamos 2.22, obtenemos:

$$N(E)dE \propto E^{-s} dE \quad (2.23)$$

Donde $s = 1 + P_{esc}/\chi \simeq \frac{r+2}{r-1}$, que de las ecuaciones de Rankine-Hugniot, se define como: $r = (\gamma_a + 1)M^2/[(\gamma_a - 1)M^2 + 2]$, donde $M = V/v_s$ es el número de Mach, que tiene que ver con la velocidad del sonido en el medio, y que para shocks fuertes es $M \gg 1$. Por último, si consideramos un gas monoatómico ($\gamma_a = 5/3$), entonces $s = 2$, lo cual concuerda, en general, con las observaciones disponibles [13, 58, 61].

Por otro lado, se conoce que el tiempo que le toma a la astropartícula en recorrer un ciclo, y por tanto el tiempo total de aceleración, van a depender del coeficiente de difusión, que a su vez depende de la energía, y de la velocidad del shock: $t_{ac} \simeq 8D(E)/V^2$. A partir de que $\langle t_{ac} \rangle = \langle t_{SN} \rangle$, junto con la condición de confinamiento debido a la longitud de difusión en el medio ulterior $L_{dif} \simeq D(E)/v_1 \simeq 0,1L_{fuente}$, se puede demostrar que la energía máxima que puede adquirir una astropartícula acelerada en un frente de choque de un SNR [62]:

$$E_{max} = 5 \times 10^{13} Z F(k_{min}) \left(\frac{B_0}{\mu G} \right) \left(\frac{M_{ey}}{M_{\odot}} \right)^{-1/6} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{erg}} \right) \left(\frac{n_{ISM}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{1/3} \text{eV} \quad (2.24)$$

Donde, Z es el número atómico, F una función de $k_{min} = 1/r_L(E_{max})$ el número de onda máxima energía de la astropartícula, B_0 el campo magnético del medio, M_{ej} la masa eyectada por la SN, M_\odot la masa solar, E_{SN} la energía liberada por la SN y n_{ISM} la densidad del ISM. Tomando un campo magnético relativamente alto $B_0 = 100\mu G$, $M_{ej} \approx M_\odot$, $n_{ISM} = 1cm^{-3}$, $F(k_{min}) \leq 1$, $Z = 1$, una energía típica de $E_{SN} = 10^{51}eV$, entonces $E_{max} \sim 10^{17}eV$. Este resultado implica que ha habido una amplificación del campo magnético en el medio posterior debido al movimiento de las cargas [63]. Como podemos observar, en este modelo se requiere un esfuerzo de amplificación de campo magnético en el medio ulterior para alcanzar las energías observadas, y aún así, no se alcanza el valor esperado de $E_{max} \sim 10^{20}eV$. Por esta razón, se ha desarrollado un modelo más elaborado que soluciona este y otros problemas, conocido como “Aceleración Difusa de Choque no-lineal” cuya descripción está fuera del alcance de este trabajo. Finalmente, el modelo funciona relativamente bien para hadrones, mientras que para electrones, las pérdidas energéticas por radiación sincrotrónica o bremsstrahlung deben ser tomadas en cuenta.

Capítulo 3

Telescopio Espacial de Rayos- γ Fermi y el software *FermiTools*

El telescopio Fermi es el observatorio espacial más sensible en rayos- γ que existe. Trabaja en el rango de energías entre 8KeV a más de 300GeV . Fue construido y es financiado, por una colaboración internacional e interdepartamental que comprende a agencias gubernamentales y entidades académicas de países como: Francia, Alemania, Japón, Suecia, Estados Unidos e Italia. Posee dos instrumentos, el principal conocido como Fermi-LAT (Large Area Telescope), y el complementario GBM (Gamma-Ray Burst Monitor), como se puede ver en la Figura 3.1. Fue enviado al espacio el 11 de Junio del 2008 y se encuentra en plena operación con observaciones regulares desde Agosto del 2008 [64, 65]. Fermi es capaz de realizar una cobertura de todo el cielo cada tres horas (dos órbitas) gracias a su gran campo de visión que cubre $\sim 20\%$ del cielo. Existen cinco grandes objetivos de la misión. (i) Determinar la naturaleza de fuentes descubiertas por la misión EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope), (ii) Entender y caracterizar los procesos de aceleración de astropartículas, (iii) Comprender el comportamiento de GRBs y transientes, (iv) Encontrar evidencia de materia oscura, y (v) Dilucidar los procesos que se llevaron a cabo en el origen del Universo y en la evolución del cosmos [6]. El diseño y construcción de este telescopio sigue tres restricciones fundamentales: cumplir con las necesidades científicas, ajustarse al costo de la misión y adaptarse a las condiciones de lanzamiento del aparato al espacio exterior, así como al medio hostil en órbita. Debido a que el alcance de este trabajo comprende el análisis de datos tomados por el LAT, se describe únicamente este instrumento dentro del telescopio espacial de rayos- γ Fermi.

3.1. Fermi-LAT

El instrumento más grande dentro del satélite es el telescopio de gran área o LAT (por sus siglas en inglés). El LAT es el encargado de estudiar la radiación gamma de alta energía en el rango de 20MeV a $> 300\text{GeV}$. A estas energías la radiación no puede ser reflejada ni reflectada, pero interactúa mediante el proceso de conversión de pares electrón-positrón.

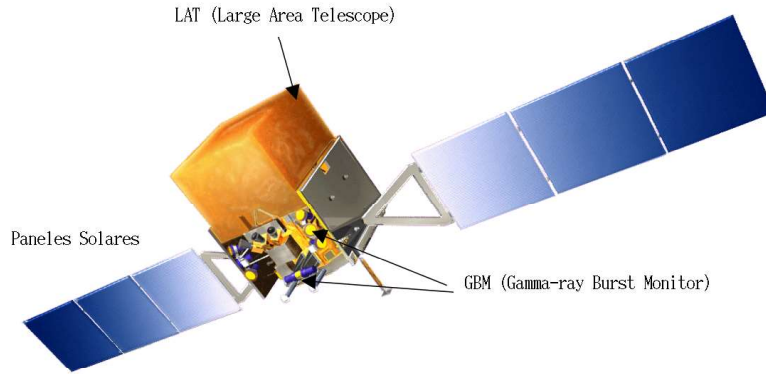


Figura 3.1: Representación del telescopio espacial de rayos- γ Fermi. Se observa la localización del detector LAT y del GBM, así como el de los paneles solares que proveen de energía al satélite.

En consecuencia, el LAT es un detector de conversión de pares, conformado por: un instrumento de conversión-seguimiento (conversion-tracker) de alta precisión, un calorímetro de alto rendimiento, un detector de anticoincidencia (ACD) como primer mecanismo de descarte de la radiación de fondo, y un sistema de adquisición de datos (DAQ) que actúa como el cerebro del equipo (ver Fig 3.2). Posee una masa de $3000Kg$, una largo/ancho de $1,7m$, y altura de $1m$, utiliza una potencia de $650W$, y posee una velocidad de envío de datos de $40Mbites/seg$ [14].

El mecanismo de operación del LAT es el siguiente: Un rayo- γ entra en el equipo sin disparar una señal en el detector de anticoincidencia. Al pasar por el dispositivo de seguimiento, se produce la conversión del par e^- , e^+ , que a su vez dejan huella en los detectores de silicio a lo largo de su camino hacia el calorímetro, en donde se mide la energía de la lluvia electromagnética, de donde se deduce la energía y trayectoria del rayo- γ incidente. Adicionalmente, el ACD detecta los rayos cósmicos de la radiación de fondo indeseados, e informa al DAQ para que elimine la señal. En conjunto, el ACD con el software del DAQ, elimina más del 99,97% de las señales-veto o indeseadas. Finalmente se envían los datos a tierra para un nuevo proceso de filtrado. A continuación se hará una breve descripción más detallada de cada sección del LAT.

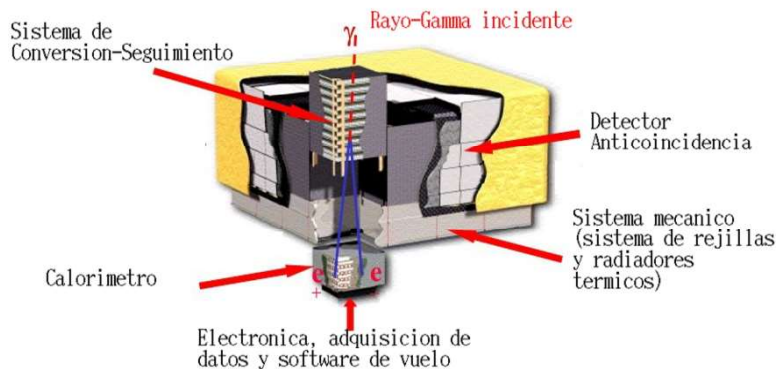


Figura 3.2: Esquema del Telescopio de Gran Área. Se visualiza el rayo- γ incidente, el detector anticoincidencia, el sistema mecánico, el sistema eléctrico de adquisición de datos, el dispositivo de conversión-seguimiento, el calorímetro y el proceso de conversión de pares e^- y e^+ [6].

3.1.1. Dispositivo de Conversión-Seguimiento

El dispositivo de conversión-seguimiento o “*Tracker*”, tiene como función generar la conversión del par e^-, e^+ a partir del rayo- γ incidente, y determinar su trayectoria a lo largo del dispositivo para inferir la dirección de incidencia de la radiación inicial. Está compuesto por 16 torres dispuestas en un arreglo de matriz 4×4 , sostenidas por un rendija de soporte de aluminio. Cada una de las torres posee 19 bandejas con estructura de carbono para que sea lo más transparente posible a los rayos- γ . Además, las bandejas tienen una tira de detector de silicio de estado sólido orientada en el eje x , otra en el eje y , una lámina de tungsteno ($Z=74$, para una conversión de pares efectiva), excepto para tres bandejas sin este material (dos del medio y una del fondo). Cada una está orientada 90° con respecto a la superior e inferior.

Por otro lado, las torres poseen cuatro tapas laterales de carbono, y los circuitos en la parte lateral para minimizar la distancia entre módulos, y así disminuir área muerta en el detector. Todo el sistema está sostenido por un esqueleto de barras de cobre y aluminio delgadas y rígidas, de manera que pueda soportar el lanzamiento y mantener la alineación correcta. Los esquemas del dispositivo pueden verse en la Figura 3.3.

En su diseño se priorizaron los siguientes aspectos. Gran área efectiva, resolución angular

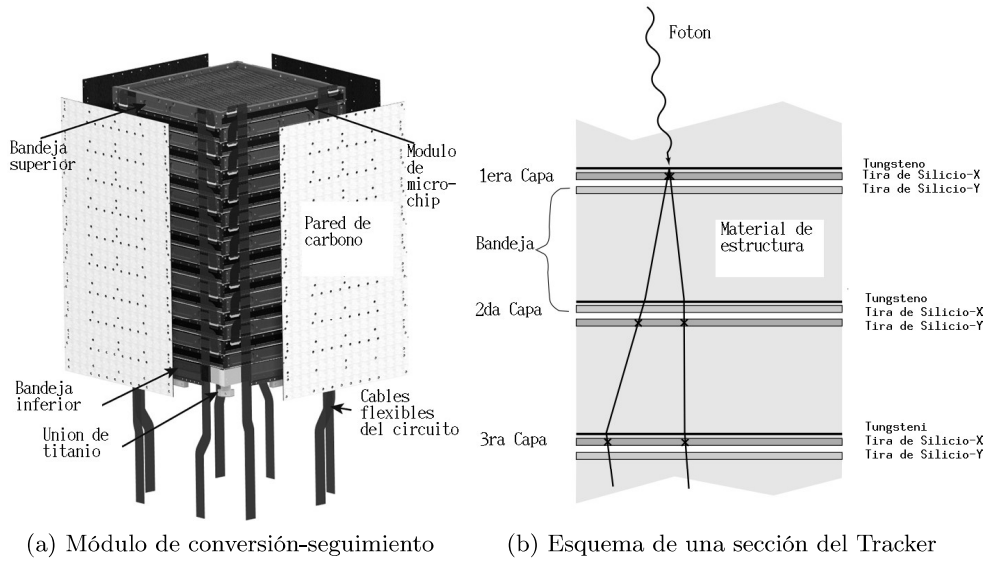


Figura 3.3: a) Componentes de una de las torres del dispositivo de conversión-seguimiento, donde se muestra las bandejas, tapas de carbono y circuito eléctrico [7]. b) Esquema del arreglo de una sección de una torre del Tracker, donde se observa la disposición de los detectores de Silicio de estado sólido y las capas de tungsteno, así como el proceso de conversión de par e^-, e^+ [8].

amplia y un campo de visión extendido. Esto es posible gracias a dos factores primordiales. El primero, una combinación de láminas de tungsteno delgadas (11 de 16 láminas de ancho $0,095mm$), para una buena resolución angular, y otras anchas (4 de 16 láminas de ancho $0,72mm$), para una área efectiva óptima. En segundo lugar, la utilización de la más alta tecnología en detectores de silicio de estado sólido de alta eficiencia ($> 99,4\%$), los

cuales utilizan una baja cantidad de energía ($160W$ para todo el aparato), son robustos y confiables. Adicionalmente, el tracker posee una relación de aspecto (altura/ancho) bajo ($\sim 0,5$) lo cual permite un rango de visión elevado ($> 2sr$) En cuanto al rendimiento del tracker, este posee una probabilidad de conversión de rayos- γ del 63%, un área efectiva del 89,4% (de $1,96m^2$), y un porcentaje de ruido de 0,06% [7, 8].

3.1.2. Calorímetro

El objetivo primordial del calorímetro es el de medir la energía de la lluvia de partículas generada en la conversión de un rayo- γ en el tracker. Adicionalmente, ayuda con el rechazo de señales de rayos cósmicos de la radiación de fondo, a través de la comparación de la posición donde se ha depositado la energía, con los datos del tracker. Al estar ubicado bajo el dispositivo expuesto anteriormente, el calorímetro posee las mismas dimensiones y número de torres que el tracker. El calorímetro posee los siguientes elementos y características.

Cada módulo posee ocho capas, dispuestas de forma hodoscópica, de doce cristales centelladores con fotodiodos PIN de lectura a cada lado, una primera tapa de lectura de aluminio, seguido de una placa con la electrónica de lectura y una placa externa protectora de aluminio, como se aprecia en la Figura 3.4. Los cristales centelladores son barras de $326mm \times 26,7mm \times 19,9mm$ de CsI(Tl) que producen luz de centelleo cuando son atravesados por radiación ionizante, donde la intensidad de la luz es proporcional a la energía depositada. El centelleo es detectado por fotodiodos PIN a cada lado de cada barra, para una medición precisa de la energía y posición de deposición.

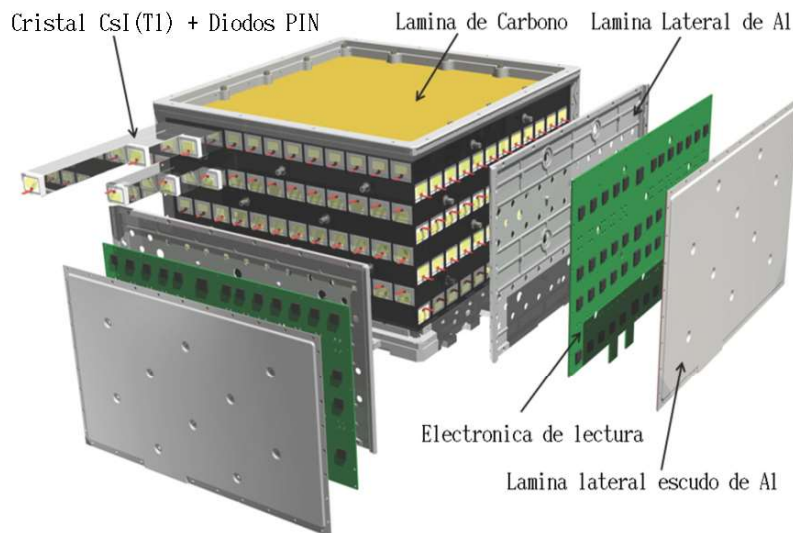


Figura 3.4: Esquema de las partes que conforman a uno de los módulos del calorímetro del LAT, en el telescopio espacial Fermi. El calorímetro en su totalidad está compuesto por 16 de estos módulos, en un arreglo 4×4 [9].

Adicionalmente, el calorímetro cuenta con la suficiente profundidad ($\sim 15,7cm$) y material activo ($> 16\%$) para detectar la mayor parte de la energía de la lluvia electromagnética; y por tanto un área efectiva extensa ($1050cm^2$). Trabaja en un amplio rango de energías ($20MeV - 300GeV$) en el cual la resolución (a 1σ) varía en tres intervalos: $< 20\%$

entre $20\text{MeV} < E < 100\text{MeV}$, $< 10\%$ entre $100\text{MeV} < E < 10\text{GeV}$ y $< 6\%$ entre $10\text{GeV} < E < 300\text{GeV}$; de esta manera, se tiene la capacidad de detectar cortes espectrales y alta probabilidad de encontrar evidencia de la aniquilación de materia oscura. Cabe notar, que se utilizó cristales de CsI(Tl) por su exitoso historial en experimentos en órbita y sobre tierra, debido a sus capacidades intrínsecas. Para aumentar la capacidad de detección a bajas energías, los cristales se encuentran envueltos en un material altamente reflectante.

El calorímetro es capaz de dar un valor de la posición de la radiación detectada, de tal modo que se correlacione con información del tracker para la aceptación o rechazo de la misma. La posición se obtiene por la ubicación espacial del cristal (altura y eje x o y) y el lugar de depósito de energía con un error de $< 3\text{cm}$ en $32,6\text{cm}$ de largo. Finalmente, la ventaja de los fotodiodos PIN es que son ligeros, pequeños, robustos y trabajan con un bajo consumo de potencia ($\sim mW$). El peso total de este dispositivo es $\sim 1800\text{Kg}$.

3.1.3. Detector de Anticoincidencia y Sistema de Adquisición de Datos

El objetivo principal del detector de anticoincidencia (ACD) es identificar la radiación de fondo que llega en forma de partículas cargadas y, con un análisis en conjunto con el tracker y calorímetro, eliminarla. Para ello, la señal de disparo debe ser lo suficientemente baja. Por otro lado, el dispositivo debe ser capaz de minimizar las señales de autoveto, producidas por el efecto de salpicadura o *backsplash*. El *backsplash* es la generación de una señal de veto por electrones-Compton en el ACD, producida por rayos- γ secundarios de la lluvia electromagnética en el calorímetro. Por ello, la señal de disparo debe ser alta.

A partir de estos dos requerimientos, la señal de disparo se estableció en $0,3\text{mip}$, con la opción de calibrarla entre $0,1\text{mip}$ hasta $0,6\text{mip}$ en pasos $\leq 0,05\text{mip}$ (donde *mip* es la energía de partícula mínima de ionización). Además, para evitar el *backsplash* el ACD está compuesto de 89 segmentos de plástico centellador. De esta manera, utilizando la reconstrucción del evento en el tracker y calorímetro, se ignora el evento solo en caso de que la trayectoria sea coincidente con el segmento centellador en donde se originó la señal veto. El diseño del ACD rechaza no más del 20% de las señales veto y en consecuencia la eficiencia se mantiene superior al 90% en todo el rango de energías del LAT.

De los 89 segmentos de plástico centellador, de tamaños diferentes, 25 se encuentran en la parte superior, y 16 distribuidos en 3 filas de 5, y uno en la parte inferior para cada uno de los cuatro lados. Posee 8 tiras de material centellador en las superposiciones de los segmentos, y una fibra de cambio de longitud de onda (WSF) por centellador. La WSF es responsable de recolectar la luz y llevarla a los fotomultiplicadores (2 por cada centellador) para que amplifiquen y transmita la señal (ver Fig.3.5a).

Adicionalmente, el ACD tiene un escudo contra mini-meteoritos (MMS) y una malla térmica que mantiene al equipo dentro de los rangos de temperatura operacionales. Estos últimos, junto con el material de soporte, no superan el 4,9% y 4,6% de material inerte en la parte superior y lateral respectivamente, ni $0,34\text{gr}/\text{cm}^2$ de masa por unidad de área,

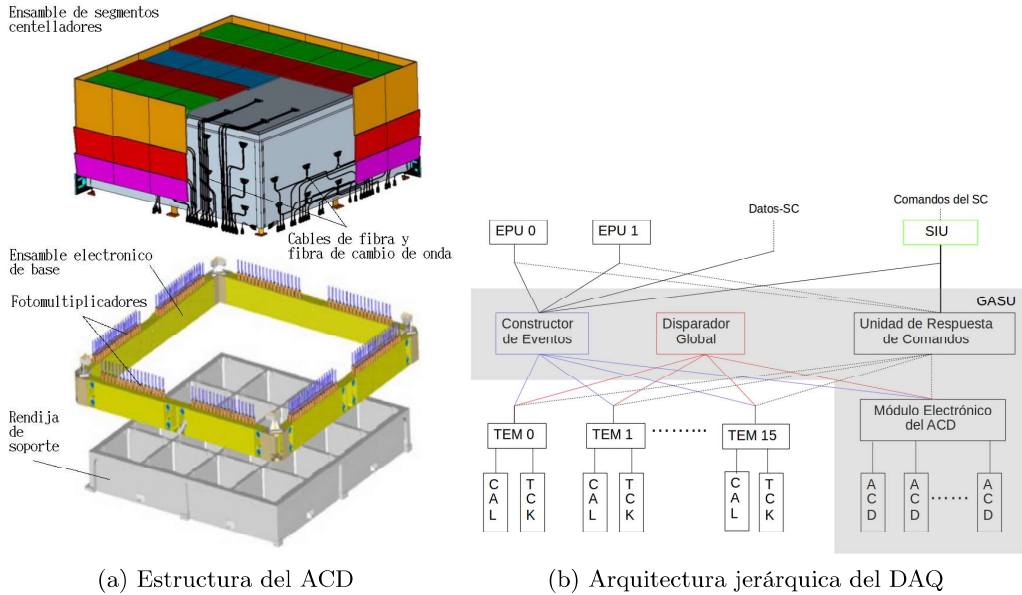


Figura 3.5: a) Esquema de las partes que conforman el ACD. Se muestra el ensamble de segmentos de plástico centellador, con las WSF y cables de fibra óptica. Además, se muestra el ensamble electrónico con las conexiones y fotomultiplicadores correspondientes. Finalmente, se muestra la estructura base. No se muestran los lazos centelladores, el escudo contra mini-meteoritos, la cobija térmica ni el segmento inferior centellador [10]. b) Estructura jerárquica del DAQ donde se muestran las diferentes unidades, y su comunicación, que intervienen en la verificación y análisis de eventos abordado del telescopio espacial Fermi.

para prevenir su interacción con rayos- γ . Además, de esta manera, disminuye la probabilidad de producirse señales falsas cuando astropartículas interactúan con el material inerte generando rayos- γ por decaimiento/producción de π^0 y aniquilación de positrones. Gracias a todas las características descritas anteriormente, junto con las mencionadas en [10]; y debido a que el flujo de rayos- γ es de tres a cinco órdenes de magnitud menor que el flujo de astropartículas cargadas, la eficiencia del ACD es superior a 0,9997. Esta es la razón por la cuál esta sección del LAT es tan importante. Por último, la masa total del ACD es $284Kg$.

El sistema de adquisición de datos (DAQ) tiene por objetivo analizar las distintas señales provenientes del calorímetro, tracker y ACD, para determinar si el evento en estudio debe ser aceptado o rechazado, y de esta manera disminuir la cantidad de información enviada a tierra de $2 - 4KHz$ a $\sim 400Hz$. Además, con ayuda de astropartículas pesadas altamente ionizantes (núcleos de carbono, oxígeno o nitrógeno), es capaz de calibrar la sección de energía del equipo. Adicionalmente, el DAQ es el encargado de diagnosticar y supervisar el funcionamiento de todo el hardware del LAT, monitoreo de los parámetros ambientales y distribución de potencia a las distintas unidades.

Su arquitectura es jerárquica como lo muestra la figura 3.5b. Cada una de las 16 torres TEM (calorímetro-tracker), junto con el ACD, envían información al módulo de reconstrucción de eventos (EBM) y al disparador global (GTM), para la verificación de validez del evento. Una vez pasada la prueba, la información es enviada a las unidades de procesamiento de eventos (EPU), que ayuda con la filtración para posterior envío a

Parámetro	Valor o Rango
Rango de Energía	20MeV-300GeV
Resolución en Energía	$< 15\%$ para $E > 100\text{MeV}$
Area Efectiva	$> 8000\text{cm}^2$ para incidencia perpendicular
Resolución angular para un fotón	$< 0,15^\circ$, incidencia normal y 68% de radio de contención, para $E > 10\text{GeV}$; $< 3,5^\circ$, incidencia normal y 68% de radio de contención, para $E = 100\text{MeV}$
Campo de visión	2,4sr
Sensitividad de fuentes puntuales	$< 6 \times 10^{-9} \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para $E > 100\text{MeV}$, detección 5σ
Exactitud temporal	$< 10\mu\text{s}$, relativos al tiempo de la nave
Rechazo de radiación de fondo	$< 10\%$ para $E = 100\text{MeV} - 300\text{GeV}$
Tiempo Muerto	$< 100\mu\text{s}$ por evento

Tabla 3.1: Resumen de las características fundamentales del Fermi-LAT [6, 14].

tierra. El mínimo tiempo muerto de lectura por evento es de $\sim 26\mu\text{s}$. Por otro lado, la unidad de respuestas de comando (CRU) recibe y envía comandos así como el tiempo interno del instrumento. La unidad de interfase del sistema (SIU), como su nombre lo indica, contiene la interfase de comandos de todo el instrumento, y por tanto controla el LAT. Este puede recibir comandos de tierra. Como se puede apreciar en la figura 3.5b, la unidad de distribución de disparo-global/módulo-ACD/señal (GASU), está conformada por el GTM, EBM y CRU. Por último, la unidad de distribución de poder (PDU) es la encargada de suministrar y administrar la cantidad de potencia necesaria para cada uno de los instrumentos; el PDU no se incluye en la figura 3.5b, así como los sistemas redundantes de EPU, SIU y GASU.

3.2. Tratamiento de Datos

Una vez que los datos fueron obtenidos y procesados a bordo del Fermi, son transmitidos a tierra, en donde se realiza un nuevo proceso de filtración y clasificación. La caracterización de los eventos, involucra alrededor de 1000 parámetros, de los cuales solo unos pocos son relevantes para el análisis. Además, la mayoría de eventos pertenecen a la radiación de fondo o al ruido, y por tanto solo unos pocos llegan a ser cuentas de fotones astrofísicos. Una vez que se ha realizado la reconstrucción de los eventos, los fotones son clasificados en *clases*, según la calidad de reconstrucción y la probabilidad de ser un fotón astrofísico. La radiación de fondo es calibrada para cada clase en función de la radiación de fondo galáctica-isotrópica-y-difusa de la referencia [66]. Las clases son: *Transient*, utilizada para eventos de corta duración (ej. transientes) y caracterizada por una vasta cantidad de radiación de fondo y función de dispersión de punto (PSF) ancha; *Source*, la más recomendada para análisis de fuentes puntuales o ligeramente extendidas, ya que posee un area efectiva extensa, PSF lo suficientemente angosta y una conveniente cantidad de datos con respecto a la radiación de fondo; *Clean* y *Ultraclean*, que se utiliza para fuentes difusas ya que se necesita bajos niveles de contaminación, y por tanto baja radiación de fondo a costo de una menor cantidad de datos efectivos. Además, existen clases específicas dentro

de las descritas, con sus características correspondientes, que pueden ser revisadas en la referencia [67].

Dentro de las clases, los eventos se categorizan en *tipos*, donde existen tres tipos diferentes con respuesta de función del instrumento (IRF) específica para cada uno. El primero de los tipos de evento se caracteriza de acuerdo al lugar en donde el fotón astrofísico produjo la conversión de pares, es decir, en la parte frontal (delgada) del tracker, o en la posterior (ancha), conocidas como Front y Back respectivamente. El segundo de los tipos, es de acuerdo a la calidad de reconstrucción en la dirección de incidencia o PSF. El tercero tipo, es de acuerdo a la calidad de reconstrucción en energía o EDISP. PSF y EDISP se dividen en cuartiles, con subíndices de 0 a 3, donde cero corresponde a la peor calidad de reconstrucción, y tres la mejor (a costa de una menor cantidad de datos). En resumen, los cortes o clasificación de los datos se basa en compensaciones entre el background, el área efectiva, y la calidad de reconstrucción espacial y en energía.

Una vez que los datos han sido clasificados y caracterizados, son liberados al público para su estudio. FermiTools o FTOOLS, es el software desarrollado por los miembros del equipo del telescopio espacial Fermi, y su objetivo es el de analizar y simular los datos obtenidos. En esta sección el enfoque será sobre el estudio de los datos del LAT.

El paquete de software y los datos son gratis y fácil de descargar e instalar. Simplemente, hay que seguir las instrucciones de la referencia [68] y la página del *Data Query* del *FSSC*. Las herramientas vienen en archivos compilados, así como las librerías y archivos con una lista de parámetros, que guarda la información del valor en el último uso y vienen en sus respectivas carpetas. Además, las herramientas pueden ser ejecutadas de forma directa, simplemente al escribir su nombre y los parámetros característicos en la línea de comando de la terminal. Se maneja principalmente archivos de entrada y salida tipo FITS (Flexible Image Transport System), que contienen unidades tipo ASCII, que a su vez están conformados por un encabezado, o palabra clave que describe el tipo y unidades de los datos y sus listas.

Para poder realizar un análisis adecuado de los datos, debemos conocer el rendimiento del instrumento. Esto se logra a través de la función de respuesta del instrumento (IRF). La IRF es un mapeo entre los datos experimentales obtenidos, con sus parámetros correspondientes, y los datos de simulaciones Monte Carlo basadas en las etapas de procesamiento, el entendimiento del estado funcional del LAT y los procesos físicos involucrados. Los tres factores primordiales que se consideran para la respuesta del instrumento son: la dispersión de energía, el área efectiva y la resolución espacial (PSF). El paquete de procesamiento de datos, previa liberación al público, se le conoce como *Pass 8*; que corresponde a la versión más actualizada, con respecto a versiones anteriores, con mejoras en los algoritmos de reconstrucción de eventos, un background menor y más isotrópico. El *Pass 8*, asigna IRFs a cada una de los tipos de evento dentro de las clases. En el caso de este estudio, se utiliza la versión de IRF *P8R2_SOURCE_V6*, asociada a la clase de eventos tipo Source.

En lo que respecta a la IRF, la reconstrucción espacial de los eventos a través de la PSF

se desarrolla bajo dos parámetros: su energía y ángulo de incidencia (ver Fig.3.6a y 3.6b). La PSF describe la capacidad del instrumento para recrear la imagen tomando en cuenta la dispersión por la contribución del instrumento y el tamaño aparente de la fuente. La PSF es una función de distribución de probabilidad, resultante de la parametrización de la función de King, que depende de la diferencia en ángulos de incidencia de los fotones astrofísicos reales (p) y simulados (\hat{p}) con el algoritmo Monte Carlo; así como de la energía real E . Además, la energía depende de la dispersión múltiple a bajas energías (β con constante de normalización c_1) y por el campo del instrumento a altas energías (c_0) (Ver ec.3.1).

$$x = \frac{2sen^{-1}((\hat{p} - p)/2)}{\sqrt{\left(c_0 \left(\frac{E}{100MeV}\right)^{-\beta}\right)^2 + c_1^2}} \rightarrow K(x, \sigma, \gamma) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma}\right) \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \left(1 + \frac{1}{2\gamma} \frac{x^2}{\sigma^2}\right)^{-\gamma} \quad (3.1)$$

Donde σ es el tamaño característico de la distribución angular y γ determina el peso de las colas en la distribución. Sin embargo, para que el ajuste de datos sea la correcta, se utilizan dos funciones de King para representar la forma analítica de la PSF como: $P(x, E) = f_N K(x, \sigma_N, \gamma_N) + (1 - f_N) K(x, \sigma_c, \gamma_c)$, donde $f_N = 1/(1 + N_c \sigma_c^2 / \sigma_N^2)$. Los subíndices c corresponden a la cola y los N al núcleo.

Por otro lado, al igual que la PSF, el área efectiva va a depender de la energía y ángulo de incidencia, tanto de los fotones astrofísicos, como de los eventos simulados. Así mismo, el área efectiva cambia en dos secciones del tracker, siendo mayor para la sección frontal como se puede apreciar en las figuras 3.6c y 3.6d. Para tomar en cuenta la eficiencia de área, se realiza un análisis en cada subdivisión o compartimiento en el rango de energías (16 compartimientos por cada orden de magnitud bajo los $10GeV$ y 8 sobre dicho valor) y ángulos (32 en total). Posteriormente, el algoritmo realiza una interpolación en los límites de los compartimientos para obtener una eficiencia de area total. Adicionalmente, con el sistema de procesamiento *Pass 8* se ha disminuido considerablemente los errores producidos en la reconstrucción, y por tanto filtración, generados por eventos 'fantasma' (eventos que se dan durante el tiempo en el que DAQ se encuentra procesando datos, o que no generaron una señal de descarte debido al area muerta del ACD). En consecuencia, el area efectiva es mayor, en particular a altas energías.

$$x = \frac{\hat{E} - E}{E \times S(E, \theta)} \rightarrow g(k, \sigma, b, p) = C(p, k, \sigma) \begin{cases} exp\left(-\left(\frac{k}{\sigma}|x - b|\right)^p\right) & \text{Si } x - b \geq 0 \\ exp\left(-\left(\frac{1}{k\sigma}|x - b|\right)^p\right) & \text{Si } x - b < 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Finalmente, la dispersión o resolución de energía, al igual que los parámetros anteriores, depende de la energía (E) y ángulo de incidencia (θ) del fotón astrofísico. En este caso, también se debe considerar la energía simulada (\hat{E}) con algoritmos Monte Carlo, así como un factor de escala ($S(E, \theta)$) de forma polinómica en $\log(E)$ y $\cos\theta$ (Ver ec.3.2). Para la simulación y ajuste de la dispersión de energía, se utiliza una parametrización con funciones exponenciales desfasadas que dependen de la asimetría (k), la dispersión (σ), el factor de

sesgo (b) y el índice exponencial (p), como se muestra en la ecuación 3.2, donde $C(p, k, \sigma)$ es una constante de normalización. La resolución de energía del LAT para espectros de banda ancha es del orden de $< 5\%$ para $E > 300\text{MeV}$.

Una vez que se comprende plenamente la clasificación de datos y la respuesta del ins-

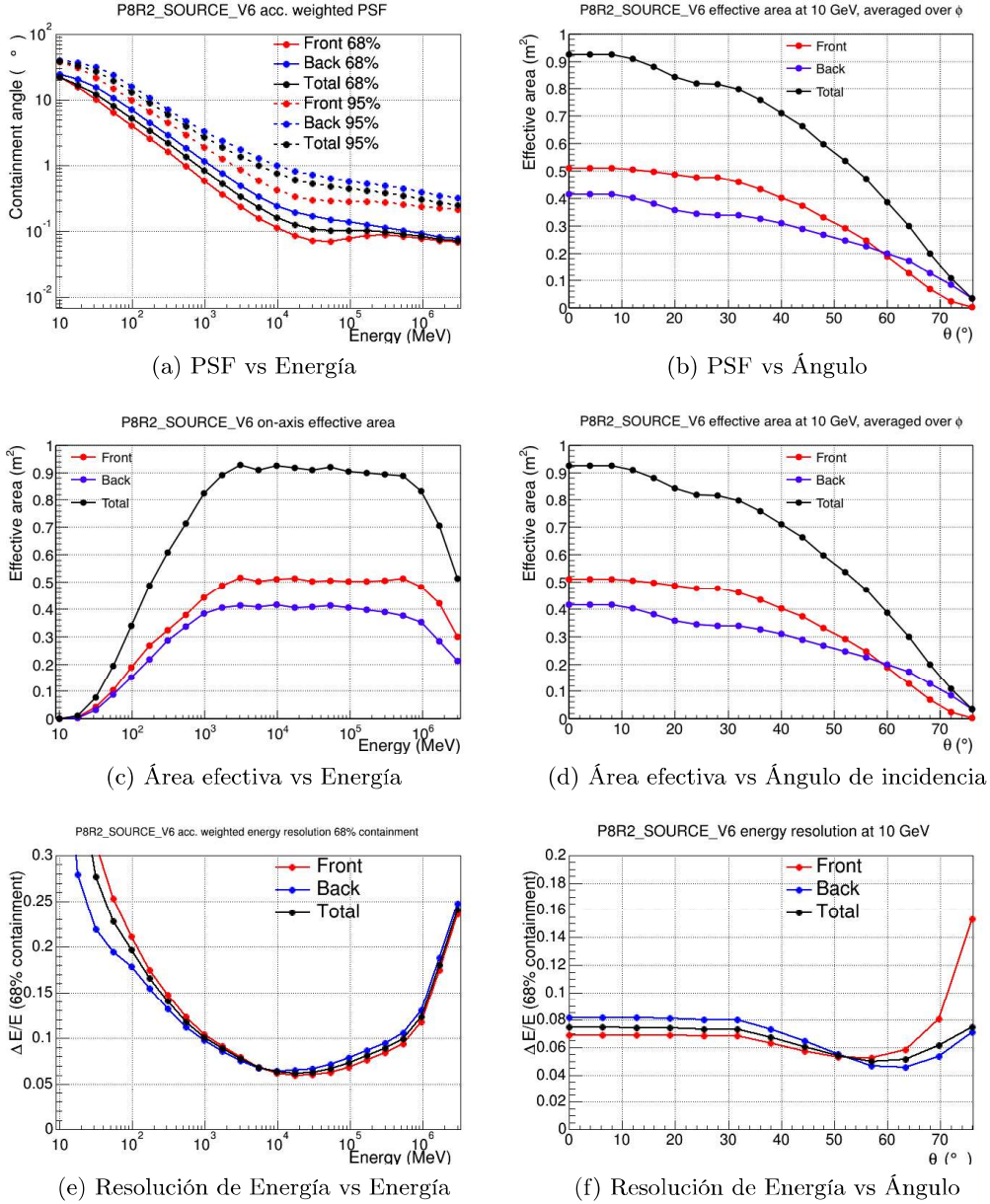


Figura 3.6: Las figuras muestran el desempeño de la versión *P8R2_SOURCE_V6* en la parte posterior (Front) y anterior (Back) del tracker, así como la suma de ambas contribuciones (Total). a) PSF vs Energía para 1σ y 2σ . b) PSF vs Ángulo de incidencia 1σ y 2σ . c) Área efectiva en función de la energía para ángulo de incidencia $\theta = 0$. d) Área efectiva en función del ángulo de incidencia para energía de 10GeV . e) Resolución de energía vs Energía para 1σ de la reconstrucción. f) Resolución de energía vs ángulo de incidencia para 1σ de la reconstrucción del evento. Las figuras fueron obtenidas de la página web del SLAC sobre el desempeño del LAT [11].

trumento, se debe realizar un estudio cuantitativo de la fuente de interés, en nuestro caso W28. Para ello, se utiliza el análisis de verosimilitud, donde la verosimilitud (\mathcal{L}) es la probabilidad de que un modelo dado, ajuste un conjunto de datos previamente obtenido.

En consecuencia, el análisis se basa en encontrar el valor máximo de verosimilitud en un proceso iterativo donde se calcula \mathcal{L} para modelos que cambian al modificar uno o varios parámetros. Los parámetros dentro del modelo, describen la forma espectral y la posición de la fuente, e incluso si existe o no. A breves rasgos, el proceso de ajuste de datos, se basa en: escoger los datos, seleccionar un modelo inicial, computar ciertos elementos para su posterior uso, y realizar el ajuste.

En general, los datos siguen una distribución de Poisson dentro de cada compartimento en los que han sido divididos. La verosimilitud, es por lo tanto, el producto de las probabilidades de observar m_i cuentas en el compartimento i -ésimo, dada la detección de n_i cuentas, es decir: $\mathcal{L} = \prod_i P(n_i) = \prod_i m_i^{n_i} \exp(-m_i)/n_i!$. Para evitar problemas de variables que sean muy próximas a cero, se trabaja con el logaritmo de \mathcal{L} ; como el exponencial solo depende del modelo, y el número total de cuentas predichas es $\sum_i m_i = N_p$ se tiene:

$$\log(\mathcal{L}) = \sum_i n_i \log(m_i) - N_p - \sum_i \log(n_i!) \quad (3.3)$$

Donde el último término puede ser despreciado ya que no depende del modelo. Además, cuando nos encontramos en el límite de un grán número de datos por compartimento, como en nuestro caso, la distribución χ^2 es válida; y por el teorema de Wilks, la estadística $-2\log(\mathcal{L})$ se aproxima asintóticamente a la distribución χ^2 . En consecuencia, encontrar el mínimo de $-2\log(\mathcal{L})$, equivale a maximizar \mathcal{L} [69–71]. Por esta razón, se debe encontrar el número de cuentas predichas, y para esto es necesario encontrar los parámetros espectrales. Como se vió anteriormente, la respuesta del instrumento depende de la $PSF = P(\hat{p}'; \epsilon, \hat{p}, t)$, del área efectiva $A_{ef} = A(\epsilon, \hat{p}, t)$ y de la dispersión $Disp = D(\epsilon'; \epsilon, \hat{p}, t)$, y puede ser factorizada como se muestra en la ecuación 3.4; en la misma ecuación se expresa que el modelo de la fuente, $S(\epsilon, \hat{p})$, es igual a la suma de las fuentes puntuales y difusas [26].

$$R(\epsilon', \hat{p}'; \epsilon, \hat{p}, t) = A(\epsilon, \hat{p}, t)P(\hat{p}'; \epsilon, \hat{p}, t)D(\epsilon'; \epsilon, \hat{p}, t) \quad ; \quad S(\epsilon', \hat{p}') = \sum_i S_i(\epsilon', \hat{p}') \quad (3.4)$$

Donde t es el tiempo, ϵ , \hat{p} y ϵ' , \hat{p}' son la energía, dirección medidas y energía, dirección aparentes respectivamente. Por lo tanto, el agrupamiento de datos en energía y dirección aparentes, de la contribución de la fuente i al compartimento j es:

$$N_{ij} = \int_j d\epsilon' \hat{p}' \int dt \int_{SR} d\epsilon d\hat{p} R(\epsilon', \hat{p}'; \epsilon, \hat{p}, t) S(\epsilon', \hat{p}') \quad (3.5)$$

Se asume que la dispersión puede ser ignorada, y que cada fuente puede ser separada en su parte espectral y espacial ($S(\epsilon', \hat{p}') = s_i(\epsilon')S_i(\hat{p}')$). Además, dado que la parte espacial que describe a la fuente no forma parte del ajuste, podemos definir como θ_{ij} a la integral sobre la región de la fuente, la integral temporal y direccional, de modo que obtenemos:

$$N_p = \int_j d\epsilon' d_{ij}(\epsilon') s_i(\epsilon') \quad (3.6)$$

Por lo tanto, de esta forma el programa computacional de análisis de verosimilitud por agrupamiento de datos calcula los parámetros espectrales que maximicen \mathcal{L} (minimicen $-2\log(\mathcal{L})$).

En el software utilizado para el estudio de datos, existe una herramienta llamada *gtlike*, con la cuál se realiza el análisis de verosimilitud. Para su uso, *gtlike* necesita como entrada lo siguiente: un archivo de datos (en formato FITS), un archivo de la nave donde está la información del tiempo y posición del telescopio espacial (en formato FITS), un archivo con un modelo que describa las distintas contribuciones en de la región de interés (en formato XML), y archivos con cantidades precomputadas como el tiempo de vida (de ahora en adelante *livetime*, que es el tiempo que el LAT pasó observando con dirección determinada, una cierta posición en el espacio por una cantidad de tiempo) y la exposición (live time multiplicado por el área efectiva) [26].

Para minimizar $-2\log(\mathcal{L})$, *gtlike* presenta cinco opciones de optimización, sin embargo, solo se describirá la utilizada en este trabajo. La más adecuada para nuestro análisis, por la extensa cantidad de datos presentes y por la recomendación del equipo de soporte de FermiTools, es NEWMINUIT. Esto se debe a que, apesar de tener una convergencia un poco más lenta que los otros algoritmos, presenta el mejor mapeo de los parámetros cerca del mínimo de la función, y por tanto provee una estimación de errores más confiable. NEWMINUIT, se basa en dos algoritmos: MIGRAD y HESSE.

La técnica de minimización utilizada en MIGRAD es el algoritmo de métrica-variable de Davidon-Fletcher-Powel (DFP), que es un tipo de método Quasi-Newtoniano. Su mayor defecto es que depende fuertemente del conocimiento de las primeras derivadas, y falla si su valor es inexacto. A pesar de esto, posee la ventaja de una búsqueda direccionada del mínimo, con un sistema de actualización de la matriz de errores que converge a la matriz Hessiana con cada iteración, y por la cual no es necesario una vasta cantidad de memoria. Se parte de la idea de que toda función f n -dimensional, puede ser aproximada por la serie de Taylor como: $f = f_0 + \sum_{i=1}^n a_i x_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n G_{ij} x_i x_j$. Utilizando la notación de Dirac de bra-ket, $|x\rangle$ es un vector columna y $\langle x|$ un vector fila, se tiene que: $f = f_0 + \langle a|x\rangle + \frac{1}{2} \langle x|G|x\rangle$ y el gradiente $|g\rangle = |a\rangle + G|x\rangle$, donde $G_{ij} = \partial^2 f / \partial x_i \partial x_j$; sin embargo, esta matriz no se evalúa directamente, pero se usa una matriz H definida positiva (que en general inicia como la matriz identidad) que converge a G^{-1} en cada iteración.

La búsqueda del mínimo, como ya se ha mencionado, empieza por un valor aproximado, $|x^0\rangle$, dado por el modelo y parámetros iniciales. En la iteración i -ésima, nos encontramos en $|x^i\rangle$, con gradiente $|g^i\rangle$, y matriz H^i . La dirección de búsqueda del siguiente punto se da a través de $|s^i\rangle = -H^i|g^i\rangle$, de donde se define $|\sigma^i\rangle = \alpha^i |s^i\rangle$. A continuación, se obtiene $\alpha^i > 0$ de forma que $f(|x^i\rangle + \alpha^i |s^i\rangle)$ sea un mínimo, y se realiza:

$$|x^{i+1}\rangle = |x^i\rangle + |\sigma^i\rangle \quad (3.7)$$

Con el nuevo punto $|x^{i+1}\rangle$, se obtiene $|g^{i+1}\rangle$, y procedemos a computar la nueva matriz H^{i+1} . Para ello, definimos $|y^i\rangle = |g^{i+1}\rangle - |g^i\rangle$ y las matrices

$$A^i = \frac{|\sigma^i\rangle\langle\sigma^i|}{\langle\sigma^i|y^i\rangle} \quad \text{y} \quad B^i = \frac{-H^i|y^i\rangle\langle y^i|H^i}{\langle y^i|H^i|y^i\rangle} \quad (3.8)$$

Por tanto, se define

$$H^{i+1} = H^i + A^i + B^i \quad (3.9)$$

Con esta nueva matriz, se procede a calcular $|s^{i+1}\rangle$, y el proces continúa hasta que es interrumpido bajo una de dos condiciones. La primera, cuando la distancia entre $|x^{i+1}\rangle$ y $|x^i\rangle$, es decir $\langle s^i|s^i\rangle^{1/2}$, es lo suficientemente pequeña. La segunda, se basa en el número de iteraciones del programa, donde el mínimo va a ser n (el número de parámetros), y el máximo se determina por la cantidad de recursos computacionales disponibles, y n a ser ajustados.

Si se observa la definición de $|s^i\rangle$, vemos que es vital que H^i sea definida positiva, es decir que sus valores propios son todos mayores a cero, ya que de este modo, la dirección de búsqueda siempre será en dirección de la mayor pendiente de descenso. Esto es garantizado por el tercer término del lado derecho de la ecuación 3.9. Por otro lado, el término A^i en 3.9 es el responsable de la convergencia de H a la matriz Hessiana invertida G^{-1} .

Una vez realizado el ajuste de máxima verosimilitud, se obtienen el flujo promedio de fotones, el de energía, la prueba estadística o *Test Statistics (TS)* y los parámetros espectrales de la fuente en estudio, ya que el algoritmo descrito evalúa la función en el valor de minimización. La TS, se expresa como:

$$TS = -2\log\left(\frac{\mathcal{L}_n}{\mathcal{L}_a}\right) \quad (3.10)$$

Donde \mathcal{L}_n y \mathcal{L}_a son los valores de verosimilitud de la hipótesis nula y alternativa respectivamente. La hipótesis nula es la probabilidad de obtener los datos sin la presencia de la fuente, y la alternativa la probabilidad de obtener los datos con la fuente analizada presente y con el modelo espectral estudiado.

En consecuencia, con las cantidades obtenidas a lo largo, y final del análisis de máxima verosimilitud, se puede estudiar el comportamiento y características de una fuente de rayos- γ como el SNR W28.

Capítulo 4

Resultados y Discusión

En este trabajo se ha estudiado los parámetros espectrales del SNR W28, cuyas características se muestran en la Tabla 4.1, y su interacción con el ISM. Para ello, se utilizaron diferentes herramientas del *FermiTools* que permiten filtrar y seleccionar la información correspondientes a diez años de datos (04 de agosto del 2008 - 04 de agosto del 2018). Se ha usado la versión *v10r0p5* del *ScienceTools*, disponible en el enlace de la referencia [68], así como herramientas de construcción y análisis de gráficos como *XSPEC*, *fv* y *ds9*.

Características de W28	
Edad	$(3,5 - 15) \times 10^4$ años
Localización	(RA;Dec)= (270,3445; -23,2889)
Forma	Morfología mixta
Fase	Radiativa
Distancia desde Tierra	$1,9 - 2 kpc$
Masa de cúmulo molecular circundante	$1,4 \times 10^6 M_{\odot}$
Densidad del medio (atómico-molecular-cumular)	$2 - 200 - 2 \times 10^4 cm^{-3}$
Rango actual de velocidades de frente de choque	$\sim 5 - 25 \frac{Km}{s}$

Tabla 4.1: Valores y propiedades de las características del SNR W28 [15–19].

El proceso y criterio de selección de eventos, previo al análisis de verosimilitud, fue: (1) Se usó la herramienta *gtselect*, que permite seleccionar los eventos con alta probabilidad de haber sido fotones astrofísicos, utilizando las siguientes características. La clase seleccionada es *Source* (*evclass*= 128); el tipo de evento que no discrimina el evento por su lugar de conversión, energía, ni PSF, (*evtype*= 3); el radio de la región de interés (ROI, que agrupa las fuentes modeladas en el análisis): 10° , el ángulo zenital de los fotones incidentes debe ser menor a 90° para excluir los fotones que llegan del horizonte terrestre; el rango de energía de 100MeV a 300GeV, para evitar parte de la baja resolución (PSF ancha) a bajas energías ($< 1000MeV$) como se puede ver en la Figura 3.6a. (2) La utilización de la herramienta *gtmktime*, que permite seleccionar los datos pertenecientes a intervalos de tiempo aceptables (GTI), que son tomados y aceptados cuando el satélite estaba en modo *normal-de-toma-de-datos*. Una vez realizado este primer paso de selección, se tiene una primera visualización de los datos a través de un mapa de cuentas (ver Fig.4.1) en forma de un cuadrado circunscrito en el círculo de la ROI.

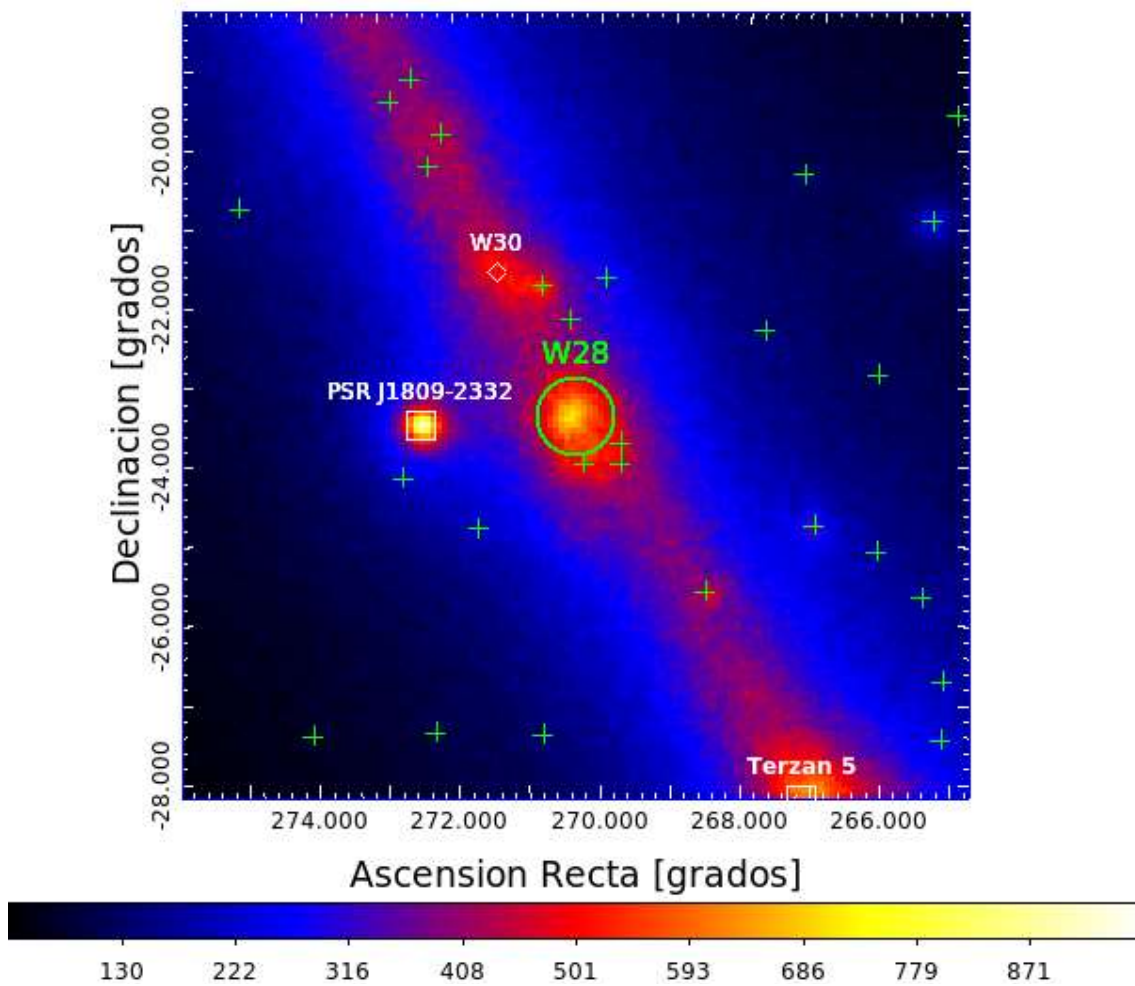


Figura 4.1: Mapa de cuentas en coordenadas galácticas de 100MeV-300GeV, centrado en W28, con area $10^\circ \times 10^\circ$, $0,071^\circ$ de tamaño del pixel. El mapa de cuentas es suavizado por un kernel Gaussiano de $\sigma = 0,5^\circ$. La franja roja muestra la emisión del plano galáctico. La barra de colores inferior muestra la cantidad de cuentas por pixel [12]. Se observan dos fuentes cercanas a W28, presentes en el catálogo 3FGL, el pulsar PSR J180-2332 (cuadrado blanco) y el SNR W30 (diamante blanco), y una fuente lejana Terzan 5 (cuadro blanco inferior derecho) correspondiente a un cúmulo globular oscuro. Además, con cruces verdes se marcan las fuentes presentes en el catálogo 3FGL [13].

A los archivos producidos en la etapa de filtración se los agrupa en compartimentos espectrales de energía, para producir las curvas de luz. Este cometido se lo efectúa con la herramienta *gtbin*, opción *LC*, en donde se ha utilizado compartimentos temporales lineales uniformemente espaciados en tamaños de días ($24h = 86,400[s]$) y meses promediados en 30 días ($2,592,000[s]$), ver las Figuras 4.2 y 4.3. Se han seleccionnado estos intervalos para comparar dos formas de agrupamiento de datos en la escala temporal, y determinar cual es la más adecuada para analizar y obtener conclusiones. Además, se ha excluido la selección en intervalos de horas, debido a la escasa diferenciación en la cantidad de datos entre dos horas cualesquiera del rango temporal.

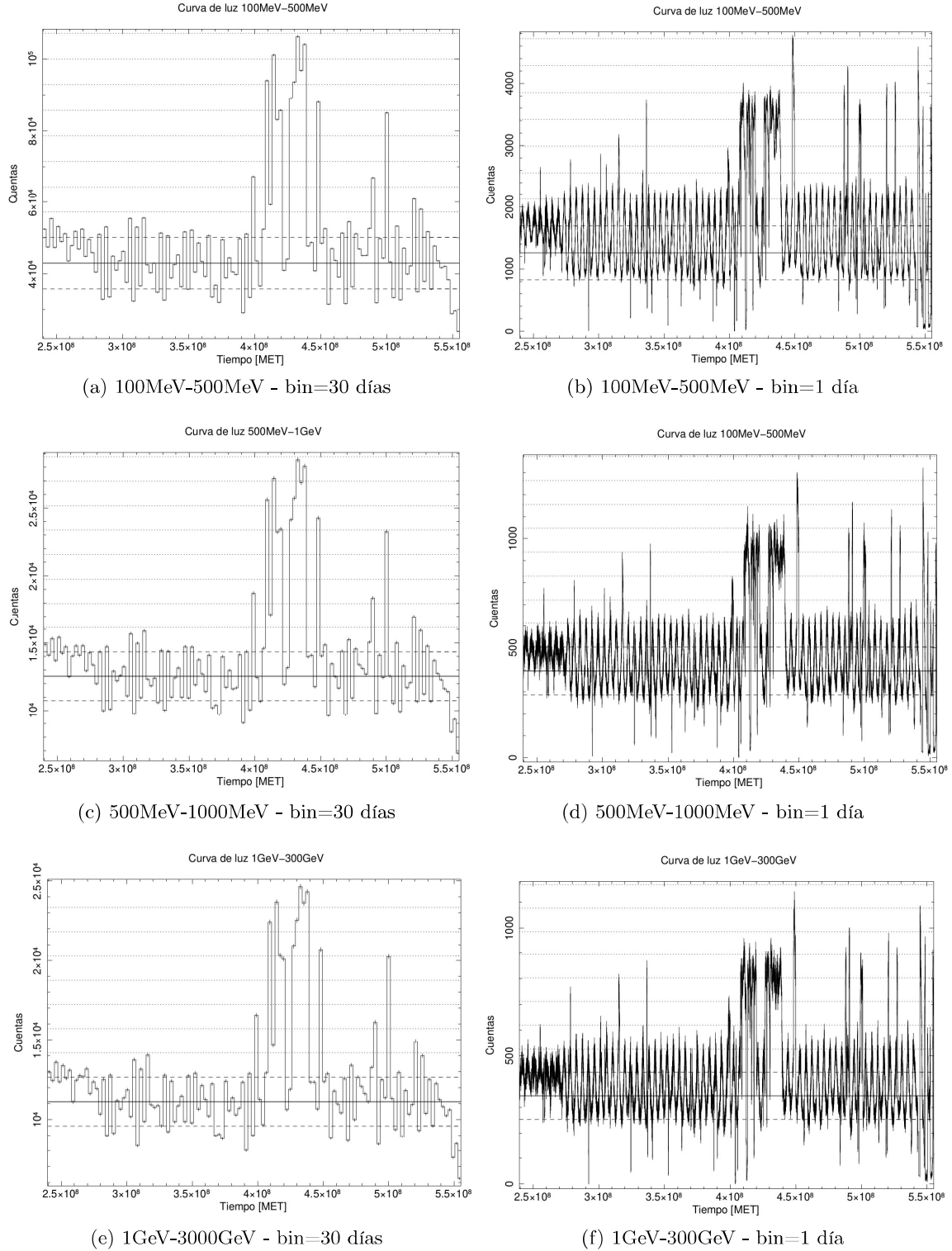
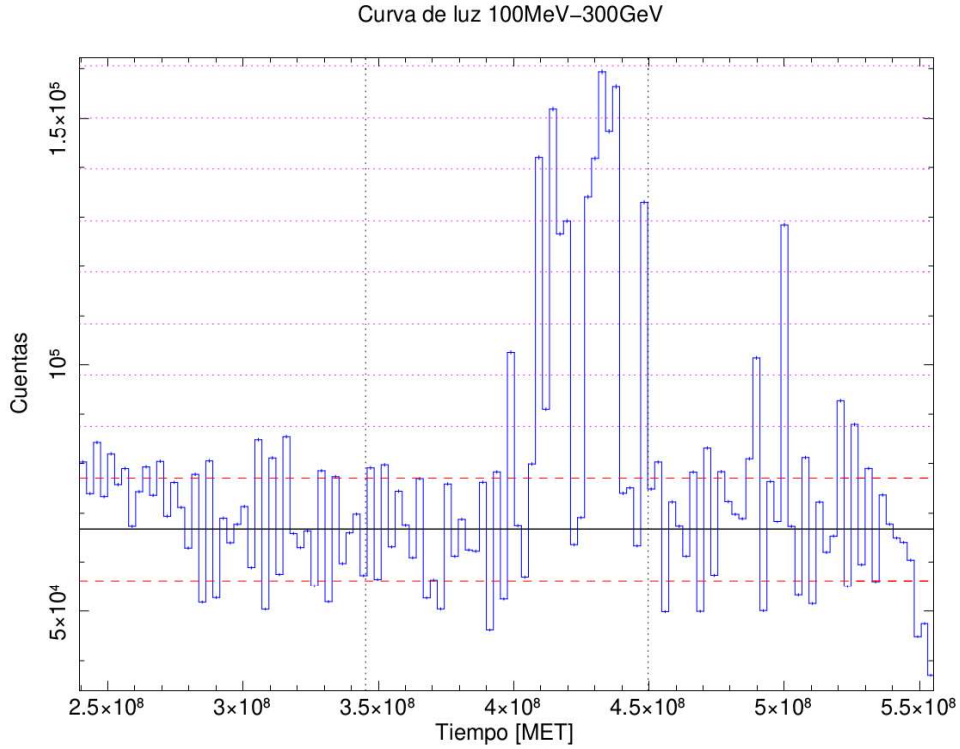
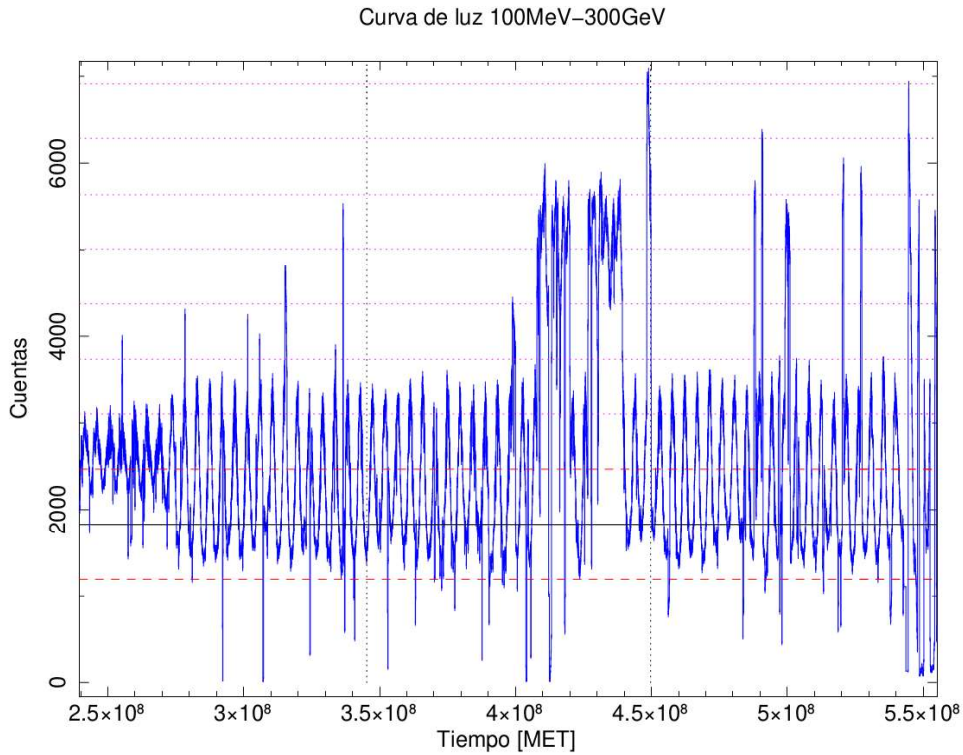


Figura 4.2: Curvas de luz en los rangos espectrales 100MeV-500MeV, 500MeV-1GeV y 1GeV-3000GeV. Se muestra con una línea continua el promedio de cuentas obtenido de la sección de no actividad ($2,39 \times 10^8 s = 04/\text{agosto}/2008 - 3,89 \times 10^8 s = 12/\text{agosto}/2013$), de donde se obtiene la desviación estándar dibujada inmediatamente sobre y bajo la línea de promedio, con una línea cortada. Con líneas punteadas se indica el número de desviaciones estandar sobre el promedio, de donde se puede deducir la significancia de los eventos graficados. Claramente se puede observar que la tendencia del número de fotones astrofísicos provenientes de la región cercana a W28, en función del tiempo, coincide entre los diferentes rangos espectrales. Además, se puede observar dos periodos significativos de actividad. El primero, entre $t \simeq 3,98 \times 10^8 s (= \text{agosto}-2013)$ a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s (= \text{abril}-2015)$, con una significancia de $> 8\sigma$; y el segundo, entre $t \simeq 4,85 \times 10^8 s (= \text{mayo}-2016)$ a $t \simeq 5,10 \times 10^8 s (= \text{febrero}-2017)$, con una significancia de $\sim 6\sigma$. Los errores correspondientes a cada bin se los muestra con una línea vertical en la sección intermedia del compartimento.



(a) 100MeV-300GeV - bin=30 días



(b) 100MeV-300GeV - bin=1 día

Figura 4.3: Curva de luz en el rango de 100MeV - 300GeV generada siguiendo el mismo criterio, y conservando las mismas especificaciones que las figuras 4.2. Al igual que en los gráficos 4.2, se puede observar dos periodos significativos de actividad. El primero, entre $t \simeq 3,98 \times 10^8 s (= \text{agosto-2013})$ a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s (= \text{abril-2015})$, con una significancia de $> 8\sigma$; y el segundo, entre $t \simeq 4,85 \times 10^8 s (= \text{mayo-2016})$ a $t \simeq 5,10 \times 10^8 s (= \text{febrero-2017})$, con una significancia de $\sim 6\sigma$. Los errores correspondientes a cada bin se los muestra con una línea vertical en la sección intermedia del compartimento. Las líneas punteadas verticales muestra la división de periodos temporales para el análisis de cuentas acumuladas de la Figura 4.4.

La razón por la cual se trabaja con segundos es que el sistema utilizado por convención en las publicaciones de resultados obtenidos con el Telescopio Espacial Fermi es el MET (mission elapsed time: tiempo transcurrido de la misión), que corresponde al número de segundos desde el primero de Enero del 2001 a las $0h : 0m : 0s$ en el sistema de coordenadas universal UTC [72].

Claramente se puede observar en las curvas de luz de las Figuras 4.2 y 4.3, que tras pasar por un periodo donde las interacciones que producen rayos- γ se han mantenido constantes, existe un periodo de alta afluencia de eventos registrados como cuentas, con una significancia relevante ($\approx 8\sigma$). Tras el primer periodo de actividad se aprecia un corto periodo de calma donde la producción de eventos ha regresado al valor promedio de no actividad, seguido de un corto intervalo de actividad de menor significancia ($\approx 6\sigma$) y duración, pero buen peso estadístico. Este comportamiento se puede ver, de manera similar, en todos los intervalos del rango espectral.

Es evidente que la información posee una menor cantidad de ruido de fondo en las gráficas con compartimento temporal en el orden de los meses, por la manera en que se ha confinado los datos en la escala temporal. Sin embargo, el agrupamiento de datos en compartimentos temporales también genera un nivel de destrucción de cierta cantidad de información. A pesar de ello, los eventos de actividad relevantes en nuestro estudio son todavía significativos y evidentes para los dos tipos de agrupamiento, debido a la gran cantidad de datos recolectados.

Las características evidenciadas en las curvas de luz pueden ser explicadas por el fenómeno de interacción del frente de choque, o astropartículas que han escapado del SNR, con cúmulos o nubes moleculares presentes en los alrededores del SNR en los periodos correspondientes. Este resultado es corroborado con el estudio multifrecuencia de W28, donde se estudian las trazas de familias moleculares y atómicas, como por ejemplo $CO(J = 0, 1)$, SiO , S_{II} , OH , NH_3 , entre otros, y se ha encontrado una clara interacción del frente de choque de W28 con el ISM [28, 30, 73]; además de la correlación de otros SNR con su medio local [74–77].

Es posible afirmar que una MC ha sufrido el paso de un frente de choque debido a lo siguiente. Al pasar las astropartículas por las nubes moleculares, ionizan y excitan el material presente por transferencia de momento e interacciones electromagnéticas. Las astropartículas son capaces de interactuar con todo el material del ISM, debido a la enorme cantidad de energía cinética que poseen, ya que han sido previamente aceleradas en el frente de choque del SNR. Por otro lado, el frente de choque al ser una discontinuidad entre el medio corriente arriba y corriente abajo (ver Fig. 2.6), perturba el medio al transformar su energía cinética en energía térmica, y por tanto aumentando la temperatura de las moléculas y átomos, pasando de $T \approx 10K$ a valores superiores a $T \approx 10^3K$ [39]. Posteriormente, las moléculas y átomos afectados, sufren desexcitaciones entre los niveles vibracionales y rotacionales, emitiendo radiación particular y específica [78, 79]. Además, el gas que vuelve a un proceso de enfriamiento por radiación, presenta recombinaciones y generación de mo-

léculas que, junto con las reacciones en el momento del paso del frente de choque, permite determinar la química del medio a través de radiaciones características [54, 80]. En particular, debido a la característica del rango de velocidades que posee W28 (Ver Tabla 4.1), es posible la producción de moléculas que indican la interacción del medio con la llegada de astropartículas aceleradas en SNR [39].

Evidentemente, todos los indicadores descritos, junto con el estudio de emisión y localización de W28, robustecen la hipótesis de la generación de rayos- γ por la interacción protón-protón, debido a los procesos específicos encontrados y estudiados en las MC de las referencias [17, 19, 20, 32, 54, 78, 79, 81, 82]. Por otro lado, la generación de rayos- γ por electrones acelerados es de baja proporción, debido a su pequeña masa ($\sim 0,51MeV/c^2$), comparada con la de los protones ($\sim 938MeV/c^2$), y por el hecho de ser leptones [31]. Adicionalmente, como se puede ver en las ecuaciones 2.3 y 2.8, la pérdida de energía por unidad de tiempo para la componente leptónica en el caso de radiación sincrotrónica y de compton inverso respectivamente, dependen del inverso al cuadrado de la energía de la partícula. Además, los electrones también sufren pérdidas energéticas por la radiación de frenado y ionización. Todo esto indica un decaimiento rápido en la cantidad de leptones generadores de rayos- γ para energías $>\sim 280MeV$, y el eclipse que sufren por la componente hadrónica [31, 83]. Por esta razón, el estudio extenso multifrecuencias, permite la verificación de resultados y una descripción completa de una fuente.

Para continuar con el análisis de las curvas de luz, se ha utilizado las gráficas 4.3a y 4.3b, ya que se quiere estudiar las variaciones del espectro en todo el rango espectral, y por que al comparar con los gráficos de la Figura 4.2, todas poseen el mismo comportamiento temporal.

Se ha dividido el tiempo de toma de datos en tres intervalos de igual duración. El primero, que engloba el periodo que denominaremos de inactividad o pasividad, que va desde el inicio de la toma de datos hasta $t = 345,282,217s$ (en MET, que representa al 11-diciembre-2011). El segundo, que incluye el periodo que denominamos primera actividad, que va desde el fin del primer intervalo hasta $t = 449,711,018s$ (en MET, que corresponde a 02-abril-2015). El último, el cuál pertenece el periodo que denominamos segunda actividad, que va desde el final del segundo periodo hasta $t = 554,139,819s$ (en MET, que indica el 24-julio-2018). Los límites temporales de la segmentación que se ha definido, pueden ser observados en las figuras 4.3a y 4.3b con líneas punteadas verticales. Cabe recalcar que, para este análisis, hemos despreciado los datos de los 11 días finales debido a la incongruencia encontrada con respecto al resto del rango temporal, mostrando de esta manera un considerable disminución de cuentas detectadas para todas las energías del LAT. Presumimos que esto se debe a una disminución en la aceptación (area efectiva integrada en el ángulo sólido) del equipo, producto de la degradación paulatina que ha sufrido durante más de diez años de servicio.

Con la división de datos indicada, se ha graficado el número de cuentas acumuladas en cada

uno de los intervalos. Por esta razón los intervalos deben ser de igual longitud, para apreciar las diferencias de actividad en cada uno. Definimos el tiempo propio de cada intervalo como t_p , que inicia en 0s y llega a $1,04 \times 10^8 s$. A cada tiempo propio le corresponden tres valores en el tiempo de análisis, uno para cada intervalo (no actividad, primera actividad y segunda actividad). La imagen generada de las cuentas acumuladas se muestra en la Figura 4.4. Se aprecia que la contribución del primer periodo de actividad es claramente superior a la contribución de los intervalos de no actividad y segunda actividad, debido a la duración de la interacción del frente de choque y las astropartículas aceleradas en el, con las nubes molecular circundantes. La interacción se ha caracterizado con los ajustes lineales efectuados para cada periodo, notando que para el primer periodod de actividad se realizaron dos ajustes por el corte funcional por la contribución de la sobreproducción fotónica. Se puede evidenciar en la Figura 4.4 que los ángulos de inclinación de las rectas de ajuste en los periodos de no actividad, segunda actividad y la primera parte de la primera actividad son: $\theta_{No-A} = 0,0274^\circ$, $\theta_{A1-a} = 0,0252^\circ$ y $\theta_{A2} = 0,0272^\circ$; por otro lado, el ángulo de inclinación de la recta de la segunda parte del primer periodo de actividad es: $\theta_{A1-b} = 0,0453^\circ$. Este indicador muestra que la pendiente, y por tanto la cantidad acumulada de fotones producidos, ha crecido en más del 80 % cuando comienza el proceso de interacción.

La interacción provoca un flujo continuo y elevado de rayos- γ que aporta al número total de cuentas acumuladas en el tiempo propio. Esta es otra evidencia del proceso de actividad que ha tenido W28 en el intervalo $t \simeq 3,98 \times 10^8 s$ (= agosto-2013) a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s$ (= abril-2015).

Adicionalmente, hemos estudiado cualitativamente el lag espectral, definido como el tiempo de retardo de la radiación detectada en diferentes bandas espectrales [84]. En la literatura se define como positivo al lag espectral cuando los rayos de mayor energía llegan antes que los de menor energía [85]. En general, el efecto de lag espectral es utilizado para caracterizar eyecciones de rayos gamma (GRB), los cuales son eventos más violentos y rápidos que las explosiones de SN. Existen tres posibles explicaciones aceptadas a la hora de describir el fenómeno. Una de ellas explica el retardo de llegada debido a las distintas velocidades de los fotones de bandas espectrales diferentes en la línea de visión del evento con el observador. La segunda, explica las observaciones en base a la variación del ángulo de observación fuera de eje cuando se observa una eyección con un jet delgado. Finalmente, se cree que la explicación radica en el enfriamiento por radiación tomando en cuenta que las explosiones violentas se enfrían más rápido [86].

Para el análisis del lag espectral se ha graficado la superposición de las curvas de luz de las distintas bandas espectrales, y se han trazado líneas verticales con el fin de observar un posible desplazamiento de la posición de los compartimentos de fotones. Esto se puede ver en la Figura 4.5. Se puede observar que no existen diferencias temporales entre las bandas energéticas estudiadas, es decir que no se ha encontrado un lag espectral en los intervalos de estudio. Pensamos que esto se debe a que el proceso estudiado ocurre en un tiempo

considerablemente largo, en comparación con el valor de los GRBs que pueden ser desde los segundos hasta los días. En un intervalo de tiempo grande, la cantidad de procesos físicos responsables de los datos obtenidos es mayúscula. Además, la fuente en investigación posee un tamaño voluptuoso y una morfología mixta, a diferencia de los GRBs considerados puntuales. Por tanto, las características de W28 imposibilita la caracterización de la fuente por un lag espectral, sin embargo creemos que se requiere un estudio más detallado para confirmar nuestras suposiciones.

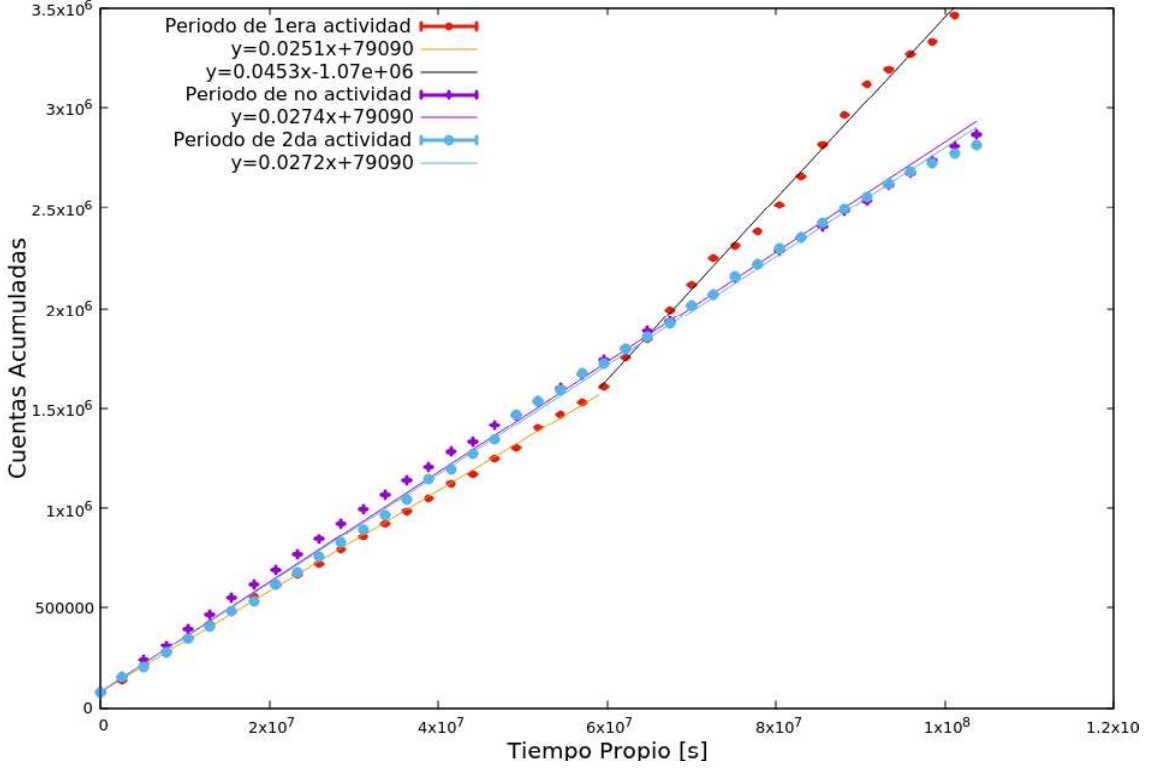


Figura 4.4: Número de cuentas acumuladas en función del tiempo. Cada intervalo graficado se lo inició en un tiempo propio $t_p = 0s$, con el fin de tener una clara apreciación en la comparación. Se puede observar la contribución del primer periodo de actividad (puntos rojos) que empieza, en el tiempo propio $t_p = 5,4 \times 10^7s$, hasta el fin del periodo, que corresponden a los tiempos de análisis $t = 4 \times 10^8s$ y $t = 4,5 \times 10^8s$ respectivamente (ver Fig. 4.3). Por otro lado, se observan los periodos de no actividad (rayas moradas) y segunda actividad (círcunferencias celestes). Además, se puede apreciar la contribución de la segunda actividad alrededor de $t_p = 4,9 \times 10^7s$, correspondiente al tiempo del intervalo general $t = 5 \times 10^8s$ de la figura 4.3. Además, se ha realizado un ajuste lineal para cada periodo. En el periodo de primera actividad se efectuaron dos ajustes ya que se ha tomado en cuenta el corte donde comienza la sobreproducción fotónica.

$$H = \frac{M - G}{M + G} \quad (4.1)$$

Dentro del estudio de las curvas de luz, es de interés identificar cuál es el intervalo de energías en el que el flujo de rayos- γ es mayor. Para ello, se define el cociente- H como se muestra en la ecuación 4.1, y los intervalos de interés en dos. El primero (M) corresponde a los pertenecientes al intervalo energético en los MeV , y el segundo (G) en los GeV . De esta manera, se obtienen las gráficas de la Figura 4.6, donde se evidencia que existe una mayor contribución de los rayos- γ de energía en los MeV . Por inspección visual, podemos observar un incremento del cociente H durante el periodo de la primera actividad, lo cual

respalda los resultados anteriormente presentados. Adicionalmente, la media de H es 0,67, lo que implica $M \simeq 5,14G$, es decir, que existe 5,14 veces más rayos- γ en el rango de los MeV que en el rango de los GeV, lo que concuerda con la tendencia general de disminución en la cantidad de partículas por unidad de área y tiempo en el espectro de los CR. Además, creemos que este resultado puede ser explicado con el análisis espectral presentado a continuación.

Con el fin de realizar un estudio espectral adecuado, se debe llevar a cabo el análisis de verosimilitud de una manera eficiente y controlada. Para ello, se precomputaron ciertas cantidades que contienen información necesaria para el proceso computacional, donde se establecen los parámetros particulares de nuestro estudio, y de esta manera se aliviana el tiempo y memoria utilizados. Para el cálculo de las cantidades espectrales y verosimilitud, es necesaria la generación de un modelo de mapa de cuentas que relacione, a través de la convolución, las siguientes características: la distribución espacial y energética de cuentas en la región de interés (mapa de cuentas 3-D), la posición en el espacio y ángulo de inclinación del satélite en el periodo de observación (“*livetime*”), un mapa de exposición (area por tiempo) que integra la respuesta del instrumento en la ROI, un modelo espectral donde se exponga la predicción más cercana posible de la posición y forma espectral de las fuentes en la ROI (modelo de entrada), y finalmente la IRF del instrumento. La razón de utilizar las componentes descritas, es que se trabaja con una vasta cantidad de datos y se analiza una fuente difusa, por lo tanto el procedimiento seguido es el de análisis por agrupamiento de datos (*Binned Likelihood*) [26, 87].

La producción del mapa de cuentas 3-D consiste en agrupar los datos en compartimentos a lo largo de una superficie cuadrada dentro del círculo definido por la ROI, considerando una componente energética. En los distintos rangos espectrales, se utilizó un tamaño de compartimento de 0,1grados/pixel, con una longitud de 140 píxeles por lado. Para el eje energético, los datos se dividieron en 30 segmentos logarítmicamente separados, es decir, segmentos cuyo valor logarítmico de borde sean equidistantes. Por otro lado, el *livetime* se genera debido a que la respuesta del instrumento depende del ángulo de incidencia de los fotones, y por tanto, de la dirección hacia donde apunta la normal del instrumento en un tiempo dado.

Se ha utilizado únicamente los datos cuyo ángulo de incidencia sea menor o igual a 90° por la contaminación de rayos- γ Terrestre, y un agrupamiento en el ángulo de inclinación (θ), de $\cos(\theta) = 0,025$. El *livetime* se crea en una representación conocida como *HEALpix* (Hierarchical Equal Area isoLatitude pixelization), donde se divide la superficie de una esfera en píxeles que cubren áreas iguales, y cuyo centro se encuentra agrupado a lo largo de puntos latitudinales. Se ha escogido el lado de píxel con un tamaño de 1° .

Curvas de Luz: MeVs (Superior) y GeVs (Inferior)

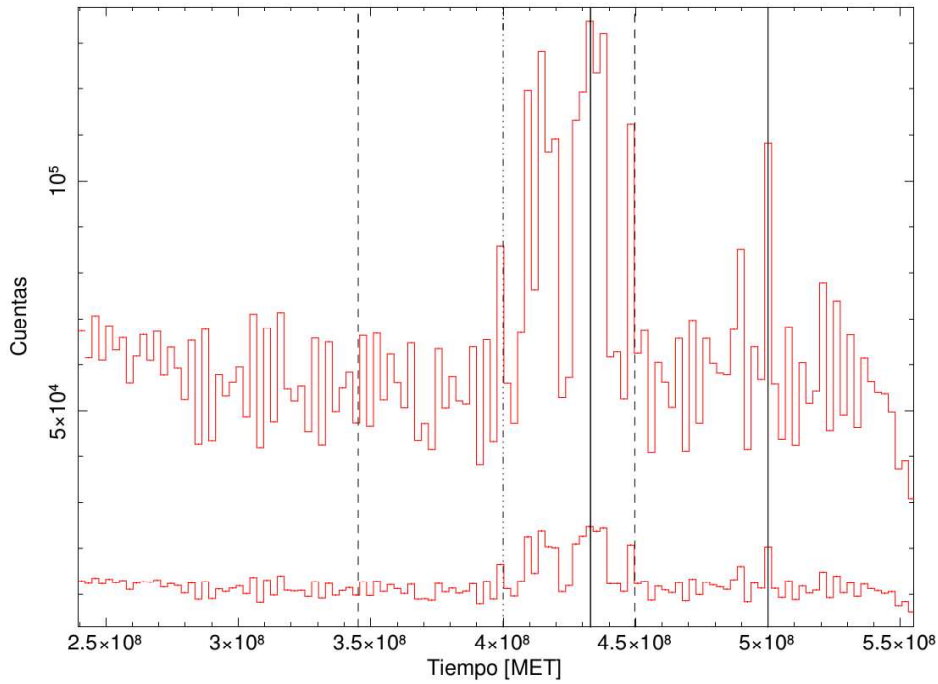


Figura 4.5: Curvas de luz de los diferentes intervalos energéticos superpuestas para el análisis del lag espectral. La LC de la parte superior corresponde al intervalo de los megaelectronvoltios mientras que la inferior corresponde a la de giga-electronvoltios. Se han graficado dos líneas contínuas verticales para la comparación del desplazamiento temporal de los compartimentos de cuentas. Se verifica que las LC no presentan lag espectral ya que todos los compartimentos temporales presentan la misma relación entre sí, dentro de cada intervalo energético, y por tanto la misma posición de los picos de actividad.

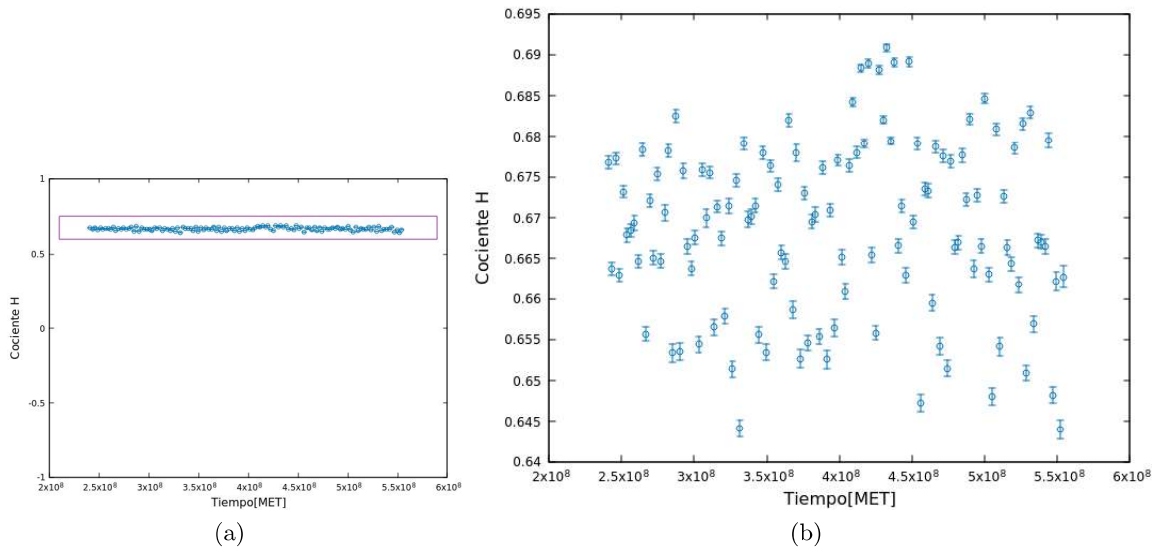


Figura 4.6: Gráfica del cociente H (Ver Ec.4.1) para los datos del intervalo 100MeV-300GeV. (a) Se puede observar que el número de cuentas en el rango de los mega electronvoltios se mantiene superior y constante a lo largo de todo el rango temporal con una media aproximada de 0,67. b) Acercamiento correspondiente al rectángulo morado de la figura (a). Se puede observar un aumento en el cociente H, entre los tiempos del primer periodo de actividad $t \simeq 3,98 \times 10^8 s$ (= agosto-2013) a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s$ (= abril-2015), aparte de una dispersión constante centrada en la media.

Modelo	100MeV-500MeV	500MeV-1GeV	1GeV-300GeV
Log-P			
N_0	$1,38 \pm 7,11 \times 10^{-2}$	$2,03 \pm 1,81 \times 10^{-1}$	$1,74 \pm 2,20 \times 10^{-2}$
α	$2,09 \pm 2,40 \times 10^{-2}$	$2,09 \pm 1,23 \times 10^{-1}$	$2,44 \pm 2,69 \times 10^{-2}$
$\beta(10^{-11})$	$1,75 \pm 1,01 \times 10^{-7}$	$7,04 \pm 4,18 \times 10^{-6}$	$0,05^c \pm 1,56 \times 10^{-2}$
$E_B[\text{GeV}]$	1,81	1,81	1,81
TS	$5,41 \times 10^3$	$6,47 \times 10^3$	$1,19 \times 10^4$
$\Phi^a(10^{-7})$	$4,58 \pm 7,63 \times 10^{-9}$	$7,26 \pm 3,54 \times 10^{-9}$	$5,04 \pm 5,90 \times 10^{-10}$
$\Phi_E^b(10^{-4})$	$9,03 \pm 1,38 \times 10^{-6}$	$0,50 \pm 2,26 \times 10^{-6}$	$1,33 \pm 2,58 \times 10^{-6}$
\mathcal{L}	$4,92 \times 10^6$	$1,44 \times 10^5$	$1,35 \times 10^6$
BPL			
N_0	7,18	7,18	1,94
γ_1	$1,44 \pm 5,24 \times 10^{-3}$	$0,76 \pm 1,6 \times 10^{-2}$	$2,19 \pm 6,71 \times 10^{-2}$
γ_2	2,48	2,48	$2,59 \pm 2,30 \times 10^{-2}$
$E_B[\text{GeV}]$	1,75	1,75	$1,78 \pm 0,01$
TS	$1,14 \times 10^4$	$6,79 \times 10^3$	$1,19 \times 10^4$
$\Phi^a(10^{-7})$	$5,11 \pm 5,70 \times 10^{-9}$	$0,70 \pm 1,02 \times 10^{-9}$	$0,50 \pm 5,90 \times 10^{-10}$
$\Phi_E^b(10^{-4})$	$1,15 \pm 1,17 \times 10^{-6}$	$0,51 \pm 7,12 \times 10^{-7}$	$1,36 \pm 2,38 \times 10^{-6}$
\mathcal{L}	$4,92 \times 10^6$	$1,44 \times 10^5$	$1,35 \times 10^6$
PL			
N_0	1,94	1,94	1,93
α	$2,09 \pm 4,20 \times 10^{-3}$	$2,10 \pm 4,20 \times 10^{-3}$	$2,53 \pm 1,50 \times 10^{-2}$
$E_B[\text{GeV}]$	1,81	$1,84 \pm 0,05$	$1,75 \pm 0,07$
TS	$1,38 \times 10^5$	$7,25 \times 10^3$	$1,34 \times 10^4$
$\Phi^a(10^{-7})$	$6,41 \pm 6,24 \times 10^{-9}$	$0,73 \pm 1,01 \times 10^{-9}$	$0,52 \pm 5,88 \times 10^{-10}$
$\Phi_E^b(10^{-4})$	$1,26 \pm 1,12 \times 10^{-6}$	$0,51 \pm 6,87 \times 10^{-7}$	$1,43 \pm 2,36 \times 10^{-6}$
\mathcal{L}	$4,91 \times 10^6$	$1,44 \times 10^5$	$1,35 \times 10^6$

Tabla 4.2: Valores espectrales para cada uno de los modelos definidos en las ecuaciones [4.2, 4.3 y 4.4], en los respectivos rangos energéticos. También se muestran los flujos de partículas y de energía (Φ y Φ_E respectivamente), así como el valor de la verosimilitud (\mathcal{L}) y la prueba estadística (TS) en cada caso. Los valores espectrales que no poseen error, fueron establecidos como fijos en el análisis de verosimilitud para que pueda existir la convergencia.

Nota.^a Las unidades de Φ son: *fotones* $cm^{-2}s^{-1}$

^b Las unidades de Φ_E son: *erg* $cm^{-2}s^{-1}$

^c A este valor no se le debe considerar la escala (10^{-11}).

Adicionalmente, en la creación del mapa de exposición, se ha considerado un cubo con una base de 400×400 píxeles de lado $0,1^\circ$, y una altura de 30 compartimentos en energía logarítmicamente equidistantes, al igual que el mapa de cuentas 3-D. Esto se debe a que en el modelo de mapa de cuentas necesario para el análisis de verosimilitud, se debe considerar la contribución de fuentes alejadas 10° del borde más lejano del area analizada; además, se toma en cuenta que para bajas energías la PSF tiene un radio de $\approx 10^\circ$ (ver Fig.3.6a). Por tanto, el lado mínimo aproximado del cuadrado que cubra esta superficie es de 40° . Por último, se ha concebido el modelo de entrada gracias a una herramienta de contribución de usuario llamada *make4FGLxml.py*, que se la obtiene de [88], con la que se genera un archivo XML con las características predichas para las fuentes de la ROI. Para ello, es necesario tener los archivos que corresponden a la emisión galáctica difusa (*gll_iem_v06.fits*) y la emisión extragaláctica isotrópica (*iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt*), presentes en la documentación de descarga de *ScienceTools*.

En el estudio espectral y temporal del SNR W28, se ha efectuado las siguientes selecciones. El rango energético ha sido analizado en intervalos (100MeV-500MeV, 500MeV-1000MeV y 1GeV-300GeV) y en su totalidad (100MeV-300GeV). Los valores han sido seleccionados en vista de la necesidad de la búsqueda de parámetros espectrales específicos y característicos, como por ejemplo la presencia de un corte espectral a lo largo del intervalo considerado, o el índice espectral.

Modelo		100MeV - 300GeV
Log-P	N_0	1,67
	α	$2,29 \pm 8,54 \times 10^{-3}$
	β	$0,10 \pm 4,50 \times 10^{-3}$
	E_B [GeV]	$1,81 \pm 0,08$
	TS	$2,40 \times 10^3$
	$\Phi^a(10^{-7})$	$6,13 \pm 7,04 \times 10^{-9}$
	$\Phi_E^b(10^{-4})$	$2,80 \pm 2,69 \times 10^{-6}$
	\mathcal{L}	$1,67 \times 10^7$
BPL	N_0	1,94
	γ_1	$2,00 \pm 8,07 \times 10^{-3}$
	γ_2	$2,64 \pm 2,10 \times 10^{-2}$
	E_B [GeV]	$1,81 \pm 0,01$
	TS	$2,41 \times 10^4$
	$\Phi^a(10^{-7})$	$6,25 \pm 6,77 \times 10^{-9}$
	$\Phi_E^b(10^{-4})$	$2,80 \pm 2,71 \times 10^{-6}$
	\mathcal{L}	$1,67 \times 10^7$
PL	N_0	1,42
	α	$2,19 \pm 5,15 \times 10^{-3}$
	E_B [GeV]	1,81
	TS	$2,32 \times 10^4$
	$\Phi^a(10^{-7})$	$6,94 \pm 6,43 \times 10^{-9}$
	$\Phi_E^b(10^{-4})$	$3,33 \pm 3,13 \times 10^{-6}$
	\mathcal{L}	$1,67 \times 10^7$

Tabla 4.3: Valores espectrales para cada uno de los modelos definidos en las ecuaciones [4.2, 4.3 y 4.4], en todo el rango energético. También se muestran los flujos de partículas y de energía (Φ y Φ_E respectivamente), así como el valor de la verosimilitud (\mathcal{L}) y la prueba estadística (TS) en cada caso. Los valores espectrales que no poseen error, fueron establecidos como fijos en el análisis de verosimilitud para que pueda existir la convergencia.

Nota.^a Las unidades de Φ son: *fotones cm⁻²s⁻¹*

^b Las unidades de Φ_E son: *erg cm⁻²s⁻¹*

A partir del mejor resultado en los análisis de verosimilitud realizados, se han establecido como libres únicamente ciertos parámetros espectrales de W28. Esto se debe a que se requiere una convergencia rápida y eficiente a la matriz Hessiana de errores en el proceso de optimización explicado en el capítulo anterior. Los resultados obtenidos pueden verse en las tablas 4.2 y 4.3. Los modelos espectrales escogidos fueron: Ley de potencias (PL), ley de potencias de corte (BPL), y parábola logarítmica (Log-P), descritas en las ecuaciones 4.2, 4.3 y 4.4 respectivamente. Esta selección se basó en el uso previo de los modelos

PL y BPL en estudios como los de las referencias [18, 61, 89–91], entre otros, y el modelo Log-P por su establecimiento apriori como modelo espectral de W28 en la herramienta *make4FGLxml.py*. Adicionalmente, se mantuvo a la emisión galáctica difusa con un espectro de PL, como estaba definido por defecto.

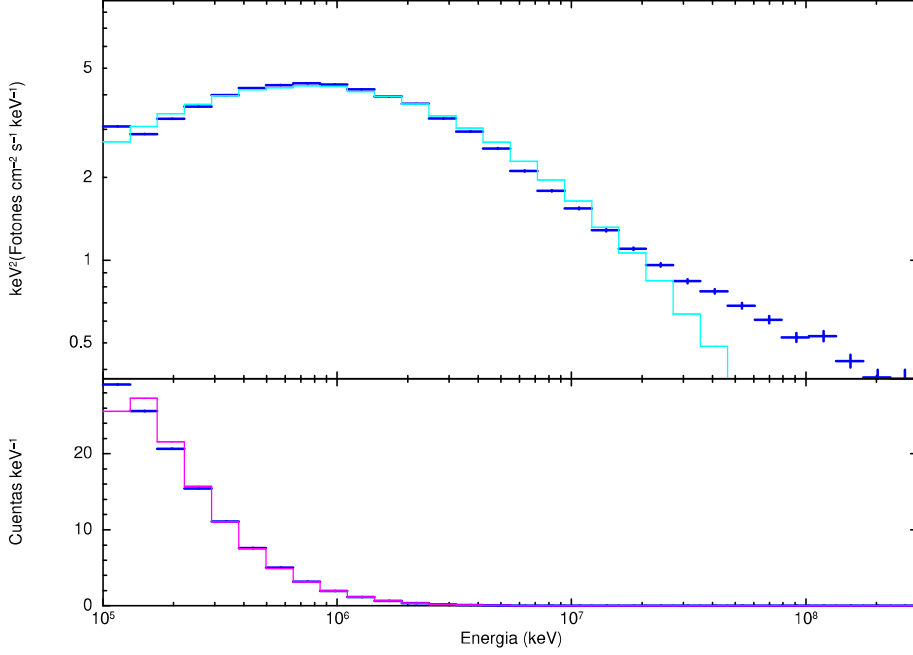


Figura 4.7: Imagen que muestra, en la parte superior, la distribución espectral energética del modelo Log-P en celeste y los datos en azul, donde las barras horizontales indican el rango del compartimento energético y las verticales el error estadístico. En la gráfica inferior, se observa el número de cuentas en los compartimentos energéticos de todo el rango espectral (azul) y el número de cuentas predicho por el modelo (magenta). La figura sirve para mostrar la SED de los datos, sin embargo los valores obtenidos del ajuste del modelo con XSPEC son despreciables, ya que no existen suficientes cuentas por bin como para considerar una distribución Gaussiana.

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_B} \right)^{-\alpha} \quad (4.2)$$

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \times \begin{cases} \left(\frac{E}{E_B} \right)^{-\gamma_1}, & \text{cuando } E < E_B \\ \left(\frac{E}{E_B} \right)^{-\gamma_2}, & \text{cuando } E \geq E_B \end{cases} \quad (4.3)$$

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_B} \right)^{-(\alpha + \beta \log(E/E_B))} \quad (4.4)$$

Las ecuaciones 4.2, 4.3 y 4.4, representan los diferentes modelos espectrales, es decir, el flujo de astropartículas por unidad de energía. Los parámetros son: N_0 , es el prefactor, o norma, y lleva las unidades $cm^{-2}s^{-1}MeV^{-1}sr^{-1}$, en nuestro caso al ser una fuente difusa,

y $cm^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$ en el caso de una fuente puntual. E_B , es el factor de escala para las ecuaciones 4.2 y 4.4, y representa el punto de quiebre del espectro para el modelo de la ecuación 4.3. α es el índice espectral en el modelo PL, y junto con $\beta \log(E/E_B)$, el índice espectral en el modelo Log-P, donde β es un factor que ajusta la escala del término dependiente de la energía ($\log(E/E_B)$). Por último, γ_1 y γ_2 son los índices espectrales antes y después de la energía de corte E_B en el modelo BPL.

W28 se encuentra en una zona de formación estelar dentro de nuestra galaxia [92]. La densidad de materia encontrada alrededor del SNR corresponde a cúmulos moleculares y polvo, expulsados previamente por la estrella progenitora y otras fuentes cercanas. Se ha realizado el estudio de W28 como una fuente difusa, lo que significa que la contribución de fotones viene de una zona de área considerable ($\sim 0,43^\circ^2$) como se puede ver en la Figura 4.1 y la referencia [13]. Esto quiere decir que existen regiones alrededor del SNR que emiten rayos- γ por la interacción de astropartículas, especialmente protones, con extensas nubes moleculares aledañas. La imagen que muestra la densidad espectral energética (SED) de los datos obtenidos en esta región, se puede observar en la Figura 4.7. No ha sido posible obtener un ajuste adecuado de los diferentes modelos utilizados, y creemos que esto se debe a dos razones principales.

La primera, es que el número de cuentas por compartimento energético no es lo suficientemente grande (ver Fig. 4.7, la imagen inferior, es decir Cuentas/Energía vs Energía). Por ello, el programa *XSPEC* no puede asumir una distribución Gaussiana en cada compartimento, y falla en el ajuste con los modelos usados. Sin embargo, la figura muestra la tendencia general de los datos y del modelo Log-P, que a pesar de no presentar un ajuste propicio, visualmente no discrepa en demasía con la SED. Cabe recalcar que el programa *XSPEC* fue creado con el fin de estudiar fuentes en el rango de los rayos-X, en el cual se tiene un mayor flujo de partículas.

La segunda razón, y la cual a nuestro criterio tiene más importancia, radica en el hecho mismo de haber considerado una zona de análisis tan extensa, en un rango energético sumamente largo, como un todo capaz de ser representado por un solo modelo. En varios trabajos previos, se ha caracterizado y dividido el estudio de W28 en subregiones puntuales colindantes específicas de emisión [13, 20–23, 29, 78, 93, 94]. En particular, el telescopio H.E.S.S (High Energy Stereoscopic System) ha identificado cinco fuentes aledañas, una al noreste (HESS J1801-233 = N), tres al sur-suroeste (HESS J1800-240A = SA, B = SB, y C = SC), y una al oeste (3FGL J1758.8-2346) de la cuál la información y estudios son escasos.

En las referencias mencionadas, se obtienen las características espectrales de cada una de las 4 primeras fuentes mencionadas, por separado. Suponemos que por esta razón, el análisis de verosimilitud es incapaz de caracterizar a la región entera con un solo modelo espectral por encima de los otros. Esto también se evidencia con los valores de \mathcal{L} de la tabla 4.3, donde se observa que los tres resultados poseen el mismo orden de magnitud, y por

tanto no es posible realizar el cociente de verosimilitud (ec. 3.10) que de como resultado una evidencia estadística determinante.

Índices espectrales de W28 en la literatura				
		PL	BPL	
		α	γ_1	γ_2
N	Aharonian et al.	$2,660 \pm 0,270$	-	-
	Cui et al.	$2,422 \pm 0,009$	$2,095 \pm 0,025$	$2,629 \pm 0,019$
	Hanabata et al.	$2,770 \pm 0,060$	-	-
	Acero et al.	$2,640 \pm 0,040$	-	-
	Abdo et al.	-	$2,090 \pm 0,080$	$2,740 \pm 0,060$
SA	Aharonian et al.	$2,550 \pm 0,180$	-	-
	Cui et al.	$2,164 \pm 0,061$	$0,530 \pm 0,721$	$2,371 \pm 0,092$
	Hanabata et al.	$2,120 \pm 0,230$	-	-
	Acero et al.	-	-	-
	Abdo et al.	-	-	-
SB	Aharonian et al.	$2,500 \pm 0,170$	-	-
	Cui et al.	$2,209 \pm 0,036$	$2,245 \pm 0,145$	$2,200 \pm 0,049$
	Hanabata et al.	$2,450 \pm 0,190$	-	-
	Acero et al.	-	-	-
	Abdo et al.	-	-	-
SC	Aharonian et al.	$2,310 \pm 0,350$	-	-
	Cui et al.	$2,133 \pm 0,059$	$-0,086 \pm 0,849$	$2,416 \pm 0,098$
	Hanabata et al.	$2,380 \pm 0,230$	-	-
	Acero et al.	-	-	-
	Abdo et al.	-	-	-

Tabla 4.4: Valores espectrales encontrados en la literatura para los modelos PL (ec. 4.2) y BPL (ec. 4.3) en las cuatro fuentes aledañas al SNR W28. N representa la fuente norte HESS J1801-233, SA, SB y SC, representan HESS J1800-240A, B, y C respectivamente. Aharonian et al. [20] utiliza el rango espectral 100MeV-30GeV. Cui et al. [21] trabaja en el intervalo 300MeV-250GeV. Hanabata et al. [22] y Acero et al. [13] en los rangos 2GeV-100GeV y 1GeV-100GeV respectivamente. Por último, Abdo et al. [23], utiliza el intervalo 200MeV-100GeV.

Desde otra perspectiva, si obviamos el ajuste y observamos solamente los datos, se puede ver claramente la presencia de un corte espectral alrededor de $\sim 1\text{GeV}$, como lo reporta Abdo et al. (2010), donde la cantidad de energía recibida empieza a decrecer, es decir que el índice espectral crece. Esta es una razón fuerte por la cual podemos considerar que en el rango espectral analizado, el modelo más apropiado es BPL con un corte espectral alrededor de 1GeV. El resultado también concuerda con los estudios hechos por Hanabata et al. (2014) y Acero et al. (2016), en los que se modela el espectro con el modelo PL a partir de los GeVs, como se puede apreciar en la Tabla 4.4, ya que desde aquel valor el espectro posee una forma uniforme y continúa.

Los valores de los parámetros espectrales obtenidos en este estudio son similares con los encontrados en la literatura, los cuales pueden apreciarse en la Tabla 4.4, donde se exponen los resultados de algunos de los trabajos más detallados sobre W28.

En general, los modelos utilizados en las referencias mencionadas, no consideran el modelo Log-P, ya que los modelos PL y BPL son más simples y describen de mejor manera las MC generadoras de rayos- γ como fuentes puntuales.

Las fuentes N, SA, SB y SC, detalladas en las referencias [13, 20–23], contribuyen de sobremanera al espectro de W28, por lo cual hemos considerado pertinente obtener el promedio de los valores del índice espectral de la tabla 4.4 para cada modelo espectral; de donde se tiene lo siguiente:

$$\alpha = 2,400 \pm 0,145 \quad (4.5)$$

$$\gamma_1 = 1,740 \pm 0,245 \quad \gamma_2 = 2,490 \pm 0,050 \quad (4.6)$$

Donde α , γ_1 y γ_2 corresponden a los índices espectrales de los modelos PL y BPL respectivamente. Al comparar los valores de las ecuaciones anteriores con los de la tabla 4.3 se puede advertir una notable consistencia con los resultados obtenidos en este trabajo ($\alpha_{PL} = 2,19 \pm 5,15 \times 10^{-3}$; $\gamma_{1BPL} = 2,00 \pm 8,07 \times 10^{-3}$; $\gamma_{2BPL} = 2,64 \pm 2,10 \times 10^{-2}$), tomando en cuenta los rangos de error.

Sin embargo, por lo expuesto anteriormente, y por la falta de un ajuste que satisfaga las condiciones estadísticas que permitan seleccionar un ajuste, no es posible determinar las características la zona de análisis con un solo modelo espectral en el rango energético en el que se trabajó. A pesar de ello, debido a que los modelos PL y BPL son más sencillos que Log-P, debido a la no dependencia en energía del índice espectral, se los escoge sobre este último para describir la fuente en cuestión.

Si bien se ha establecido que la mayor contribución a la generación de rayos- γ viene por parte de la fotoproducción hadrónica, el hecho de que W28 se encuentre en el plano galáctico, además de la dinámica y la enorme complejidad de todos los procesos físicos que existen a su alrededor, no es posible descartar una contribución de origen leptónico [95, 96]. Este razonamiento indica que los rayos- γ detectados puedan haber sido originados en un amplio espectro de fuentes y mecanismos; por lo tanto es necesario un estudio más detallado para dilucidar el origen y dinámica de SNRs como W28.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se ha estudiado la dinámica temporal y las características espectrales del SNR W28, utilizando el Telescopio espacial de rayos- γ Fermi y el software FTOOLS con diez años de datos (04 - agosto - 2008 al 04 - agosto - 2018), de donde se han obtenido las siguientes conclusiones.

Dentro del rango energético analizado (100MeV-300GeV), hemos encontrado la producción extraordinaria de rayos- γ en los intervalos temporales: $t \simeq 3,98 \times 10^8 s$ (= agosto-2013) a $t \simeq 4,49 \times 10^8 s$ (= abril-2015), con una significancia de $> 8\sigma$, y el segundo, entre $t \simeq 4,85 \times 10^8 s$ (= mayo-2016) a $t \simeq 5,10 \times 10^8 s$ (= febrero-2017), con una significancia de $\sim 6\sigma$ como puede verse en las Figuras 4.2 y 4.3. El hallazgo fue comprobado cuantitativamente a través del número de cuentas acumuladas y el ajuste lineal realizada en cada uno de los periodos, comparándola con el intervalo de mayor fotoproducción, como se aprecia en la Figura 4.4.

Creemos que la sobregeneración de fotones astrofísicos puede ser entendida como producto de la interacción entre las astropartículas que han sido aceleradas y escapan de la onda expansiva del SNR, y del mismo frente de choque, con el ISM o MCs que se encuentran en los alrededores de W28. La suposición es ratificada a través de numerosos estudios que exponen indicadores moleculares que muestran la interacción con el medio circundante [17, 20, 28–31, 73, 78]. Suponemos que los datos detectados han sido generados por el decaimiento piónico producido a partir de la colisión de las astropartículas de alta energía, originadas en W28, y el frente de la onda de choque, con regiones de alta densidad en MCs, en comparación con regiones de menor densidad dentro del mismo medio. El hecho de haber estudiado una región difusa y amplia ($10^\circ \times 10^\circ$ con contribuciones de fuentes en una región de hasta $\sim 40^\circ \times 40^\circ$) con capacidad computacional limitada, restringe la posibilidad de un análisis más detallado. A pesar de ello, se ha encontrado en la literatura trabajos en los que estudian regiones moleculares cercanas a W28, como se puede apreciar en la Tabla 4.4, que sugieren que la suposición es correcta. Sin embargo, es necesario un instrumento con mejor resolución energética y espacial, a lo largo de todo el rango energético, con el fin de realizar estudios más específicos dentro de las MCs que rodean a los SNRs.

Adicionalmente, el análisis temporal de las curvas de luz involucra el estudio del lag es-

pectral. En este aspecto, no se ha encontrado ningún desfase temporal en la llegada de los datos como se aprecia en la Figura 4.5. Especulamos que este resultado se debe a dos aspectos. El primero, tiene relación con la longitud temporal analizada en el orden de los años, ya que por lo general el lag espectral es analizados en eventos de corta duración, como los GRB en el órden de los segundos. Por esta razón, es posible que al agrupar los datos en bins temporales se haya destruido cierta cantidad de información relacionada con el lag espectral. En segundo lugar, el hecho de trabajar con una fuente extensa implica obtener resultados de múltiples regiones con diversos procesos físicos que generan rayos- γ . Esto provoca el deslucimiento de datos o eventos que puedan poseer lag espectral de forma individual. En este aspecto no se realizaron estudios con más profundidad, no obstante sería interesante examinar las curvas de luz con un tamaño de compartimento menor, en el órden de los minutos por ejemplo.

Por otro lado, al rango energético mencionado anteriormente se lo ha estudiado en su totalidad y por intervalos. Los intervalos seleccionados son: 100MeV-500MeV, 500MeV-1GeV y 1GeV-300GeV. La selección se basó en lo siguiente. Para clasificar las cuentas con energías en MeVs o GeVs, y para probar diferentes modelos espectrales.

En cuanto a la clasificación de las cuentas, se utilizó el cociente H (ver ec. 4.1) y se obtuvo el resultado de la Figura 4.6. Claramente se consiguió lo que esperábamos, es decir, una mayor cantidad de rayos- γ en el orden de los MeV como lo sugiere la Figura 2.3 con el flujo de astropartículas generadoras de rayos- γ . Lo que se determinó en este trabajo es que, a lo largo de todo el trecho temporal, existen ~ 5 veces más fotones con energía en el rango de los MeVs comparado al rango de los GeVs. Asimismo, se puede advertir que existe un ligero aumento en H alrededor de los tiempos de actividad. A pesar de ello, no se puede afirmar con certeza la existencia de actividad a través del cociente H debido a la baja estadística de este resultado.

En tanto al estudio espectral del rango y subintervalos energéticos, se han obtenido los valores expuestos en las tablas 4.2 y 4.3. Se puede apreciar que, debido a la similitud de los valores de verosimilitud \mathcal{L} , no es posible establecer con absoluta certeza un modelo sobre los otros. A pesar de ello, los parámetros espectrales obtenidos en el análisis de verosimilitud para los modelos PL y BPL, expuestos en la Tabla 4.3, poseen alta correlación con los encontrados en la literatura, como se puede ver en la Tabla 4.4 y las ecuaciones 4.5 y 4.6. Además, observando los datos graficados en la Figura 4.7 se puede relacionar el espectro con una ley de potencias de corte en cuanto al rango en su totalidad; y como una ley de potencias para el intervalo correspondiente a los datos $> 1\text{GeV}$. Esto, y el hecho de que el modelo Log-P posea mayor complejidad por la dependencia energética en el índice espectral, nos llevan a concluir que el modelo BPL es el más adecuado para describir el SNR W28. Sin embargo, es necesario un estudio cuantitativo más detallado y un ajuste adecuado para ratificar este resultado.

Finalmente, como se mencionó en el capítulo 3, el valor de TS mostrado en la Tabla 4.3

corresponde a la prueba estadística, tomando como hipótesis nula la ausencia de la fuente. Por tanto, el valor indicado muestra que la fuente en estudio es la principal responsable de la generación de los fotones astrofísicos detectados. De aquí, y de la observación de indicadores moleculares (NH_3 , CO , CS , OH , SiO , entre otros) del paso del frente de choque por las MCs [30, 31, 39], se concluye que W28 efectivamente se relaciona espacialmente con los cúmulos moleculares circundantes. Además, se verifica que, a pesar de la imposibilidad de excluir por completo la fotoproducción leptónica, las astropartículas responsables de la producción de rayos- γ son en su mayoría protones que han sido aceleradas por el SNR W28.

Bibliografía

- [1] Krause Olive. A false color image of cassiopeia a (cas a) using observations from both the hubble and spitzer telescopes as well as the chandra x-ray observatory, 2005.
- [2] G. Dubner NASA, ESA. Multiwavelength crab nebula, 2017.
- [3] Keohane et al. Chandra x-ray: Nasa/cxc/hsc/-w28: A mixed bag of supernova remnan, 2008.
- [4] LONGAIR MALCOLM S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 8RU, UK, 2011.
- [5] Pohl Martin. *High-Energy Astrophysics*. Wiley-VCH, New York, USA, 2012.
- [6] Atwood W. B. THE LARGE AREA TELESCOPE ON THE FERMI GAMMA-RAY SPACE TELESCOPE MISSION. *The Astrophysical Journal*, pages 1–40, 5 2009.
- [7] Atwood W.B. et al. Design and initial tests of the Tracker-converter of the Gamma-ray Large Area Space Telescope. *Astroparticle Physics*, 28:422–434, 2007.
- [8] Atwood Bill. Fermi-lat: A retrospective on design, construction, and operation and a look towards the future. 2011.
- [9] Carmelo Sgrò. The calorimeter of the fermi large area telescope. 2013.
- [10] Moiseev A., Hartman R., Ormes J.F., Thompson D.J., Amato M.J., Johnson T.E., Segal K.N., and Sheppard D.A. The anti-coincidence detector for the GLAST large area telescope. *Astroparticle Physics*, 27:339—358, 2007.
- [11] Maldera S et al. Fermi lat performance, 2019.
- [12] Cutri R. M. *VizieR Catalog CDS*, 3 2003.
- [13] Acero F. THE FIRST FERMI LAT SUPERNOVA REMNANT CATALOG. *The Astrophysical Journal*, 224:8–58, 5 2016.
- [14] NASA. *Fermi Gamma-Ray Space Telescope Fact Sheet*, 8 2008.
- [15] Kaspi V.M. RADIO PULSAR-SUPERNOVA REMNANT ASSOCIATIONS. *Elsevier Science*, 21(112):167–177, 1998.

- [16] Velázquez P. F. INVESTIGATION OF THE LARGE-SCALE NEUTRAL HYDROGEN NEAR THE SUPERNOVA REMNANT W28. *The Astronomical Journal*, 124:2145–2151, 10 2002.
- [17] T. Reach William, Rho Jeonghee, and Jarrett T. H. SHOCKED MOLECULAR GAS IN THE SUPERNOVA REMNANTS W28 AND W44: NEAR-INFRARED AND MILLIMETER-WAVE OBSERVATIONS. *The Astrophysical Journal*, 618:297–320, 1 2005.
- [18] Bohigas J. et al. Spectroscopic Observations of Supernova Remnants W28, CTB1 and DR4. *Rev. Mexicana. Astron. Astrof.*, 8:155–161, 1983.
- [19] Brent Nicholas. *Cloudy Ammonia: A multi-wavelength molecular line survey of the molecular clouds surrounding the W28 supernova remnant*. Phd thesis, School of Chemistry and Physics The University of Adelaide, 2011.
- [20] Aharonian F. et al. Discovery of very high energy gamma-ray emission coincident with molecular clouds in the W 28 (G6.4-0.1) field. *Astronomy and Astrophysics*, 481:401–410, 4 2008.
- [21] Cui Yudong, Yeun Paul, Tam Thomas, and Gerd Pühlhofer. Leaked GeV CRs from a Broken Shell: Explaining 9 Years of Fermi-LAT Data of SNR W28. *The Astrophysical Journal*, 860:69–84, 6 2018.
- [22] Hanabata Y. et al. DETAILED INVESTIGATION OF THE GAMMA-RAY EMISSION IN THE VICINITY OF SNR W28 WITH FERMI-LAT. *The Astronomical Journal*, 786:145–154, 5 2014.
- [23] Abdo A. A. and Ackermann M. et al. FERMI LARGE AREA TELESCOPE OBSERVATIONS OF THE SUPERNOVA REMNANT W28 (G6.4-0.1). *The Astrophysical Journal*, 718:348–356, 7 2010.
- [24] Ginzburg V. L. and Syrovatsky S. I. Origin of Cosmic Rays. *Supplement of the Progress of Theoretical Physics*, 20(1–83):1169–1174, 7 1961.
- [25] Baldini Luca. Lat performance overview of the instrument response functions. 2012.
- [26] Beatriz Cañadas del Río. Introduction to binned likelihood analysis multidark school on fermi tools. 2010.
- [27] Cardillo Martina. *The Supernova Remnant W28: a study of particle acceleration*. Master thesis, UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA “TOR VERGATA” Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali, 2014.
- [28] Maxted Nigel I. et al. Ammonia excitation imaging of shocked gas towards the W28 gamma-ray source HESS J1801-233. *MNRAS*, 462:532–546, 7 2016.
- [29] and V.S. Ptuskin V.N., Zirakashvili. Snrs w28 and w44: old cosmic ray accelerators in molecular clouds. 2016.

- [30] Maxted Nigel, Rowell Gavin, de Wil Phoebe, Burton Michael, Braiding Catherine, Walsh Andrew, Fukui Yasuo, and Kawamura Akiko. Molecular shocks and the gamma-ray clouds of the W28 supernova remnant. *AIP Conference Proceedings*, 1792:040034 1–7, 2017.
- [31] Gabici Stefano. Observations of supernova remnants and molecular clouds from the mm to the gamma-ray domain: bridging low and high energy cosmic rays. 2015.
- [32] Daniel Castro, Patrick Slane, Ashley Carlton, and Enectali Figueroa-Feliciano. Fermi lat observations of supernova remnants interacting with molecular clouds: W41, msh 17-39, and g337.0-0.1. *The Astrophysical Journal*, 774:36, 08 2013.
- [33] Grieder Peter K.F. *Extensive Air Showers High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects A Tutorial, Reference Manual and Data Book*. Springer, Heidelberg Dordrecht London New York, 2010.
- [34] BAADE W. and ZWICKY F. ON SUPER-NOVAE. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 20:59–79, 3 1934.
- [35] Fermi E. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174, 4 1949.
- [36] Ginzburg V. L. and Syrovatsky S. I. Origin of Cosmic Rays. *Supplement of the Progress of Theoretical Physics*, 20(1–83):1169–1174, 7 1961.
- [37] Rybicki George B. *Radiative Processes in Astrophysics*. WILEY-VCH, New York, US, 2011.
- [38] Giovanni Morlino. *High Energy Cosmic Rays From Supernovae*, pages 1–26. 11 2016.
- [39] DAVID A.. WILLIAMS. *Observational Molecular Astronomy Exploring the Universe Using Molecular Line Emissions*. Cambridge University Press, 2 Avenue of the Americas, New York, NY 10013-2473, USA, 2013.
- [40] Mobberley Martin. *Supernovae and How to Observe Them*. World Scientific Publishing, Spring Street, New York, NY 10013, USA, 2007.
- [41] Janka Hans-Thomas. Supernova explosion mechanisms advancing to the 3 rd dimension: Supernova models confronting observations. 2011.
- [42] Nomoto Ken'ichi et al. Type Ia Supernovae: Their Origin and Possible Applications in Cosmology. *Science*, 276:1378–1382, 5 1997.
- [43] BATALLI COSMOVICI CRISTIANO. Supernovae and supernova remnants. 1973.
- [44] D Green. A revised catalogue of 294 Galactic supernova remnants. *J. Astrophys. Astr.*, 40:1–12, 2019.

- [45] Kouroubatzakis Konstantinos. *Deep Optical CCD Observation on Supernovae Remnants*. Diploma thesis, Department of Physics - Aristotle University of Thessaloniki, 2011.
- [46] Tziamtzis Anestis. *Observations of two young core-collapse supernova remnants The Crab nebula and SN 1987A*. Intellecta Docusys, Stockholm, Sweden, 2011.
- [47] Ginzburg V. L. Cosmic ray astrophysics (history and general review). *Uspekhi*, 39(2):155–168, 1996.
- [48] Bell A.R. Cosmic ray acceleration. *Astroparticle Physics*, 43:56–70, 2013.
- [49] Milton Abramowitz and Irene A. Stegun. *POCKETBOOK OF MATHEMATICAL FUNCTIONS*. Verlag Harri Deutsch,, Frankfurt am Main, FRG - Germany, 1984.
- [50] BLUMENTHAL GEORGE R. and ROBERT J. GOULD. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*, 42(2):237–270, 4 1970.
- [51] Ackermann M. et al. Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants. *Science*, 339:807–810, 2013.
- [52] Strong Andrew W. DIFFUSE GALACTIC CONTINUUM GAMMA RAYS: A MODEL COMPATIBLE WITH EGRET DATA AND COSMIC-RAY MEASUREMENTS. *The Astrophysical Journal*, 613:962–976, 10 2004.
- [53] STALLWOOD R. A., SUTTON R. B., FIELDS T. H., Fox J. G., and KANEJ J. A. Neutral Pions from Proton-Proton Collisions. *PHYSICAL REVIEW*, 109(5):1716–1722, 3 1958.
- [54] MAKINO Ken, FUJITA Yutaka, NOBUKAWA Kumiko K., MATSUMOTO Hironori, and OHIRA Yutaka. Interaction between Molecular Clouds and MeV–TeV Cosmic-ray Protons Escaped from Supernova Remnants. *Astron. Soc. Japan*, 00:1–8, 2018.
- [55] Hidetoshi Sano. *Shock-Cloud Interaction in RX J1713.7-3946 Evidence for Cosmic-Ray Acceleration in the Young VHE gamma-ray Supernova Remnant*. PhD thesis, Nagoya University, 2017.
- [56] Gaisser T. K., Protheroe R. J., and Stanev Todor. Gamma-Ray Production in Supernova Remnants. *The Astrophysical Journal*, 492(1):219–227, 1 1998.
- [57] Steane A. *High-Energy Astrophysics*. Oxford University Press, Oxford, UK, 2011.
- [58] Torres Diego F. Supernova remnants and gamma-ray sources. *Physics Reports*, 382:303–380, 9 2003.
- [59] Axford I., Leer, and G Skadron. The acceleration of cosmic rays by shock waves. *International Cosmic Ray Conference*, 375:132–137, 01 1977.
- [60] Morlino Giovanni. Cosmic ray physics: Diffusion and acceleration - lecture i. 2016.

- [61] Ishibashi W. and Courvoisier T. J.L. X-ray power law spectra in active galactic nuclei. *Astronomy & Astrophysics*, 512(A58):1–6, 7 2010.
- [62] Morlino Giovanni. Cosmic ray physics: Diffusion and acceleration - lecture ii. 2016.
- [63] Zirakashvili V. N. DIFFUSIVE SHOCK ACCELERATION WITH MAGNETIC AMPLIFICATION BY NONRESONANT STREAMING INSTABILITY IN SUPERNOVA REMNANTS. *The Astrophysical Journal*, 678:939–949, 2008.
- [64] Rob NASA Garner. About the fermi gamma-ray space telescope, 2017.
- [65] Myers J.D. Observatory status, 2017.
- [66] Abdo A. A. and Ackermann M. Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived from First-Year Fermi Large Area Telescope Data. *Physical Review Letters*, 104:101101 1–7, 3 2010.
- [67] Myers J.D. Cicerone: Data - lat data products, 2018.
- [68] Myers J.D. Installing the fermitools, 2018.
- [69] Benoît Lott. Fermi-lat likelihood analysis2. 2016.
- [70] Mattox J. R. et al. The Likelihood Analysis with Egret Data. *The Astrophysical Journal*, 461:396–407, 4 1996.
- [71] . Cousineau D and Allan T.A. Likelihood and its use in Parameter Estimation and Model Comparison. *Mesure et évaluation en éducation*, 37(3):63–98, 2015.
- [72] Myers J.D. Cicerone: Data - time in fermi data analysis, 2019.
- [73] G Thomas, Pannuti, Rho Jeonghee, Kargaltsev Oleg, Rangelov Blagoy, Alekzander, Kosakowski R., Winkler P. Frank, W. Jonathan, Keohane, Hare Jeremy, and Ernst Sonny. CTIO, ROSAT HRI, and Chandra ACIS Observations of the Archetypical Mixed-morphology Supernova Remnant W28. *The Astrophysical Journal*, 839:59–79, 2017.
- [74] Abdo A. A. and Ackermann M. et al. FERMI LAT DISCOVERY OF EXTENDED GAMMA-RAY EMISSION IN THE DIRECTION OF SUPERNOVA REMNANT W51C. *The Astrophysical Journal*, 706:1–6, 11 2009.
- [75] A. A. Abdo et al. Gamma-Ray Emission from the Shell of Supernova Remnant W44 Revealed by the Fermi LAT. *Science*, 327:1103–1106, 1 2010.
- [76] Abdo A. and et al. OBSERVATIONS OF THE YOUNG SUPERNOVA REMNANT RX J1713.7-3946 WITH THE FERMI LARGE AREA TELESCOPE. *The Astrophysical Journal*, 734:28–37, 7 2011.
- [77] Abdo A. and et al. OBSERVATION OF SUPERNOVA REMNANT IC 443 WITH THE FERMI LARGE AREA TELESCOPE. *The Astrophysical Journal*, 712:459–468, 3 2010.

- [78] Banik Prabir and Bhadra Arunava. Probing maximum energy of cosmic rays in SNR through gamma rays and neutrinos from the molecular clouds around SNR W28. *Astroparticle Physics*, 6 2018.
- [79] Joubert Timothy, Castro Daniel, Slane Patrick, and Gelfand Joseph. FERMI-LAT OBSERVATIONS OF SUPERNOVA REMNANT G5.7–0.1, BELIEVED TO BE INTERACTING WITH MOLECULAR CLOUDS. *The Astrophysical Journal*, 816:63–52, 1 2016.
- [80] Slane Patrick, Bykov Andrei, Ellison Donald C., Dubner Gloria, and Castro Daniel. Supernova Remnants Interacting with Molecular Clouds: X-Ray and Gamma-Ray Signatures. *Springer, Space Sci Rev*, 8:1–19, 7 2014.
- [81] Nomoto K., Iwamoto K., Nakasato N., Thielemann F.K., Brachwitz F., Tsujimoto T., Kubo Y., and Kishimoto N. NUCLEOSYNTHESIS IN TYPE IA SUPERNOVAE. *Elsevier*, A621:467c–476c, 1997.
- [82] Tang Xiaping. Gamma-ray emission from middle-aged supernova remnants interacting with molecular clouds: the challenge for current models. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482(3):3843–3856, 1 2019.
- [83] Miiller Dietrich. COSMIC RAY ELECTRONS AND POSITRONS. *Elsevier*, 27(4):659–668, 2001.
- [84] Baquero Larriva Orlando Andrés. *CLASIFICACIÓN DE RÁFAGAS DE RAYOS GAMMA LARGAS USANDO LAG ESPECTRAL Y ACF CON CORRECCIONES COSMOLÓGICAS*. Tesis de magister en física, Escuela Politécnica Nacional, 2014.
- [85] Ukwatta T. N. SPECTRAL LAGS AND THE LAG–LUMINOSITY RELATION: AN INVESTIGATION WITH SWIFT BAT GAMMA-RAY BURSTS. *The Astrophysical Journal*, 711(4):1073–1086, 3 2010.
- [86] Shen Rong-Feng. Spectral lags and the energy dependence of pulse width in gamma-ray bursts: contributions from the relativistic curvature effect. *Mon. Not. R. Astron*, 362:59–65, 2005.
- [87] Mirabal N. Binned likelihood tutorial, 2019.
- [88] Johnson T. User contributions, 2018.
- [89] Garret Cotter. High-energy astrophysics, Febrero 2012.
- [90] Yassine M., Piron F., Mochkovitch R., and Daigne F. Time evolution of the spectral break in the high-energy extra component of GRB 090926A. *Astronomy & Astrophysics*, 606:A93 1–17, 2017.
- [91] Basak Rupal and Rao A. R. Time-resolved spectral study of Fermi gamma-ray bursts having single pulses. *MNRAS*, 442:419–427, 2014.

- [92] Lefloch B, Cernicharo J, and Pardo J.R. Star formation in the Trifid Nebula-Cores and filaments. *Astronomy & Astrophysics*, 489(4):157–171, 2008.
- [93] Nava L. and Gabici S. Anisotropic cosmic ray diffusion and gamma-ray production close to supernova remnants, with an application to W28. *MNRAS*, 429:1643–1651, 4 2013.
- [94] Giuliani A. et al. AGILE detection of GeV γ -ray emission from the SNR W28. *Astronomy & Astrophysics*, 516:1–5, 5 2010.
- [95] Allen G. E. et al. EVIDENCE OF X-RAY SYNCHROTRON EMISSION FROM ELECTRONS ACCELERATED TO 40 TeV IN THE SUPERNOVA REMNANT CASSIOPEIA A. *The Astrophysical Journal*, 487:97–100, 9 1997.
- [96] Caprioli D., Amato E., and Blasi P. The contribution of supernova remnants to the galactic cosmic ray spectrum. *Astroparticle Physics*, 33:160–168, 2010.