

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

MODELIZACIÓN DE LA PROPAGACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS
ULTRA-ENERGÉTICOS ($[10^{17}, 10^{19}]$ eV) EN EL MEDIO
INTERESTELAR CONSIDERANDO VARIOS MODELOS DE
CAMPO MAGNÉTICO GALÁCTICO PARA ESTIMAR POSIBLES
FUENTES EXTRAGALÁCTICAS

PROYECTO PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE FÍSICO

GALO JAIME PÁEZ FAJARDO

`galo.paez@epn.edu.ec`

Director: NICOLÁS A. VÁSQUEZ PAZMIÑO, PH.D.

`nicolas.vasquez@epn.edu.ec`

Codirector: OSCAR M. MARTÍNEZ BRAVO, PH.D.

`omartin@fcfm.buap.mx`

QUITO, ENERO 2016

DECLARACIÓN

Yo GALO JAIME PÁEZ FAJARDO, 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.

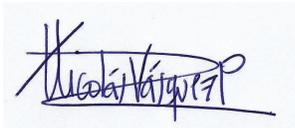
A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normatividad institucional vigente.

A handwritten signature in black ink on a light-colored background. The signature is stylized and appears to read 'Galo Jaime P.' with a horizontal line drawn through it.

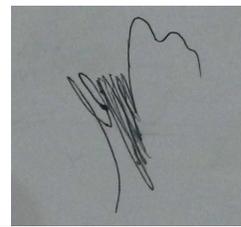
Galo Jaime Páez Fajardo

CERTIFICACIÓN

Certificamos que el presente trabajo fue desarrollado por GALO JAIME PÁEZ FAJARDO, bajo nuestra supervisión



Nicolás A. Vásquez Pazmiño, Ph.D.
Director



Oscar M. Martínez Bravo, Ph.D.
Codirector

AGRADECIMIENTOS

Agradezco profundamente el apoyo, la comprensión, el respaldo emocional y la confianza que me brindó mi familia durante mis estudios en la ciudad de Quito; en especial, agradezco a mis padres porque lograron darse cuenta de mi capacidad como científico y porque fueron la base fundamental para esta decisión, a mis hermanos porque siempre estuvimos comunicados y siempre me tuvieron presente incluso estando lejos de casa, a mi amada novia Katherine Orellana porque fue mi pilar emocional y sentimental, sin su amor y sacrificio esto no sería posible y a mi Tía Vicky y su familia quienes me ayudaron en todo momento, en toda circunstancia que vivencie y me brindaron siempre su calor de hogar, sin ellos, obtener este título, en una ciudad distinta a la mía, hubiese sido una tarea imposible.

Un especial agradecimiento a Nicolás Vásquez y a su familia que, más que mi tutor, ha sido un gran amigo que me brindó su valiosa amistad y su formación profesional para hacerme crecer como persona. A Oscar Martínez que desde México siempre hizo lo imposible para que este trabajo concluya con éxitos. A mis entrañables amigos de la EPN y de la ESPOL con quienes he pasado grandes momentos de mi vida risas, polémicas, y demás entre ellos a mis amigos que ya partieron Santiago Sinchiguano y Andrés Mancero a quienes siempre tendré presente.

Cada uno de ellos desde un inicio creyeron en mis capacidades y mis fortalezas por tanto téngalo por seguro que no los defraudaré jamás.

DEDICATORIA

Dedico esta tesis a mi futuro, este documento es un reflejo de mi presente y contiene todos mis anhelos, mis sueños, todas mis aspiraciones, mis convicciones y todo mi capacidad como profesional con la que concluyo esta etapa y deseo mantenerlos siempre presentes para nunca olvidar lo que soy y a dónde quiero llegar.

Dedico este trabajo a mi futuro, porque este siempre me recordará mis ansias de conquistar el mundo, mis ansias de proporcionar grandes avances científicos y desarrollos tecnológicos e industriales, mis ganas de ayudar a implementar empresas de alta tecnología, mi insasiable sed de investigar y de conocer y dominar lo inimaginable, de amar lo que hago, porque esta tesis será mi recordatorio personal de siempre mantenerme en la excelencia respetando a mis pares, a la ley, a la gente y a la naturaleza, de dar siempre lo mejor de mí sin esperar nada a cambio.

Dedico esta tesis a mi futuro, porque siendo el primer paso a seguir no será el último y cada uno de ellos me servirá como base para un sin número de proyectos ligados al desarrollo científico, industrial y nacional. Esta tesis siempre me recordará que con gran esfuerzo un Ecuador de alto desarrollo tecnológico es posible, le dedico este trabajo a mi futuro, para que en mi presente siempre me recuerde que nosotros como ecuatorianos somos capaces de hacer lo que nos proponamos.

Índice de Contenido

Índice de Figuras	x
Índice de Cuadros	xi
Resumen	xiii
Abstract	xv
1. Introducción	1
2. Teoría de Propagación	3
2.1. Propiedades Observables	5
2.1.1. Características del Espectro	5
2.1.2. Origen y Energía de los RC	6
2.1.3. La Galaxia y el Gas Interestelar	8
2.2. Procesos Físicos en la Propagación	11
2.2.1. Dispersión en Fluídos Magnetohidrodinámicos	11
2.2.2. Difusión	12
2.2.3. Convección	12
2.2.4. Cambios Energéticos	13
2.2.5. Procesos nucleares atómicos	16
2.2.6. Reaceleración	17
2.3. Detección de RC y Diversos Experimentos	18
2.3.1. El Observatorio Pierre Auger	18
2.3.2. El Proyecto AGASA	20
2.3.3. El Observatorio HIRes	20
3. El Código Galprop	23
3.1. Características Básicas del Modelo Galprop	24
3.1.1. Gases del medio interestelar	25
3.1.2. Archivos I/O de datos	27

3.1.3. Esquema de Simulación	28
3.2. Parámetros Específicos	29
3.2.1. Reaceleración o Convección	29
3.2.2. Fuentes de Rayos C3smicos	30
3.2.3. Campo Magn3tico	33
3.3. Escenarios de Simulaci3n	35
4. Resultados y An3lisis	39
4.1. Obtenci3n Flujo Experimental	39
4.2. Procesamiento Flujo Simulado	41
4.3. An3lisis de Flujos	42
4.3.1. Influencia del Campo	43
4.3.2. Impacto de los Modelos de Simulaci3n	44
5. Conclusi3n y Recomendaci3n	47
Referencias	49

Índice de figuras

2.1.	Espectro del flujo de los rayos cósmicos en función de la energía [28]. Se puede observar la Rodilla $\sim 10^{15,5}$ eV y el Tobillo $\sim 10^{18,6}$ eV del espectro.	4
2.2.	Diagrama de Hillas para partículas $E > 10^{20}$ eV: Líneas continuas - entrecortada para núcleos de hidrógeno - hierro respectivamente [3]. . .	7
2.3.	Representa la disposición espacial de los brazos en espiral de la Vía Láctea [8].	8
2.4.	En la figura, Izquierda: observamos la distribución del campo magnético y la relación con las espirales galácticas [10]. Derecha: Observamos la formación de cúmulos y distribución de gases en relación al campo magnético [8].	10
2.5.	Reflexión de partículas producto de los campos magnéticos internos de las nubes interestelares[18].	14
2.6.	a) Disposición de los tanques con los telescopios de Pierre Auger. b) Señal de voltaje de cada tanque asociada a la curva de decaimiento de señal con la cual se determina la energía del rayo cósmico primario. c) Principio de detección del telescopio fluorescente al interactuar partículas secundarias con la atmósfera. d) Geometría para determinación de dirección de arribo, según las señales de los tanques activados y las mediciones de los telescopios. Las figuras son de [14]	19
2.7.	Esquema del experimento de fluorescente del proyecto HIRes, cada rectángulo representa un telescopio fluorescente que incluye un espejo y una cámara [14].	20
3.1.	Modelo Difusión-Reaceleración: En base al escenario P, se asume un quiebre en la dependencia energía del coeficiente de difusión con $\delta_1/\delta_2 = 0,33/0,16$ a $\rho_0 = 300GV$	25
3.2.	Distribución radial de hidrógeno atómico, molecular e ionizado a $z = 0$	26

3.3.	Izquierda: Flujo en el plano $z = 0$ y en $y = 0$. Derecha: Distribución completa para toda la galaxia. Imágenes obtenidas del preanálisis de los archivos de salida de las primeras simulaciones mediante el programa DS9. La escala de gris determina el nivel del flujo y su valor se extrae al analizar el archivo FITS para la posición solar.	27
3.4.	razón de los flujos de boro y carbono B/C con $z_h = 5$ kpc, líneas puntuadas (no reaceleración $v_A = 0 \text{ km s}^{-1}$), caso con reaceleración (líneas sólidas v_A de 20 - 30 km s^{-1} , las barras representan los datos experimentales obtenidas de HEAO 3 y Voyager.	31
3.5.	Estas imágenes son los flujos de electrones producto de la simulación de la Forma B y C. En la parte superior encontramos electrones con energía $\sim 10^9$ eV, en la inferior con energía $\sim 1,52 * 10^{12}$ eV. En la izquierda se muestra el resultado de simulación con campo C2, mientras que las imágenes de la derecha son resultado de simulación con campo C3. La imagen c) pertenece al modelo Forma B. La posición del sol se muestra por la intersección de las líneas verdes	34
4.1.	Izquierda: Refleja los datos experimentales obtenidos mediante el proceso de histogramas propuesto en la página del Observatorio y en el paper [2]. Derecha: Ajuste estadístico de los datos experimentales con la presencia del tobillo en 4.02×10^{18} eV. El flujo ha sido multiplicado por E^3 para maximizar las micro fluctuaciones y evidenciar los cambios en el flujo.	41
4.2.	Resultado de los modelos de simulación para diferentes Campos Magnéticos a) Circular, b) Galprop_original, y c) JF12_Fornengo.	43
4.3.	Resultado de los modelos de simulación a) Forma A, b) Forma B, c) Forma C y d) Forma D. Los modelos de Campo Magnético son: C1 o Circular, C2 o Galprop_original y C3 o JF12_Fornengo	45

Índice de cuadros

3.1. Luminosidad y Posición relativa a la tierra de Centaurus A, Messier 87 y Galaxia Circinus obtenidas de Nasa Extragalactic Database (NED) .	31
3.2. Resumen paramétrico de las variables que ajustan la distribución de fuentes primarias	33
3.3. Resumen paramétrico de los modelos, se considera netamente difusión + reaceleración	38
4.1. Parámetros de ajuste con sus incertidumbres estadística para reproducir el espectro mixto del Observatorio Pierre Auger. Datos superficiales + datos aereofluorescentes [2]	42

Resumen

Con el fin de determinar si el flujo observado de rayos cósmicos ultraenergéticos (UHECRs) ($E > 10^{17,5}$ eV), es compatible al flujo de núcleos propagándose con pocas fuentes cercanas de UHECRs (Centaurus A, Messier 87, Galaxia Circinus), o diversas fuentes de UHECRs distribuídas anisotrópicamente, se llevó a cabo un estudio de la influencia del campo magnético de la galaxia (circular, galprop_original, JF12_Fornengo) en la propagación de rayos cósmicos ultra energéticos provenientes de fuentes extragalácticas. Para efectos de comparación con datos experimentales del Observatorio Pierre Auger, en la simulación, solo son considerados los resultados en la región cercana al sistema solar ($R=8.5$ kpc desde el centro galáctico). Se simuló la propagación de núcleos de H, He, Be, C, O e Fe aprovechando la facilidad de parametrización que ofrece el código del proyecto GALPROP[15, 25, 30] en los fenómenos principales del estudio tales como: procesos energéticos, de transporte, de constitución del medio interestelar, de distribución de material, de distribución del campo magnético, entre otros.

Primero, se estableció las características necesarias de transporte y propagación (rigidez magnética, coeficiente de difusión, índices de espectro, puntos de corte del espectro, velocidad de Alfvén, distribución iónica, tamaño del halo, Reaceleración de Kolgomorov, campo magnético y mallado energético). Segundo, se establece dos conjuntos de parámetros que representan a dos ambientes de dispersión (Uno: de alto coeficiente de difusión; otro: con varios puntos de cortes e índices de espectro). Solo se considera fenómenos de difusión y reaceleración, los fenómenos de convección no reproducen el espectro Boro/Carbono a bajas energías. Tercero, se determina una función de ajuste suavizada usando los datos de Auger siguiendo el proceso descrito en [2]. Finalmente, analizando la concordancia de los datos simulados con los resultados experimentales del Observatorio Pierre Auger, podemos concluir que en general los procesos físicos extragalácticos que no se incluyen en la modelización impiden aclarar algún escenario privilegiado y la composición química de la radiación cósmica primaria, esta carencia es una de las principales razones por las que se están realizando actualizaciones en el Observatorio que permitan obtener más información sobre la composición química del jet. Particularmente, las simulaciones logran reproducir ciertas características del espectro experimental.

Abstract

In order to determine whether the experimental Ultra High Energy Cosmic Ray flux (UHECRs) ($E > 10^{17,5}$ eV) is described by propagation which considers, or few nearby sources of UHECRs (Centaurus A, Messier 87 Galaxy Circinus), either various sources of UHECRs anisotropically distributed, it was conducted a study of the influence of the magnetic field of the galaxy (circular, galprop_original, JF12_Fornengo) in the propagation of ultra high energy cosmic rays from extragalactic sources. For comparison with experimental data from Pierre Auger Observatory, they are only considered the simulation results closer to the solar system ($R = 8.5$ kpc from the galactic center) region. It was simulated the spread of nuclei of Hydrogen, Helium, Beryllium, Carbon, Oxygen and Iron, we take advantage of the parametrized phenomenons proposed on the GALPROP[15, 25, 30] project as: energy processes, transport, constitution of the interstellar medium, material distribution, magnetic field distribution was simulated, including others.

First, transport and spread necessary features (magnetic rigidity, diffusion coefficient, spectral indices, breakpoints of the spectrum, Alfvén speed, ion distribution, size of the halo, reacceleration of Kolgomorov, magnetic field and energy mesh) was established. Second, two sets of parameters representing two dispersion environments (One: a high diffusion coefficient; another: with several points of cuts with different spectrum indices) is set. For simulation, only diffusion phenomena and reacceleration are taken, convection phenomena are discarded for not reproduce the Boro/Carbon spectrum at low energy. Third, an smoothed adjustment function is determined using Auger data following the process described in [2]. Finally, analyzing the poor agreement of observational results from Pierre Auger Observatory with simulated fluxes, we can conclude that there are extragalactic physical processes that are not included in the modeling, which prevents us to clarify some privileged setting and chemical composition of primary cosmic radiation, this chemical deficiency is one of the main reasons to make at the Observatory updates that allow to obtain more information. Particularly, simulations reproduce certain features of the experimental spectrum.

Capítulo 1

Introducción

Los Rayos Cósmicos Ultraenergéticos (UHECR) son, en su mayoría, núcleos atómicos ionizados que se propagan en el universo con energías relativistas (10^{17} a más de 10^{19}) eV [5, 14]. Hasta el momento, no se conoce con certeza el origen y/o los fenómenos físicos que les permiten adquirir esos niveles de energía [5, 6]. Una de las maneras de estimar fuentes de rayos cósmicos es estudiando, mediante simulación, la propagación de estas partículas considerando deflexiones en su trayectoria producto de la interacción de los rayos cósmicos con el medio interestelar y el campo magnético galáctico [15, 22, 25].

Con el código del proyecto GALPROP, se simuló la trayectoria de núcleos de hidrógeno, hierro y entre otros, propagándose en el medio interestelar, se incluye en la simulación, dos escenarios posibles que combinan el número de fuentes de Rayos Cósmicos Primarios y el comportamiento de los núcleos al propagarse en la galaxia. El primer escenario considera pocas fuentes puntuales cercanas [4, 13] y gran deflexión galáctica; mientras que el segundo escenario considera catálogos de fuentes con distribución anisotrópica y poca deflexión [9]. Se consideró tres modelos de campo magnético con distintos niveles de complejidad [25, 30]. El resultado de la simulación es un espectro del flujo de las especies en función de su energía de propagación [30].

Debido a las diversas características de propagación y difusión involucradas en el estudio, las dos distribuciones de fuentes de Rayos Cósmicos Ultra Energéticos que se introduce en cada simulación y con el fin de generar un proceso de análisis más representativo; se proponen cuatro escenarios de simulación característicos que agrupan cada uno de estas propiedades del medio interestelar, estos son la Forma A, B, C, y D. Cada escenario está orientado a contener ciertas características que confieren un nivel de dispersión al medio en conjunto con el modelo de Campo Magnético considerado, esto permite establecer una diferenciación en la capacidad difusiva para cada Forma de simulación.

El escenario de pocas fuentes (PF) propone que el espectro del flujo se debe principalmente a la acción de 3 fuentes cercanas de alta capacidad emisora de RC representado en los modelos Forma A, B, C. El escenario de fuentes anisotrópicas (AISO) propone que el espectro de flujo se debe principalmente a la acción de varias fuentes cercanas y lejanas distribuidas anisotrópicamente combinada con una gran capacidad de deflexión en la galaxia, este es representado en el modelo Forma D.

Para el escenario PF, se propone como candidatos de fuente de rayos cósmicos a cuerpos astrofísicos que posean una luminosidad del orden de 10^{41} a 10^{45} erg/s [7], característica necesaria para permitir que las partículas, al fugarse de los cuerpos, alcancen energías relativistas. Estos entes en su mayoría son galaxias cercanas con núcleos activos propuestas en la literatura [4, 7, 21, 31] como: Centaurus A, Messier 87 y la galaxia Circinus. Para el escenario AISO, tenemos una distribución funcional de Supernovas considerados en catálogos de estrellas como el Central Bureau for Astronomical Telegrams (IAU) e introducidas como funciones con dependencia espacial preestablecidas en el código GALPROP [25, 30], su caracterización se establece mediante 3 parámetros ajustables a flujos relativos de Rayos Cósmicos (Cuadro 3.2).

El trabajo está escrito para garantizar una facilidad en la comprensión a medida que se lee. El Capítulo 2 incluye teoría de propagación, los fenómenos físicos que se producen en el Medio Interestelar y su influencia sobre la capacidad difusiva de la galaxia, al establecer adecuadamente los procesos físicos es posible reproducir con cierta precisión los flujos experimentales del Observatorio Pierre Auger. El Capítulo 3 nos introduce a las propiedades básicas del código GALPROP, la influencia sobre el flujo final de los diferentes parámetros de propagación. Determinar la distribución adecuada de moléculas, átomos e iones y del Campo Magnético así como su relación con la dispersión de Rayos Cósmicos. A su vez encontramos la explicación para los cuatro escenarios de simulación. El Capítulo 4 y 5 expone los resultados y las conclusiones respectivamente.

Capítulo 2

Teoría de Propagación

El universo se compone, en su gran mayoría, de materia y energía oscura (95 %) y solo el restante 5 % se compone de materia hadrónica, leptónica y bosones según el modelo cosmológico Λ CDM. Este porcentaje engloba todo lo que se conoce del universo observable, galaxias, estrellas, planetas, nubes estelares, y demás. A su vez, existen partículas (en su mayoría núcleos atómicos ionizados) capaces de viajar a velocidades ultra relativistas. Estas fueron descubiertas por Viktor Hess [5] al llevar sus electros copios a grandes altitudes en globos aerostáticos. Actualmente, estas partículas se conocen como Rayos C3smicos, se desplazan por el espacio intergal3ctico e interestelar, interactúan con campos magn3ticos y el3ctricos, nubes estelares, radiaci3n, entre otros.

El flujo de Rayos C3smicos decae r3pidamente al aumentar la energ3a de propagaci3n, por lo que la observaci3n de eventos ultra energ3ticos requiere de t3cnicas indirectas de observaci3n, una de ellas es mediante el an3lisis del chubasco atmosf3rico extenso (EAS) que se lleva a cabo en los diferentes observatorios superficiales. Cuando n3cleos ionizados, provenientes del espacio (Rayos C3smicos Primarios), alcanzan la atm3sfera terrestre e interactúan a trav3s de decaimientos bari3nicos, mes3nicos y reacciones electromagn3ticas, producen una cascada de part3culas secundarias que se proyectan hacia la superficie terrestre [6]. Estas part3culas son producto de las reacciones en la alta atm3sfera y se las conoce como Rayos C3smicos secundarios [14], de estas se puede obtener informaci3n acerca de la energ3a de propagaci3n del n3cleo primario y en cierta medida de su direcci3n de arribo, pero es imposible determinar el tipo de n3cleo precursor.

Se define como Rayos C3smicos a las part3culas cargadas con energ3as relativistas y ultra relativistas que logran alcanzar la atm3sfera terrestre y producir chubascos atmosf3ricos extensos. De hecho, algunos de estos cuerpos, producen los eventos de

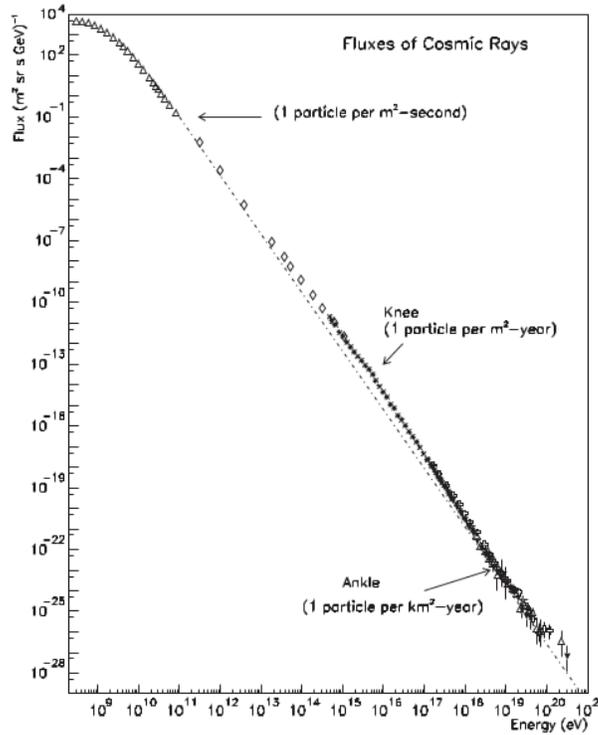


Figura 2.1: Espectro del flujo de los rayos c3smicos en funci3n de la energa [28]. Se puede observar la Rodilla $\sim 10^{15,5}$ eV y el Tobillo $\sim 10^{18,6}$ eV del espectro.

mayor energa en la naturaleza. Como referencia, la energa de los rayos c3smicos m3s energ3ticos es del orden de 10^{20} eV esto es alrededor de 100 millones de veces m3s energ3ticos que las partculas producidas en los aceleradores del CERN [6, 23].

Las partculas, que alcanzan la atm3sfera, previamente se propagan por el medio interestelar (ISM), durante su trayectoria, se encuentran con nubes de hidr3geno molecular, de hidr3geno ionizado entre otras mol3culas[13], esto favorece a procesos de espalaci3n nuclear y electromagn3ticas, el producto de estas interacciones son partculas conocidos como Rayos C3smicos Secundarios. El estudio de Rayos C3smicos Secundarios en el ISM brinda informaci3n relevante con respecto a la abundancia de especies nucleares, trayectoria de partculas, tiempo de confinamiento en la galaxia y distribuci3n de rayos gamma, entre otras [17, 23]. Existe el caso del is3topo 10 de Be [24], este elemento tiene una vida media de 1.5 millones de a3os, adem3s se sabe que su presencia producto de nucleos3ntesis estelar es relativamente insignificante comparando con la escala de tiempo nuclear de las estrellas (10^{10} a3os para el Sol) [26], entonces la 3nica opci3n viable de su presencia es por medio de reacciones nucleares de los RC primarios. La cantidad de Be que se logre medir en los alrededores terrestres proporciona una idea del tiempo que le toma a una partcula cargada para escapar de la galaxia[5].

La dependencia energética de los espectros de flujos relativos de Rayos Cósmicos Secundarios/Primarios es un buen parámetro discriminador de modelos de simulación en Rayos Cósmicos [26], entre ellos tenemos al espectro Boro/Carbono (B/C) que se lo utilizó en simulaciones GALPROP [17, 22, 26] como parámetro de ajuste del coeficiente de difusión y sus índices de quiebre funcional. En general, el espectro del flujo es decayente con la energía y la mayoría de trabajos estudia los flujos de protones e hierro en propagación por la anisotropía en su abundancia [13].

2.1. Propiedades Observables

Como se observa en la figura 2.1 el flujo de los Rayos Cósmicos es dependiente de la energía de propagación con tendencia decayente conforme esta aumenta, para la región de alta energía, $E > 10^{18}$ eV, se espera un flujo tan pequeño (1 evento por cada 200 año por km^2) que requiere de extensiones de alrededor de 3000 km^2 , como en el Observatorio Pierre Auger, para medir eventos de Cascadas Secundarias producidas por Rayos Cósmico Primarios, mediante este proceso se puede calcular indirectamente la energía del rayo precursor, la dirección de arribo del mismo y determinar la energía de propagación del núcleo[6].

2.1.1. Características del Espectro

El flujo de los Rayos Cósmicos tienen una dependencia de la forma ($E^{-\gamma}$) con la energía cinética de los núcleos en propagación, esta relación se conoce como ley potencial, el factor γ toma valores de 2.7 a 3 [14], existe un valor determinado de γ para diferentes intervalos de energía. El espectro tiene tres regiones características, la rodilla alrededor de 10^{15} a 10^{16} eV, el tobillo alrededor de $10^{18,2}$ eV y el decaimiento por el corte GreisenZatsepinKuzmin o GZK por encima de $10^{19,4}$ eV. En cada punto de transición entre intervalos hay una tenue variación en el parámetro gamma que representan ciertos aspectos astrofísicos.

Tradicionalmente, se piensa que la componente espectral del flujo de partículas, provenientes de fuentes de Rayos Cósmicos Intragalácticos, predominan en una intervalo de energía menor a 3×10^{18} eV [2] por encima de este punto, se considera que el flujo es debido netamente a las presencia de partículas de orígenes extragalácticos. Esta transición se debe a que a esas energías, el radio giromagnético es comparable al de la galaxia dificultando contener a las partículas [2, 3]. Para energías superiores al sector del tobillo del espectro, el flujo disminuye en dos o tres órdenes de magnitud, por tal motivo a la atmósfera terrestre llegarán pocas partículas de alta energía demandando

gran área en un observatorio superficial para el registro de estos eventos (como en el observatorio Auger). A energías superiores a 4×10^{19} eV [2] ocurre una supresión del flujo de núcleos compatible con el efecto de pérdida nuclear y energética por la interacción con fotones de la Radiación de Microonda de Fondo (CMB)[13] este efecto se conoce como efecto Greisen, Zatsepin, Kuzmin (GZK)[2, 28], este fenómeno genera dos escenarios característicos, observaremos pocas o casi ninguna partícula con energía del orden de 10^{20} eV y que la mayor distancia posible a la que podríamos encontrar fuentes extragalácticas es de 75 Mpc[3]. Se espera que los flujos simulados sean compatibles con el efecto GZK y la presencia del tobillo espectral.

La figura 2.1, es el resultado de diversas mediciones de rayos cósmicos llevadas a cabo por diversos experimentos y observatorios [3, 14]. Actualmente se estipula que el espectro de rayos cósmicos y su relación de potencia son explicados al considerar que los rayos cósmicos se aceleran en ciertas regiones mediante el fenómeno de choque difuso o DSA llevados a cabo por explosiones de supernovas remanentes en regiones de alta densidad a velocidades relativistas[23, 28]. Este fenómeno de aceleración predice una rigidez magnética decayente y un flujo de partículas en propagación que decrece conforme aumenta la energía cercano al parámetro potencial medido experimentalmente[6]; es decir se espera que:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

de ahí que en simulaciones de núcleos atómicos el efecto de difusión por DSA se complementa con procesos convectivos y de reaceleración para predecir los flujos medidos [24, 27].

2.1.2. Origen y Energía de los RC

Al cuestionarnos sobre los orígenes de estas partículas, se debe tomar en cuenta aspectos que permitan discriminar, fácilmente, fuentes de rayos cósmicos entre un sin número de candidatos astrofísicos. Este trabajo fue realizado por Hillas y su resultado se resume en el ya conocido gráfico de Hillas (figura 2.2), el gráfico resume las condiciones necesarias para que una partícula confinada en regiones de tamaño L pueda ser acelerada mediante choques de onda de campo magnético de intensidad B . Una vez que la partícula alcanza su energía máxima, el campo pierde la capacidad de contenerla escapándose de dicha región. Al hablar de fuentes de estas partículas, no solo se debe especificar el ente astrofísico capaz de producirlas, sino, además es relevante distinguir entre la fuente de materia de la cual estos núcleos provienen, la fuente de energía que alimenta su aceleración, y la ubicación del sistema físico en el que se produce la aceleración.

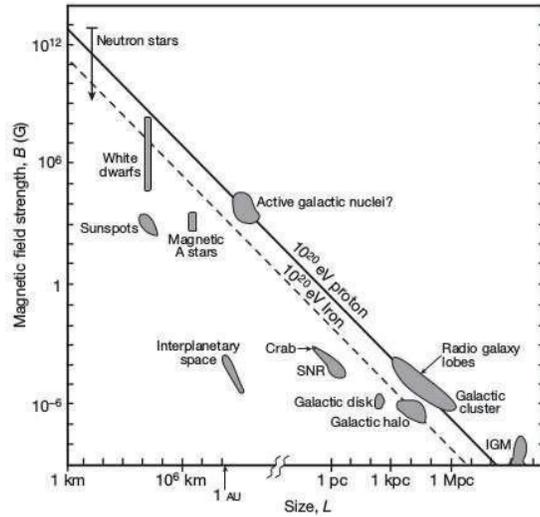


Figura 2.2: Diagrama de Hillas para partículas $E > 10^{20}$ eV: Líneas continuas - entrecortada para núcleos de hidrógeno - hierro respectivamente [3].

El origen de los RC Primarios al igual que el mecanismo con que se aceleran y desaceleran no han sido establecidos con certeza. Sin importar la dirección de arribo de los rayos cósmicos, todos comparten una característica en común, las energías con que se propagan producen velocidades ultrarelativistas. Al momento no se ha podido establecer cual mecanismo de aceleración es el adecuado para producir esas energías sobre los núcleos, pero se conoce que algunos procesos se aplican particularmente sobre ciertos núcleos, es decir una forma de determinar la naturaleza del rayo cósmicos es mediante el mecanismo de aceleración aplicado sobre el mismo [6, 7]. Como posibles fuentes de rayos cósmicos tenemos a las Nebulosas Remanentes de Supernovas, son considerados candidatos por ser una onda expansiva de material nuclear dentro de la galaxia[31], fuera de la galaxia se considera como posible fuente de Rayos Cósmicos Primarios a los núcleos activos de galaxias [4, 31], Choques de acreción gravitacionales [13] en sistemas estelares binarios interactuantes, Gamma Ray Bursts (GRBs) [13] y Estrellas de neutrones[13]. Una vez que las partículas se generan en cualquiera de estos objetos, durante su trayectoria hacia la Tierra, experimentan diversos fenómenos que influyen en la energía de propagación[23]. Estos mecanismos se clasifican en dos grupos, los procesos que provocan reacceleración y procesos de desaceleración, es decir existe una influencia directa en la energía cinética del cuerpo.

La energía de los rayos cósmicos puede ser mermada o aumentada de diversas maneras. Al interactuar con el medio interestelar específicamente con átomos y moléculas del medio (espalación nuclear)[8], procesos de aceleración (Mecanismo de aceleración

de Fermi[5, 32] de segundo orden o estocástico, mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden o aceleración de choque difuso [13, 14], e, Inductores unipolares[13]), pérdida de energía y momento (ionización, interacción coulombica)[8, 26]. La dirección de la trayectoria de las partículas es afectada al interactuar con el campo magnético galáctico[32].

2.1.3. La Galaxia y el Gas Interestelar

La Vía Láctea consiste de un disco delgado que contine polvo cósmico, estrellas, sistemas solares, gases estelares, nubes estelares, etc. Tiene una radio aproximado de 25 a 30 Kpc[8] con espesor \simeq de 400 a 600 pc. Nuestro sistema solar se encuentra a 8.5 Kpc[8, 25] con respecto del centro galáctico y a 15 pc sobre el plano galáctico. Las estrellas que se ubican en el plano o cerca de él (como nuestro sistema solar) rotan en órbitas casi circulares, la velocidad de rotación es alrededor de 220 km/s, esta velocidad corresponde a un período de rotación de cerca de 240 millones de años. Observaciones radio astronómicas del hidrógeno interestelar indican que nuestra galaxia posee una estructura en espiral; sin embargo, imágenes recientes en infrarrojo, confirman una formación extraña con forma de barra en las cercanías del centro galáctico (véase la figura 2.3).



Figura 2.3: Representa la disposición espacial de los brazos en espiral de la Vía Láctea [8].

Según lo que observamos en la Figura 2.3, el sistema solar se encuentra localizado en un sector interno del brazo de Orión, esta región favorece la formación estelar. Esta distribución espacial, difiere de la normalmente establecida debido a que las espirales

Sagitario-Carina y Norma aparecen como una región de poca importancia respecto a la distribución de materia relevante para la propagación[8], sin embargo no le resta protagonismo al momento de tomar en cuenta el impacto del campo magnético sobre rayos cósmicos que se observa en estas regiones[10]. El medio interestelar contiene del 10-15 % de la masa de la galaxia, esta masa, la cual generalmente se compone de gas y otras moléculas, se concentra cerca del plano galáctico formando, principalmente, las espirales.

La distribución de la masa juega un papel importante en la propagación de rayos cósmicos y, en gran medida, en la física de altas energías debido a tres factores: a) Conociendo la distribución de los iones que componen el gas responsable de confinar el campo magnético, es posible determinar la difusión de los rayos cósmicos en el ambiente galáctico. b) La comprensión de los fenómenos de espalación nuclear origina núcleos más livianos y secundarios que mediante su estudio y análisis permite determinar, indirectamente, una distribución de masas en la galaxia de mayor precisión, determinar regiones de fluctuación de la trayectoria de partículas, a su vez permite comprobar modelos de propagación o modelos de campo magnético; Por último, c) Gran parte de los rayos gamma generados en la galaxia se debe principalmente a la desintegración de la reacción nuclear hadrónica de los rayos cósmicos con el gas interestelar.

El estudio de la composición química del medio interestelar, de los gases, átomos y moléculas, de como se distribuyen y su capacidad de interacción bariónica y electromagnética es de vital importancia si se desea abordar el tema de la propagación de rayos cósmicos principalmente por tres razones: 1) Cuando el cuerpo se propaga y entra a nubes interestelares, por procesos estocásticos internos, la dirección de salida puede ser diferente a la dirección de arribo lo mismo sucede con la energía de propagación, muchas veces estos procesos estocásticos son más analíticos si se conoce, con exactitud o con la mayor precisión posible, su composición química y su distribución en el medio. 2) En ciertas regiones la partícula experimenta procesos randómicos de transporte que se esquematizan mediante el coeficiente de difusión. Este fenómeno fue estudiado por Chandrasekhar[8, 21], el parámetro expresa una medida de la capacidad de dispersión de los medios. El coeficiente de difusión toma en cuenta procesos de choques conservativos y no conservativos, procesos de espalación nuclear y variación de momento por reacciones nucleares. 3) Distribución del campo magnético regular y local, se afirma que gran parte del campo se encuentra confinado en las nubes de material iónico, evidenciando una correlación entre regiones de alta dispersión magnética con regiones de alta densidad iónica.

La composición del gas interestelar se subdivide en tres grandes grupos: **Gas Mole-**

cular. Este grupo representa el mayor nivel de agrupamiento de gases, principalmente son grupos complejos fríos y densos llamados nubes moleculares. Estos objetos son de crucial importancia para el proceso de formación estelar ya que cumple con las condiciones para producir, en su interior, nuevas estrellas y sustentar su evolución inicial. Las nubes se componen principalmente de moléculas de Hidrógeno; aunque desafortunadamente la molécula H_2 no se puede observar ni en el espectro óptico ni en el radio debido a la invarianza temporal inestable del dipolo eléctrico molecular y principalmente a su poco momento de inercia. Por otra parte, la molécula de CO posee una transición rotacional que produce una onda electromagnética con longitud de onda del orden de 2.6 mm permitiendo que esta línea de emisión sea uno de los trazadores primordiales del gas molecular interestelar. Investigaciones orientadas al estudio de la línea de emisión del CO, ayuda a construir un mapa de la distribución del gas, esto genera una relación de abundancia con moléculas de H_2 . En este nivel de agrupación se produce procesos de reacciones nucleares reflejado en la producción de piones que se desintegran en procesos electromagnéticos (electrones, positrones y ondas ultraenergéticas) y procesos bariónicos.

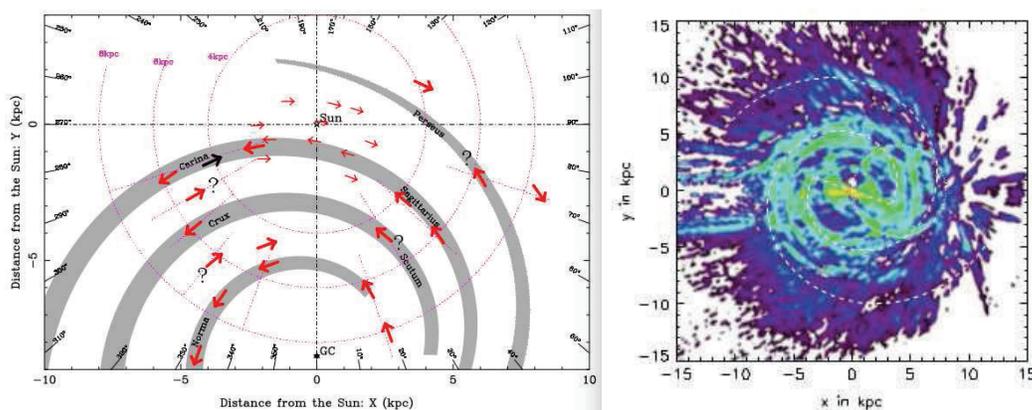


Figura 2.4: En la figura, Izquierda: observamos la distribución del campo magnético y la relación con las espirales galácticas [10]. Derecha: Observamos la formación de cúmulos y distribución de gases en relación al campo magnético [8].

Gas atómico. En su gran mayoría encontramos átomos de hidrógeno neutro (HI), en este grupo no se evidencia mucha interacción nuclear y solo se registra procesos electromagnéticos sustentados en observaciones de transiciones internas y la partición espín-órbita (21 cm) del espectro de energía en una transición del electrón en el átomo de hidrógeno desde el estado base a uno excitado (series de Lyman). Un análisis espectral general en este nivel de agrupación brinda información sobre el patrón de la distribución espacial de las espirales de la galaxia, evidenciando una estructura compleja como puntos con sobredensidad o puntos de no densidad, la distribución vertical

es más amplia en comparación con el H_2 .

Gas ionizado. En su mayoría encontramos hidrógeno ionizado (HII), el gas ionizado se observa en la banda óptica como consecuencia de la recombinación radiativa entre iones de hidrógeno y helio con electrones libres al ingresar al sistema en sus estados altamente excitados. Cada recombinación de electrones libres con núcleos excitados produce, tarde o temprano, fotones de Balmer producto de la desexcitación en el sistema protón-electrón (Da origen a la ya conocida línea $H_\alpha = 656,3$ nm). Esto nos permite mapear la distribución de hidrógeno ionizado en la galaxia. Este elemento se usa como posicionador de estrellas ya que gran parte de estos iones se encuentran en las cercanías de estrellas masivas. Este nivel de agrupamiento es el encargado del confinamiento del campo galáctico es por eso que un estudio de su distribución en la galaxia brinda una idea de la distribución del campo magnético. Para constatar esta relación, podemos observar la figura 2.4, la cual se proponen y se estudian a profundidad en [8, 10, 20].

2.2. Procesos Físicos en la Propagación

A pesar de que, existe una dificultad inherente en la comprobación de modelos para diversos fenómenos de propagación de rayos cósmicos, que, las condiciones interestelar para garantizar la propagación tienen una dependencia espacial de distribución, y, que, existe fluctuaciones del campo magnético comparables a la magnitud del mismo campo (aplicable al local y al regular); aún así, es posible establecer ciertas reglas generales con las cuales estudiar y aproximarse al comportamiento real de partículas cargadas en el medio interestelar. Como consecuencia, se establecen variables que parametrizan las diferentes características involucradas en la propagación de rayos cósmicos. Los fenómenos se describen a continuación:

2.2.1. Dispersión en Fluidos Magnetohidrodinámicos

El gas ionizado del Medio Interestelar y el Campo Magnético producido por estos iones forman lo que se conoce como un Fluido Magnetohidrodinámico (MHD). Esta condición da a lugar a ondas sujetas a las fluctuaciones del campo magnético que viajan a la velocidad de Alfvén. Durante la propagación de los Rayos Cósmicos estos se dispersan en estas ondas. La energía que transmite la onda de Alfvén es directamente proporcional al cuadrado de la intensidad del Campo Magnético de la región donde se produce el fenómeno. El parámetro con el que se estudia esta interacción es la velocidad de Alfvén v_A y el coeficiente de difusión ya que a niveles locales la difusión de Rayos Cósmicos es el resultado de la dispersión de las partículas cargadas sobre ondas de MHD

en regiones de discontinuidad de campo[23].

2.2.2. Difusión

El concepto de difusión de Rayos C3smicos explica dos efectos principales. Con la difusi3n se entiende el porque las part3culas cargadas tiene una distribuci3n isotr3pica y a su vez la facilidad de contenerse y mantenerse en la galaxia[26]. El campo magn3tico gal3ctico juega un papel fundamental en el proceso de difusi3n ya que confina la trayectoria de las part3culas cargadas[26].

La difusi3n es la descripci3n de una part3cula propag3ndose en una forma rand3mica. An3logo al movimiento browniano, esta propiedad se caracteriza mediante el coeficiente de difusi3n. Chandrasekhar hizo frente a este fen3meno al analizar el problema simplificado a una dimensi3n y luego extrapol3ndolo a tres dimensiones espaciales. El coeficiente de difusi3n D es una medida de la probabilidad w de encontrar a una part3cula en la posici3n \vec{r} luego de transcurrir un tiempo t y dispersarse en el medio con densidad ρ . El coeficiente de difusi3n tiene una relaci3n inversa con w y una relaci3n directa con la longitud media de dispersi3n $\langle r^2 \rangle$. Es decir, a mayor coeficiente de difusi3n, menor la probabilidad w mientras que mayor la longitud media de dispersi3n $\langle r^2 \rangle$. Para el caso de propagaci3n de n3cleos, es relevante generar simulaciones con coeficiente de difusi3n altos ($\sim 10^{28}$ cm²/s) y tomar como v3lidas las consideraciones del espectro de Kolgomorov para la rigidez magn3tica (difusi3n + reaceleraci3n) para garantizar dos aspectos: flujos congruentes con las mediciones B/C[24] a bajas energ3as y una dependencia natural y explicita del flujo y la energ3a acorde a la ley de potencias.

En t3rminos particulares, parte de la difusi3n de los n3cleos se debe a la interacci3n onda-part3cula en un fluido MHD. La fluctuaci3n en su propagaci3n se debe a un fen3meno de resonancia ondulatorio haciendo que la dispersi3n predominante de estas part3culas con alta energ3a sea producto de estas fluctuaciones del Campo Magn3tico[26].

2.2.3. Convecci3n

El modo de transporte que se usa con mayor frecuencia para modelar propagaci3n de Rayos C3smicos es la difusi3n at3mica de n3cleos. La existencia de vientos gal3cticos sugiere que tal vez cierto porcentaje del transporte de materia en la galaxia se debe a fen3menos convectivos. Este fen3meno se caracteriza mediante la velocidad de convecci3n del sistema v_c . Los vientos son comunes en la galaxia y se considera que posiblemente se componen de Rayos C3smicos impulsados al exterior del plano

galáctico por procesos de expansión adiabática [26]. En [24, 31] se realiza un análisis de la influencia en propagación de procesos convectivos y de reacceleración variando z que es la altura máxima con respecto al plano galáctico dentro de la cual se analiza la propagación, esta altura se relaciona con el tamaño del halo $z_h = 10$ kpc (el halo es esa región por encima y debajo del plano galáctico donde existe propagación de núcleos involucrados con el campo magnético toroidal de la galaxia). En el estudio se tienen dos ambientes, uno que considera netamente difusión y reacceleración de $|z| = a$ kpc (ancho del halo) y otro que considera procesos convectivos y difusivos simultáneamente por encima de la región de reacceleración de $|z| > a$ kpc (Región mixta de propagación). Una vez que los RC ingresan a la región mixta, se pierden sin retorno al plano. $a = 1, 3, 5, 10, 20$ kpc

Como conclusión del estudio si se tiene que incluir procesos convectivos, es necesario establecer altos valores de velocidad de escape del plano ($10 - 30 \text{ km s}^{-1}$) v_c siempre y cuando la zona mixta este considerada en la simulación, sin ella, el espectro B/C no puede ser reproducido y no se evidencia una dependencia energética del coeficiente de difusión que siga una ley de potencia. Considerar la convección es de importancia al momento de estudiar producción de núcleos a bajas energías y procesos electrodinámicos como emisión gamma, excluidos en este estudio, porque el intervalo energético no permite evidenciar procesos electrodinámicos. Por tanto para el desarrollo de esta investigación se descarta el uso de procesos convectivos porque no favorece ni reproduce los flujos nucleares en la región de alta energía.

2.2.4. Cambios Energéticos

El cambio de la energía cinética de los núcleos propagados al variar el tiempo se conoce como tasa de cambio energético, esta tasa puede ser positiva o negativa. El aspecto negativo se relaciona a todas las formas de pérdida energética, la mayor cantidad de energía se pierde vía radiación de sincrotrón para electrones [27] e ionización inducida para protones y núcleos pesados, aunque existan procesos de reacción nuclear que implican pérdida energética, estos no serán abordados por el momento. El aspecto positivo, se liga a los procesos de ganancia de energía, entre los más importantes tenemos los procesos de reacceleración relativista como la aceleración estocástica y la aceleración de choque difuso, procesos que reproducen la ley de potencia del espectro del flujo propuesto en ecuación 2.1 y otros procesos de poco impacto relacionados con regiones puntuales de una galaxia durante la propagación de los rayos cósmicos como los procesos Inductores unipolares.

Los procesos de aceleración según [7, 23], se llevan a cabo principalmente en las

regiones en donde encontramos supernovas remanentes, debido a que estos cuerpos tienen una intensidad de campo magnético mayor que la intensidad promedio del campo magnético del medio interestelar; además tienen la magnitud necesaria para inducir energía a las partículas. Entre los procesos encontramos a:

- Aceleración Estocástica[23]. E. Fermi propuso su idea en base a la capacidad de las partículas cargadas de interactuar con nubes interestelares y ser fuente de aceleración de rayos cósmicos (véase la figura 2.5).

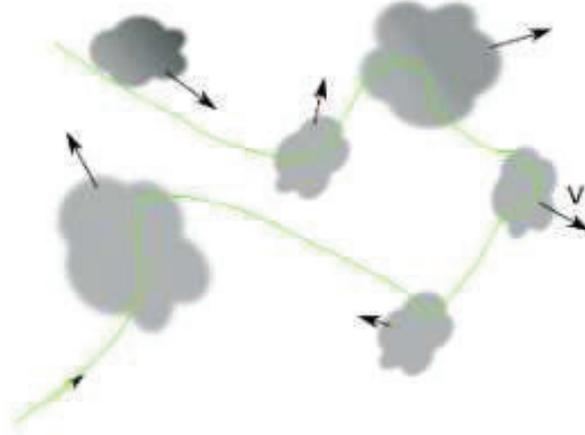


Figura 2.5: Reflexión de partículas producto de los campos magnéticos internos de las nubes interestelares[18].

El análisis toma en cuenta a una partícula ultra-relativista de energía $E_0 \simeq p_0c$ la cual se encuentra con una nube moviéndose a una velocidad v_{cl} que contiene campo magnético turbulento. La energía de la partícula expresada en el sistema de la nube es $E_0^* = \gamma_{cl} (E_0 + \beta_{cl}p_0c)$. La partícula ingresa en la nube y se dispersa cierto número de veces para eventualmente salir de ella. la energía de la partícula al salir de la nube es $E_1 = \gamma_{cl} (E_0^* + \beta_{cl}p_0^*c)$ al reemplazar obtenemos: $E_1 = E_0 * \gamma_{cl}^2 (1 + \beta_{cl})^2$, o $E_1 = E_0 * (1 + \varepsilon)$. El factor ε es el parámetro que representa a todas las dispersiones e incremento de energía que experimenta la partícula dentro de la nube. Si la partícula se encuentra con n nubes antes de arribar a la Tierra, su energía incrementará exponencialmente, es decir el enésimo incremento energético se expresa como $E_n = E_0 * (1 + \varepsilon)^n$. Conociendo las energías de arribo y salida de la nube, podemos calcular el cambio de energía en la partícula producto de las interacciones con los procesos internos, por tanto: $\Delta E = \varepsilon E$. Se debe considerar dos aspectos importantes para obtener la relación del número de partículas con la energía de propagación: 1) la probabilidad de que la partícula escape de la nube es

P_{esc} , mientras que la probabilidad de no escape o que permanezca en la región de aceleración de una sola nube es $1 - P_{esc}$, de n nubes será $(1 - P_{esc})^n$ y 2) El número de partículas N aceleradas a energías superiores a E_n es proporcional al número de partículas que permanece en la región de aceleración luego de atravesar n nubes. Con estos supuestos presentes podemos determinar la relación de ley de potencia entre el flujo de Rayos Cósmicos acelerados y la energía de propagación (Ecuación 2.1) con $\gamma \simeq P_{esc}/\varepsilon$. Este proceso de aceleración produce un parámetro γ que no es similar al valor del índice de los datos medidos experimentalmente. La energía que se gana por unidad de tiempo viene expresada como: $\frac{dE}{dt} = \nu_{enc}\Delta E = \frac{c\varepsilon E}{\lambda_{enc}}$, donde λ es la distancia promedio entre nubes. Este mecanismo se bautizó como aceleración de Fermi de segundo orden porque el cambio temporal de energía depende del cuadrado de la velocidad de la nube interestelar ya que al promediar los ángulos de salida de la nube se observa que $\varepsilon \sim \frac{4}{3}\beta_{cl}^2$ [23]

- Aceleración por Choque Difuso o DSA[23]. El choque difusivo es un fenómeno que se observa cuando existe una expansión explosiva de una supernova remanente que eyecta al ambiente material iónico. El choque se produce en las regiones delante de la expansión de la supernova. Este fenómeno se lleva a cabo cuando la velocidad con que se expande la supernova remanente v_R es mayor a la velocidad del sonido del medio interestelar. El choque difusivo ondulatorio viaja delante del frente de la expansión de la supernova con velocidad v_s , como la dimensión radial (asociado a curvatura) del frente de onda de choque es realmente grande con respecto al giroradio magnético r_g de los rayos cósmicos

$$r_g = pc/ZeB \simeq 3,2 * 10^6 cm \times (E/GeV) (B/G) \quad (2.2)$$

Se puede asegurar que para efectos del desarrollo teórico, se represente al frente de onda por medio de una onda plana. Este mecanismo produce un espectro de ley de potencia con un $\gamma \simeq 1 - \ln(1 - P_{esc})/\ln(1 + \varepsilon)$. La probabilidad de escape se escribe en función de la velocidad con que salen del frente de onda, el parámetro de incremento ε se escribe en función de la velocidad relativa de ingreso y salida del frente de choque, al reemplazar estos valores conocidos de velocidad de la expansión y otros aspectos involucrados, se tiene que $\gamma \simeq 2,1$ [13, 14] el cual es un valor más aproximado al índice del espectro medido experimentalmente (medición experimental alrededor de 2,7[6]). Este mecanismo se conoce como aceleración de Fermi de primer orden, al igual que en el mecanismo estocástico al promediar los ángulos de salida se obtiene que la variación temporal energética depende linealmente del factor β es decir $\varepsilon \simeq \beta$.

- Inductores Unipolares[13, 14]. Los inductores unipolares son otra alternativa de

aceleración de partículas ultraenergéticas, su mecanismo se basa en la rotación de cuerpos con alta posibilidad de depositar material ionizado relativista en el medio interestelar junto con perturbaciones magnéticas, este plasma tiene la capacidad de inducir campo eléctrico sobre partículas cargadas. Se conoce como rotores magnéticos tanto a estrellas de neutrones como a agujeros negros. Cuerpos con rotaciones a alta velocidad generan fuga de material (viento estelar), donde la combinación de energía rotacional y un gran campo magnético inducen un campo eléctrico $E = v \times B/c$ (v y B pertenecen a la velocidad de eyección y al campo magnético interno del plasma). El material eyectado presenta una diferencia de potencial con la cual las partículas cargadas (en nuestro caso núcleos en propagación) son aceleradas a altas energías. Es importante tener presente este mecanismo por la capacidad de generar energías del orden de $10^{21} eV$ [13]. Aunque se lo descarta en Galprop [25, 30], por la poca probabilidad de que un cuerpo se someta a este mecanismo.

2.2.5. Procesos nucleares atómicos

Producto de la interacción o decaimiento nuclear, partículas atómicas de cierto tipo, pueden desaparecer para dar lugar a nuevas partículas o nuevos átomos, este proceso afecta positiva o negativamente al número de partículas que se propagan y por ende al flujo que se logra medir experimentalmente. Estos fenómenos originan partículas trazadoras o determinadoras de una u otra característica interestelar. El factor de pérdida nuclear se lo modela como un factor porcentual que afecta sobre el número de partículas de cada especie. Este factor es directamente proporcional a la velocidad de la partícula y la densidad de las partículas blanco del medio en que se lleva a cabo la desintegración, pero es inversamente proporcional a la longitud media de interacción[23, 14]; para el caso de decaimiento, el factor de pérdida nuclear se relaciona inversamente con el tiempo de vida en términos relativistas junto al factor de Lorentz[23]. Como la pérdida nuclear se puede producir por interacción nuclear y por decaimiento simultáneamente es correcto determinar que el factor total sería la suma de los términos de ambos efectos. Los mismos procesos pueden ser responsable del factor de ganancia de núcleos y la discriminación que si sucede una ganancia o pérdida depende de los núcleos involucrados y la sección eficaz de los procesos. Este determinación no es arbitraria y el código Galprop tiene todo un archivo de programación destinado a procesos de desintegración y reacción nuclear con sus respectivas secciones eficaces[25].

2.2.6. Reaceleración

En la sección 2.2.4, se introduce, en términos generales, el concepto de coeficiente de difusión relacionado a parámetros de dispersión. Ahora, estudiamos los efectos sobre la dispersión y el transporte de partículas cargadas que interactúan con campos magnéticos. Se presenta dos coeficientes de dispersión, uno asociado a la dispersión espacial por interactuar con partículas en procesos elásticos D_{xx} y otro se conoce como dispersión en momento el cual representa las interacciones inelásticas D_{pp} . Ambos coeficientes basan su teoría en el fenómeno de dispersión estocástica de partículas cargadas al propagarse a lo largo de un campo magnético regular incidiendo en frentes de ondas magnetohidrodinámicas (MHD)[9, 26]. Este proceso introduce un nuevo parámetro llamado nivel de turbulencia w [9, 24] el cual mide la relevancia de los procesos ondulatorios magnetohidrodinámicos sobre los magnéticos, este factor es igual a la razón entre la densidad energética de las ondas de MHD y la densidad de energía de campo magnético[24]. Adicionalmente, en el caso de reaceleración, el coeficiente de dispersión espacial adopta el comportamiento del espectro de Kolmogorov para turbulencias de MHD débiles, es decir se tiene $D_{xx} = \beta D_0 (\rho/\rho_0)^\delta$ con $\delta = 1/3$ para los diferentes niveles de rigidez espacial ρ . Como se propone en [9], en el límite isotrópico de difusión y con procesos de reaceleración en la propagación, se genera una relación entre ambos coeficientes de difusión de la forma:

$$D_{pp}D_{xx} = \frac{4p^2v_A^2}{3\delta(4-\delta^2)(4-\delta)w} \quad (2.3)$$

La ecuación se desarrolla con mayor detalle en [9] y su forma funcional y aplicativa es explicada en términos simples en [24, 26]; el parámetro principal de esta relación es la velocidad de Alfvén v_A , y el coeficiente δ proveniente de la dependencia exponencial del coeficiente espacial con la rigidez magnética (la rigidez ρ es la energía por efectos magnéticos por unidad de carga eléctrica del cuerpo en propagación). La ecuación introduce la capacidad deflectiva del campo magnético mediante el cambio en el momento de la partícula, cambio de trayectoria y cambio energético, esto se obtiene al involucrar procesos ondulatorios MHD. El modelo requiere valores altos de v_A ($\simeq 30\text{km s}^{-1}$)[4, 26] para garantizar un flujo natural de núcleos primarios y secundarios[26, 31]. El desarrollo de las simulaciones se basa en procesos de reaceleración siguiendo el espectro de Kolmogorov (sin cortes espectral en la transición del punto de rigidez de referencia ρ_0), dispersión isotrópica, dependencia del coeficiente de dispersión espacial con la rigidez, e índices de puntos de corte en cada espectro nuclear al igual que los factores de normalización del flujo, todos estos parámetros se los propone en base a lo establecido en [16, 24, 31] para garantizar que los resultados de las simulaciones sean acordes, en gran medida, a los esperados.

2.3. Detección de RC y Diversos Experimentos

Los núcleos en propagación tienen un rango energético de 14 órdenes de magnitud, de 1 MeV hasta superar por poco los 10^{11} GeV, esto garantiza la presencia de las partículas más energéticas del universo[6]. Los primeros esfuerzos para el estudio de este fenómeno fueron insipientes y de baja precisión, la base teórica la posiciona Rossi and Greisen (1941) al publicar su artículo titulado “Cosmic Ray Theory”. Los primeros esfuerzos experimentales fueron desarrollados inicialmente desde los años 1930 a los años 1962 por diferentes científicos como John Linsley y otros pequeños observatorios.

En la actualidad, el mecanismo de observación se subdivide en función de la energía de las partículas que se desee estudiar. Rayos cósmicos con energía inferior a 10^{13} eV son estudiados en forma directa[3, 14] (mediante telescopios), ejemplo de esta forma de detección tenemos a los experimentos PAMELA[30], Fermi-LAT[25], entre otros. Fermi-LAT es un telescopio de alta precisión el cual se especializa en detección de partículas con energía desde 30 MeV a máximo 1 TeV. Partículas con energías superiores a 10^{13} eV, requieren de una gran superficie para su detección porque el flujo cae drásticamente para estos niveles, entonces se desarrolla la detección indirecta la cual se lleva a cabo mediante el estudio de las partículas secundarias que se producen cuando los rayos cósmicos ingresan a la atmósfera. Esta forma de medición es conocida como Chubasco Atmosférico Extenso o EAS por sus siglas en inglés[3], requiere de una amplia superficie para aumentar al máximo posible, el número de eventos detectados en cierto período de tiempo. Proyectos que desarrollan detección por EAS son: el Observatorio Pierre Auger[2, 6], AGASA[3, 14] y HIRes[3, 14].

2.3.1. El Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger es un proyecto internacional financiado por cerca de 18 países[6]. El observatorio está localizado en una planicie conocida como la Pampa Amarilla al oeste de Argentina ($35.1^\circ - 35.5^\circ$ S, $69.0^\circ - 69.6^\circ$ W, a 1400 m sobre el nivel del mar), es el centro de estudio de rayos cósmicos más grande del mundo. Los objetivos principales son probar el origen y las características de rayos cósmicos con energía mayor a 10^{17} eV y estudiar las interacciones de los rayos cósmicos. En Auger, se desarrolló toda una superficie ordenadamente distribuida de 1660 detectores de agua Cherenkov esparcidos en una área de 3000 km^2 complementando la detección de partículas mediante 24 telescopios aereofluorescentes. El Observatorio está en completo funcionamiento desde el 2008 iniciando su construcción en el 2002, desde ese momento a la actualidad ha registrado eventos con una exposición a los fenómenos de $40000 \text{ km}^2 \text{ sr año}$ [2].

El mecanismo de medición del observatorio es un mecanismo híbrido basado en el gran arreglo de detectores de superficie (SD) complementándose con telescopios fluorescentes (FD). En la figura 2.6 (obtenidas de [14]) puede observar el trabajo en conjunto de los mismos. Los tanques tienen incorporado tubos fotomultiplicadores, y transmisores para generar y recibir señal al activarse el tubo mediante efecto Cherenkov cada vez que ingresen partículas en él. Los 24 telescopios se distribuyen a la periferia del área de detección con sus superficies de interacción apuntando a la atmósfera por encima de la superficie de detección (obsérvese figura 2.6, abajo izquierda) estos reaccionan ante la desexcitación de los átomos y moléculas de la atmósfera luego de absorber energía del chubasco proveniente de la atmósfera alta. Ambos mecanismos de detección se usan para determinar el flujo de partículas con mayor precisión.[2, 13]

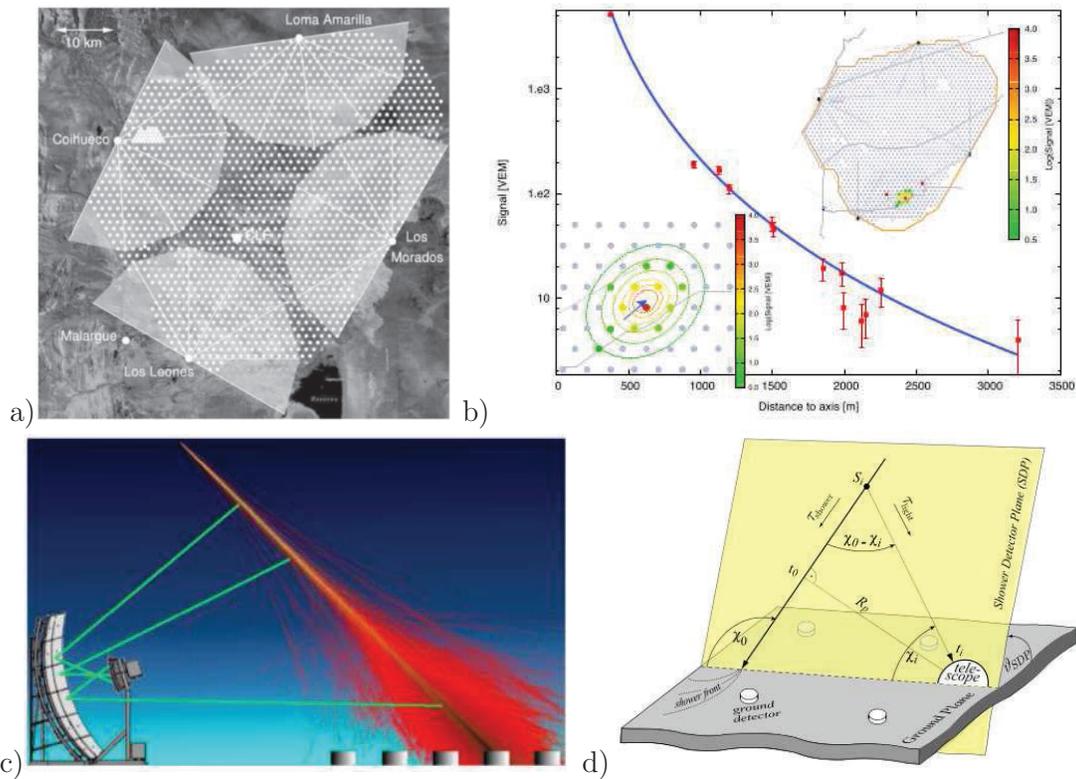


Figura 2.6: a) Disposición de los tanques con los telescopios de Pierre Auger. b) Señal de voltaje de cada tanque asociada a la curva de decaimiento de señal con la cual se determina la energía del rayo cósmico primario. c) Principio de detección del telescopio fluorescente al interactuar partículas secundarias con la atmósfera. d) Geometría para determinación de dirección de arribo, según las señales de los tanques activados y las mediciones de los telescopios. Las figuras son de [14]

2.3.2. El Proyecto AGASA

AGASA (Akeno giant air-shower array) es un proyecto, que actualmente se encuentra fuera de operaciones, fue desarrollado en la ciudad de Akeno en Japón. El centro estuvo en funcionamiento completo desde 1993 hasta 2004, siendo uno de los pocos en generar datos constantemente, independiente de las condiciones atmosféricas. AGASA cubre una extensión de 100 km^2 . El proyecto consiste de 111 centelladores separados una distancia promedio de 1 km entre centelladores. El tiempo de retraso del trigger de cada estación individual se usaba en la reconstrucción de la dirección de arribo, mientras que la medición de la energía se obtenía al realizar una comparación proporcional al número de partículas en cada estación. El inconveniente con las mediciones energéticas era su alta dependencia a simulaciones computacionales que introducía gran incertidumbre en los valores que se calculaban[3].

2.3.3. El Observatorio HIRes

El observatorio HIRes de mayor precisión que AGASA, fue implementado en su totalidad por la universidad de Utah. Se compone de dos arreglos de detectores fluorescentes conocido como ojo de mosca, los arreglos fueron separados una distancia de 12.6 km localizándose en el campo de pruebas del Ejército de EE.UU. Dugway en el estado de Utah (40.00° N , 113° O). Para referenciar a los detectores, se refieren a ellos como HiRes-I y HiRes-II (obsérvese la figura 2.7).



Figura 2.7: Esquema del experimento de fluorescente del proyecto HIRes, cada rectángulo representa un telescopio fluorescente que incluye un espejo y una cámara [14].

El detector HIRes-I consiste de 21 telescopios equipados con un espejo esférico de 5 m^2 y 256 fototubos es su plano focal. Cada telescopio se encarga de detectar fluorescencia en la atmósfera producto de la interacción de rayos cósmicos secundarios con átomos y moléculas atmosféricas, cubriendo un rango de 14° de elevación (de 3° a 17°) y 360° en azimutal. Los fototubos eran capaces de integrar la señal fluorescente dentro de una ventana de tiempo de $5.6 \mu\text{s}$, esta configuración no permitía determinar dirección de arribo solo eventos energéticos. HIRes-I estuvo en operaciones desde Junio de 1997

hasta Abril de 2006.

HiRes-II entró completamente en operaciones a finales del año 1999. Los detectores eran similares a los de HiRes-I, pero con el doble de telescopios y espejos permitiendo cubrir un ángulo de ascensión de 28° (desde 3° hasta 31°) conservando los 360° en ángulo azimutal. Las diferencias más radicales yacen en la electrónica con la capacidad de una transformación análogo-digital más rápida y eficiente con intervalos de muestra de 100 ns. Esta capacidad le dió la característica de determinar direcciones de arribo mediante reconstrucción del chubasco de partículas con una ventana de precisión de 5° [14].

Capítulo 3

El Código Galprop

Galprop es un proyecto de simulación de propagación de rayos cósmicos desarrollado por diversos institutos de la universidad de Stanford [15, 30]. Galprop es un código libre de programación basado en la resolución numérica de ecuaciones diferenciales y orientado a, simular la propagación de núcleos relativistas con carga de origen galáctico y extragalácticos. El código incorpora parámetros de entrada que representan a los fenómenos astrofísicos más realistas postulados en la literatura involucrados con la difusión de partículas en la galaxia, tales como los campos magnéticos de JF12 propuesto en [11, 12], el modelo de campo de Han explicado en [10], la distribución de iones e hidrógeno propuesta en [19, 24], inclusión de procesos electromagnéticos en la propagación de núcleos ultra energéticos como se explica en [27], o fenómenos de difusión gamma y de sincrotrón como se estipula en [15, 16], entre otros. La versión actual (versión 54[30]) incluye procesos de distribución isométrica de fuentes y también la posibilidad de considerar fuentes puntuales, característica importante para el desarrollo de este trabajo.

El proyecto Galprop empezó a desarrollarse al final de los años 1990[15] inicialmente basado en código FORTRAN 90, desde entonces ha sido desarrollado constantemente hasta encontrar, actualmente, al código principal del proyecto en base C++. El código está disponible en la página web: <http://galprop.stanford.edu/> donde (para los usuarios registrados) existe la facilidad de correr simulaciones vía web o de descarga del código para simular localmente, la forma on line presenta ciertas restricciones en algunos parámetros pero aprovecha la capacidad de procesamiento del clúster de 500 núcleos de la Universidad de Stanford[30]; mientras que, la simulación local abre el abanico de posibilidades de usar todos los parámetros eliminando el poder de procesamiento del clúster de Stanford.

Uno de los aspectos relevantes del código Galprop es que varios tipos de datos y

fenómenos, tales como, flujos de RC incluyendo núcleos primarios y secundarios, electrones y positrones, rayos gamma, radiación de sincrotrón, entre otros; se encuentran interrelacionados sobre las mismas características astrofísicas del medio interestelar, esto hace posible, además de simular la propagación nuclear, simular otros aspectos de los rayos cósmicos. Una descripción completa del programa se puede encontrar en [30]; detalles del uso de los parámetros y su efecto sobre propagación, radiación y emisión gamma, pueden ser encontrados en [24, 25, 27, 31].

3.1. Características Básicas del Modelo Galprop

El código Galprop resuelve la ecuación de transporte de Rayos Cósmicos para una distribución de fuentes dada y condiciones de borde para todas las especies en propagación. Esta ecuación incluye fenómeno de convección (viento galáctico), reaceleración difusiva en el medio interestelar, pérdida de energía, fragmentación nuclear, decaimientos radiactivos y producción de partículas secundarias e isótopos. Estos procesos se describen más detalladamente en la sección 2.2. El modelo contempla dos sistemas; uno, tridimensional con simetría cilíndrica en la galaxia con coordenadas (R, z, p) donde (R) es el radio galactocéntrico, (z) es la distancia medida desde el plano galáctico y (p) es el momento lineal total de la partícula; el otro, es un sistema cuadrimensional que contempla las dimensiones espaciales con coordenadas cartesianas y el momento de la partícula, la conexión entre los sistemas de coordenadas viene establecida mediante la expresión $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. Para el primer caso, el sistema solar se encuentra en $R = 8,5$ kpc, para el segundo, el sistema solar se ubica $x = 8,5$ kpc, $y = 0$ siendo y perpendicular a x y $z = x \times y$. La región de propagación está delimitada[22] por $R = R_h$, $z = z_h$, es decir $\psi(R_h, z, p) = \psi(R, \pm z_h, p) = 0$, más allá de los límites se asume como punto de no retorno del núcleo propagándose según las ecuaciones y condiciones de una partícula libre[25].

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = q(\mathbf{r}, p) + \nabla \cdot (D_{xx} \nabla \psi - \mathbf{V} \psi) + \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial \psi}{\partial p} - \frac{\partial}{\partial p} \left[\dot{p} \psi - \frac{p}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \psi \right] - \frac{\psi}{\tau_f} - \frac{\psi}{\tau_r} \quad (3.1)$$

En esta expresión, $\psi = \psi(\mathbf{r}, p, t)$ es la densidad de rayos cósmicos por unidad de momento (en este caso es el momento total de la partícula al propagarse); es decir, $\psi(p)dp = 4\pi p^2 f(p)dp$ en términos de la densidad en el espacio de fase $f(p)$. $q(\mathbf{r}, p)$ es el término asociado a la fuente, D_{xx} es el coeficiente de difusión, \mathbf{V} es la velocidad de convección, la reaceleración se describe mediante difusión en el espacio de momento representado por el coeficiente de difusión D_{pp} , $\dot{p} \equiv dp/dt$ es la tasa de pérdida de momento, τ_f es el tiempo medio para la fragmentación, y τ_r es el tiempo medio para el decaimiento radiactivo. La solución numérica de la ecuación de transporte se basa en

el proceso Crank-Nicholson. Para un valor z_h determinado (tamaño del halo galáctico), el coeficiente de dispersión se establece con el objetivo de ceñir el espectro B/C simulado al experimental para los casos de reaceleración o no reaceleración respectivamente.

Al introducir reaceleración en la difusión, $D_{xx} = \beta D_0 (\rho/\rho_0)^{\delta_1}$ por debajo de la rigidez referencial ρ_0 y $D_{xx} = \beta D_0 (\rho/\rho_0)^{\delta_2}$ por encima de la rigidez referencial ρ_0 , el factor β es la razón entre la velocidad de la partícula y la velocidad de la luz. Los coeficientes D_{pp} y D_{xx} se relacionan según la ecuación 2.3 explicada en la sección 2.2.6 y se asume un punto de quiebre en el coeficiente de difusión propuesto en [24] para fijar B/C en todas las energías (observese figura 3.1 modelo P); mientras que, Kolmogorov establece que con tan solo un espectro de la forma $\delta_1 = \delta_2 = 1/3$, acorde a perturbaciones débiles de ondas MHD, podrías explicar los flujos experimentales. Para nuestro estudio tomaremos en cuenta ambos escenarios con el fin de determinar si es posible reproducir los datos que se miden en el observatorio.

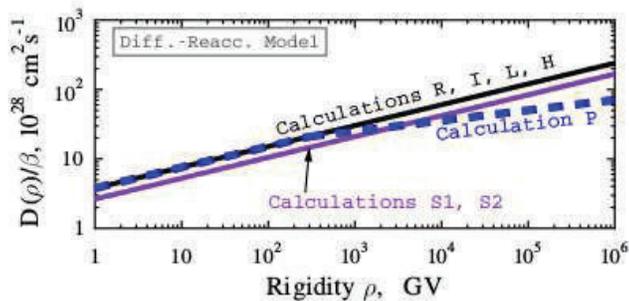


Figura 3.1: Modelo Difusión-Reaceleración: En base al escenario P, se asume un quiebre en la dependencia energía del coeficiente de difusión con $\delta_1/\delta_2 = 0,33/0,16$ a $\rho_0 = 300GV$

3.1.1. Gases del medio interestelar

Galprop, durante el proceso de resolución de la ecuación de transporte, toma en cuenta los tres tipos de gases interestelar[25] explicados en la sección 2.1.3, este tipo de material interestelar se introduce mediante modelos de gases tanto para hidrógeno atómico, molecular e iónico[20, 24]. La distribución atómica de hidrógeno es representado mediante la fórmula

$$n_{HI}(R, z) = n_{HI}(R) \exp[-\ln(2)(z/z_0)^2] \quad (3.2)$$

donde la parte radial se conoce como el coeficiente de Gordon & Burton[24], mientras que, z_0 , el cual se relaciona a la anchura de la capa de hidrógeno atómico, sigue un

incremento exponencial por fuera del círculo solar, es decir:

$$z_0(R) = \begin{cases} 0,25 \text{ kpc} & , R \leq 10 \text{ kpc} \\ 0,083 \exp(0,11R) \text{ kpc} & , R > 10 \text{ kpc} \end{cases} \quad (3.3)$$

La distribución de hidrógeno molecular fue propuesto inicialmente por Bronfman[19] usando observaciones de la emisión de CO ya que su abundancia se correlaciona con la distribución y abundancia del hidrógeno molecular[19, 20], la expresión viene con la forma:

$$n_{H_2}(R, z) = n_{H_2}(R) \exp[-\ln(2) (z/70 \text{ pc})^2] \quad (3.4)$$

Por otro lado, el gas ionizado se representa mediante el modelo de doble componente propuesto por Cordes

$$n_{HII} = 0,025 \exp\left[-\frac{|z|}{1 \text{ kpc}} - \left(\frac{R}{20 \text{ kpc}}\right)^2\right] + 0,2 \exp\left[-\frac{|z|}{0,15 \text{ kpc}} - \left(\frac{R}{2 \text{ kpc}} - 2\right)^2\right] \text{ cm}^{-3} \quad (3.5)$$

el primer término representa la gran cantidad de gas ionizado caliente distribuido en el plano, el segundo término representa las regiones de *HII* cercanas a $R = 4$ kpc. La distribución radial de $n_{HI}(R)$, $n_{H_2}(R)$ y n_{HII} se muestran en la figura 3.2 obtenida de [24], en ella, se observa mayor cantidad de gases en regiones inferiores a $R = 10$ kpc,

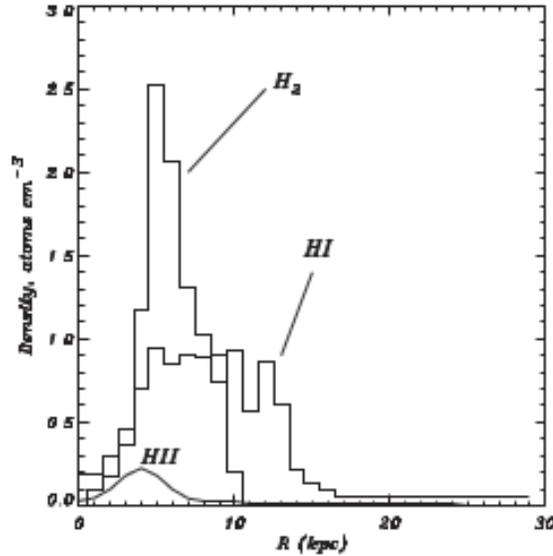


Figura 3.2: Distribución radial de hidrógeno atómico, molecular e ionizado a $z = 0$

esto está ligado a la presencia de sectores de creación estelar cercanas al núcleo[19]. La densidad de gases en el medio interestelar son condiciones que no se alteran durante las diferentes simulaciones en el proyecto Galprop, para el desarrollo de nuestro trabajo se seguirá los modelos de gases sugeridos por el manual del código que son los expuestos

en esta sección y a su vez los más aceptados actualmente para procesos de difusión y propagación.

3.1.2. Archivos I/O de datos

El código de Galprop recibe las especificaciones del medio interestelar, procesos nucleares, procesos de difusión entre otros, al leer las variables desde un archivo de entrada conocido como Galdef. Con este, se puede delimitar y construir el medio interestelar que se considere adecuado para la simulación, así como establecer la capacidad del medio de dispersar partículas y de generar ciertas fluctuaciones en el espectro del flujo de partículas. En el archivo Galdef, se puede establecer la simetría con que se desea realizar el estudio (con simetría cilíndrica o con sistema cartesiano) y a su vez determinar la fineza del mallado espacial y energético. Mediante el archivo Galdef, se introduce la posición y luminosidad de las tres fuentes puntuales así como los parámetros de ajuste en la distribución de los eventos de SNR y la forma del campo magnético del medio interestelar. La abundancia de especies nucleares ya viene preestablecido por el código, pero en cualquier momento pueden ser modificadas, así como el tipo de núcleos que desees encontrar en propagación. El archivo te permite delimitar a tan solo protones o a incluir desde protones hasta hierro en el chorro propagado. La relación entre hidrógeno y helio y de moléculas de hidrógeno con monóxido de carbono es otra de las características modificables, aunque en el manual se propone ciertos valores para este aspecto.

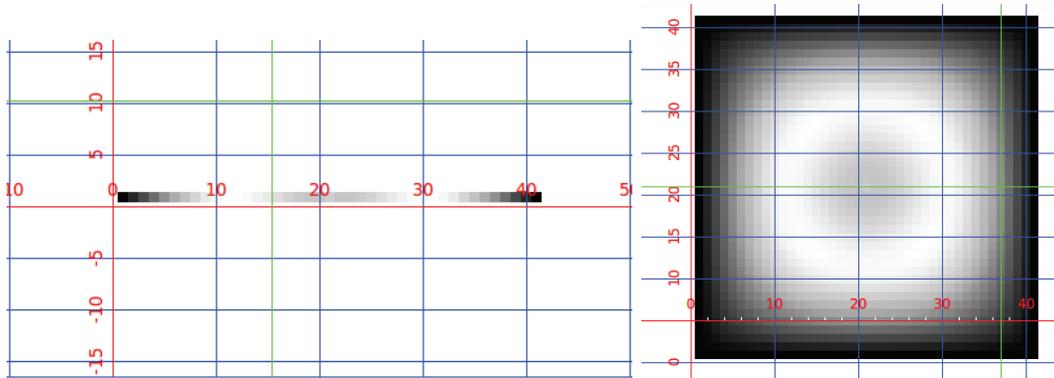


Figura 3.3: Izquierda: Flujo en el plano $z = 0$ y en $y = 0$. Derecha: Distribución completa para toda la galaxia. Imágenes obtenidas del preanálisis de los archivos de salida de las primeras simulaciones mediante el programa DS9. La escala de gris determina el nivel del flujo y su valor se extrae al analizar el archivo FITS para la posición solar.

Supongamos que desde una terminal se simula un archivo de entrada llamado galdef_54_xxx.txt, los archivos resultantes son de tipo FITS multidimensionales. Como resultado de la simulación se obtiene dos tipos de archivos comprimidos llamados nu-

clei_54_xxx.gz y nuclei_full_54_xxx.gz. El primero es el simplificado y expresa los resultados en el plano galáctico $z = 0$, no contiene dependencia en y , mientras que el otro, es el completo y expresa los resultados para cualquier valor de x, y, z (observe figura 3.3). El valor en escala de gris es el flujo que se obtiene en la posición (x, y, z) en unidades $MeV^2 (cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}MeV^{-1})$. La posición solar en el sistema de referencia del código es en $x = 8,5 y = 0 z = 0$; por tanto, basta con utilizar el archivo simplificado.

3.1.3. Esquema de Simulación

El programa principal del proyecto Galprop se llama galprop. Este programa esta encargado de realizar algunos procesos: invocar la rutina de lectura del archivo GALDEF, leer los datos de reacciones nucleares desde las matrices de datos ubicado en el fichero FITS, distribuir en la galaxia el gas interestelar, el campo de radiación y el campo magnético, crear los rayos cósmicos, propagar las diferentes partículas, y finalmente almacenar en el destino indicado las matrices de resultados.

Para ejecutarlo desde una terminal, inicialmente se debe ir a la ubicación en donde fue compilado el código fuente, el programa se encuentra ubicado dentro del fichero source. La línea de comando para nuestro caso es la siguiente: `jpaez@jpaez-HP-Pavilion-14-Notebook-PC: $ /Galprop/source/galprop -r xxx -o /Documentos/Resultados. -r` le indica al programa que ejecute la simulación en base a la información inicial ubicada en el archivo `galdef_54_xxx.txt`. `-o` indica que los de resultado los guarde en la posición `/Documentos/Resultados`.

El proceso de simulación se esquematiza de la siguiente forma:

Leer archivo GALDEF usando la clase Galdef.

Crear el objeto Galaxia con las especificaciones e inicializarlo.

Computar todas los parámetros para los Rayos Cósmicos especificados en GALDEF
 | Matrices de Datos para x,y,z,r, p, Ekin, dp/dt, fragmentación, decaimientos, Dxx
 | Dpp, ISRF, Campo Magnético, sección eficaz.....

Loop según el parámetro network iterations

```
|
| Loop de las especies nucleares empezando por las más pesadas
| |
| | Propagación de las partículas
| | | función de distribución de fuentes para especies pesadas
| | |
```

||| Paso temporal decreciente tal como se establece en GALDEF
||

Guardar el resultado de la distribución Rayos C3smicos
Generar fuentes de emisi3n de rayos gamma
Guardar el resultado del campo de emisi3n de rayos gamma
Generar skymaps de rayos gamma
Guardar el skypemap resultante de rayos gamma
Generar fuentes de emisi3n de sincrotr3n
Guardar el resultado del campo de emisi3n de sincrotr3n
Generar skymaps de sincrotr3n
Guardar el skypemap resultante de sincrotr3n
Eliminar archivos intermedios
Salir

3.2. Par3metros Espec3ficos

Para la simulaci3n es necesario hacer como una construcci3n, mediante la selecci3n de modelos, del tipo de galaxia, medio interestelar y los mecanismo de dispersi3n que sean acorde a los procesos de propagaci3n que se desean estudiar. Ya hemos abordado la configuraci3n a usar para el tipo de mol3culas de gases que encontraremos en la galaxia y su distribuci3n espacial, ahora para finalizar con el moldeo de la galaxia que necesitamos, es necesario establecer el tipo de campo magn3tico, las fuentes de rayos c3smicos y la delimitaci3n de los procesos que se involucran en la difusi3n (o reaceleraci3n o convecci3n).

3.2.1. Reaceleraci3n o Convecci3n

Al simular la propagaci3n de n3cleos en el medio interestelar, se puede subdividir los procesos mediante los cuales se introduce deflecci3n de la trayectoria en tres fen3menos generales: difusi3n, reaceleraci3n y convecci3n. La difusi3n se encuentra relacionada a la din3mica al propagarse el n3cleo, los otros dos fen3menos se relacionan con la deflecci3n que experimenta el cuerpo. Entonces construimos dos escenarios que han sido analizados en diversos trabajos [17, 24, 31].

La difusi3n m3s reaceleraci3n tiene como par3metros principales a z_h , D_0 , y v_A , ρ es arbitrario si δ es constante, esta combinaci3n es capaz de reproducir el espectro B/C con el simple hecho de introducir poca variaci3n en el coeficiente de dispersi3n cerca

a los puntos de quiebre, aunque es posible obtener los mismos resultados al incluir alta variación en el punto de referencia del coeficiente de dispersión siempre y cuando se introduzca índices variables en el espectro nuclear en altas energías. La difusión más convección tiene como parámetros principales a z_h , D_0 , δ_1 , δ_2 , ρ_0 , y dV/dz , en este caso z_h es el parámetro variable para este escenario, esta combinación es una condición de simulación que ofrece buenos resultados al simular el espectro relativo entre núcleos primarios y secundarios o también al simular la radiación de isótopos. Los rayos cósmicos que se encuentren en la zona convectiva de la galaxia, no pueden retornar hacia el plano galáctico debido a la divergencia de la velocidad convectiva se acrecienta al dirigirse al exterior del plano galáctico [26]. Estas combinaciones de procesos son capaces de reproducir las principales observaciones astrofísicas en los rayos cósmicos.

Para el caso de estudio, los fenómenos de reaceleración han presentado excelente resultados al estudiar el flujo de partículas en altas energías y el cociente entre núcleos secundarios para todo el intervalo energético, esto se puede observar en la figura 3.4, se explica mejor la propagación y el flujo de las partículas con este fenómeno, es por este motivo que para nuestra aceleraciones descartamos fenómenos con convección para realizar simulaciones netamente con reaceleración, el parámetro que engloba este aspecto es el `diff_reacc = 1` en el caso de reaceleración y difusión u 11 en el caso de reaceleración de Kolmogorov con damping.

3.2.2. Fuentes de Rayos Cósmicos

Diversos trabajos se han llevado a cabo [4, 5, 17, 31] con el fin de asociar, mediante simulación, los flujos de rayos cósmicos medidos a eyecciones de cuerpos astrofísicos considerados como posibles fuentes. Para nuestro estudio consideramos dos marcos de distribución de fuentes, uno con fuentes puntuales (objetos astrofísicos con capacidad de emisión) como Centaurus A, Messier 87 y Galaxia Circinus, mientras que el otro es una distribución anisotrópica que sigue cierta distribución espacial propuesta en Galprop.

Fuentes Puntuales

Los cuerpos astrofísicos se tomaron en cuenta en función de su cercanía con la galaxia (< 20 Mpc) y su alta luminosidad ($> 10^{40}$ erg/s). La posición y luminosidad de los cuerpos fueron tomadas de la Base de Datos Extragaláctica de NASA/IPAC o NED (The NASA/IPAC Extragalactic Database) (Obsérvese el cuadro 3.1).

Estos datos están en función al sistema de referencia terrestre, mientras que para el código, el sistema de referencia es el centro galáctico con un sistema de coordenadas

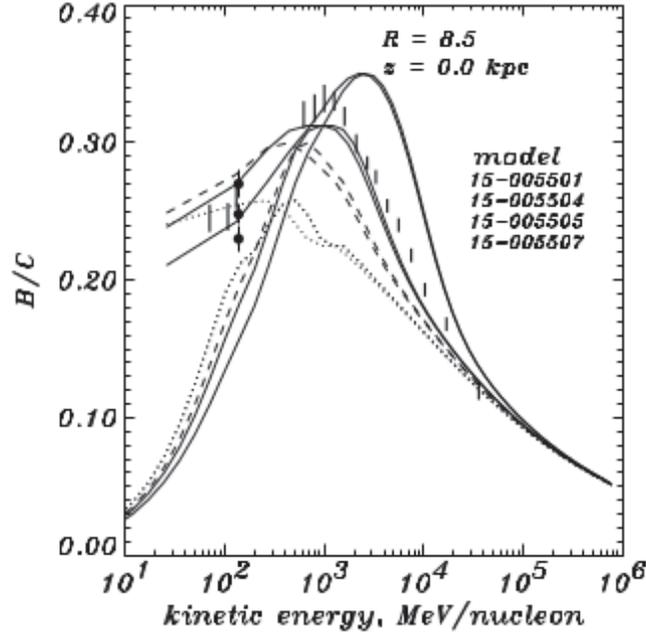


Figura 3.4: razón de los flujos de boro y carbono B/C con $z_h = 5$ kpc, líneas puntuadas (no reaceleración $v_A = 0 \text{ kms}^{-1}$), caso con reaceleración (líneas sólidas v_A de 20 - 30 kms^{-1} , las barras representan los datos experimentales obtenidas de HEAO 3 y Voyager.

Cuerpo Astrofísico	Posición			Luminosidad [erg/s]
	Distancia [Mpc]	Long. G (l) [°]	Lat. G (b) [°]	
Centaurus A	$3,69 \pm 0,433$	309,52	19,42	$1,79 * 10^{45}$
Messier 87	$16,64 \pm 2,586$	283,77	74,49	$3,48 * 10^{42}$
Galaxia Circinus	$4,207 \pm 0,006$	311,33	-3,81	$8,47 * 10^{41}$

Cuadro 3.1: Luminosidad y Posición relativa a la tierra de Centaurus A, Messier 87 y Galaxia Circinus obtenidas de Nasa Extragalactic Database (NED)

cartesiano, entonces es necesario establecer una ecuación de cambio de coordenadas entre los parámetros terrestres y los galácticos. Considerando que el sol en el sistema galáctico se ubica en $x = 8,5$ $y = 0$ $z = 0$, es decir $x_{sol} = 8,5$ kpc y que la posición de los cuerpos astrofísicos considerados como fuentes se parametriza con x , y , y z . Por geometría se puede determinar que $\tan(\theta) = \left(\frac{x}{x-x_{sol}}\right) \tan(b)$ y $\tan(\varphi) = \left(\frac{x}{x-x_{sol}}\right) \tan(l)$ donde θ y φ serían los ángulos de latitud y longitud desde el centro galáctico respectivamente. Como el factor $\frac{x_{sol}}{x} \sim 0$ debido a que x_{sol} es tres órdenes de magnitud menor a la posición x para cualquier fuente extragaláctica, entonces se puede afirmar que los ángulos de latitud y longitud proporcionado para el eje terrestre en el cuadro 3.1, son similares a los ángulos que se mediría desde el eje establecido en el centro galáctico. En base a esto podemos usar los mismos ángulos y distancia de la base NED para,

por medio del cambio de coordenadas de esféricas a cartesianas, calcular la posición de los cuerpos e introducirlo en el archivo Galdef junto con su luminosidad. El archivo requiere que las unidades para la posición de las fuentes sea en kpc y la luminosidad en erg/s.

Distribución Anisotrópica de Fuentes

La función de distribución de la fuente viene expresada de la forma:

$$q(\mathbf{r}, \rho) = q_{pri}(\mathbf{r}, \rho) + \sum q_{sec}(\mathbf{r}, \rho) \quad (3.6)$$

donde q_{pri} representa la función de fuentes de rayos cósmicos primarios, el término q_{sec} es para las fuentes de isótopos secundarios (representa a las reacciones nucleares en el medio interestelar), esta función es dependiente de la posición y la energía del núcleo por medio de la rigidez magnética $\rho \equiv pc/Ze$. La distribución de fuentes galácticas de rayos cósmicos primarios utilizada en este estudio se basa en el trabajo de distribución de supernovas propuesto por Case & Bhattacharya en 1998. En el caso de las fuentes secundarias, estas vienen relacionadas a la tabla de secciones eficaz de reacciones nucleares del código Galprop, entonces es necesario enfocarnos y delimitar las fuentes primarias e introducir las a los modelos de fuentes en el código fuente. De [31] se conoce que la distribución de fuentes podría seguir una ley de potencia con índices de quiebre como $q(\mathbf{r}, \rho) \propto Q(\mathbf{r}) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^g$. Podemos asumir que las fuentes irradian una energía fija para los diferentes núcleos en la diferentes posiciones; es decir, cierto nivel de luminosidad para cada punto espacial, esto hace que la parte energética (la rigidez) no induzca variación en la función haciendo que $q(\mathbf{r}, \rho) \sim Q(\mathbf{r})$ sea variable unicamente por la posición \mathbf{r} .

Para [24], la función $Q(\mathbf{r})$ que mejor reproduce los datos de radiación gamma de EGRET y flujos nucleares de Auger viene expresada por:

$$Q(\mathbf{r}) = q(R, z) = q_0 \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^\alpha \exp\left(-\beta \frac{R - R_\odot}{R_\odot} - \frac{|z|}{0,2kpc}\right) \quad (3.7)$$

donde q_0 es una constante de normalización que representa la porción energética y es proporcional a la luminosidad del punto espacial de distribución, α y β , son constante de normalización relacionados a la sensibilidad de la parte radial y al halo galáctico respectivamente y $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. Los parámetros usados para las diferentes formas de simulación se resumen en el cuadro 3.2. El código permite establecer una distribución paramétrica al incluir la línea source_model en el archivo Galdef, la cual determina el tipo de modelo de fuente nuclear a usar, la opción source_model = 1, permite ingresar la función descrita en la ecuación 3.7. Para el caso Forma D, el parámetro 3 del cuadro 3.2

Parámetro	Variable en Galprop	Modelo			
		Forma A	Forma B	Forma C	Forma D
α	source_parameters_1	1,69	0,5	1,69	0,4751
β	source_parameters_2	3,22	1	3,22	2,1657
R_{max} [kpc]	source_parameters_3	15	15	15	—

Cuadro 3.2: Resumen paramétrico de las variables que ajustan la distribución de fuentes primarias

no se incluye, porque este factor delimita la región en donde se distribuye las fuentes. La Forma A, B, y C se programan con la intención de simular propagación con fuentes puntuales extragalácticas, de ahí que se limita la función al establecer el parámetro 3 en 15 kpc haciendo que la función simule presencia de fuentes locales de bajas energías dentro del plano. En el caso D, no se limita este factor, permitiendo la existencia de una distribución de fuentes extragalácticas reemplazando así a las fuentes puntuales para dicho ambiente de simulación.

3.2.3. Campo Magnético

La distribución espacial y la magnitud del campo magnético en la galaxia tienen un impacto directo sobre el número de partículas cargadas que se propagan en cierta región. El campo magnético Galáctico se subdivide en dos partes: el campo del disco y el campo del Halo. Cada uno de esto posee componentes regulares y turbulentos, a pesar de que la magnitud del campo turbulento es alta, es la magnitud del campo regular el que influye y contribuye predominantemente a la propagación de Rayos Cósmicos, esto obliga a proponer diferentes tipos de modelos magnéticos galácticos para la simulación de la propagación de dichos núcleos atómicos.

Gran parte de la información de la componente regular del disco se obtiene por las mediciones de rotaciones de Faraday de pulsares y fuentes de radio extragalácticas[12, 29]. El campo magnético, en el disco, se asemeja a la estructura espiral de nuestra Galaxia[10, 21] (Obsérvese figura 2.3 y 2.4). Incluso se puede observar cambios de direcciones abruptas presentando disposiciones de dirección del campo opuestas entre brazos de espirales adyacentes (Bisimetría o modelo BSS) o no observarse esta variación en la dirección (Axiométrico, o modelo ASS).

Ante los diferentes ambientes interestelares que se propone en la sección 3.3, se probará tres modelos claramente diferenciados en función de su capacidad de reproducir la magnitud experimental del campo magnético[10, 11, 21, 29]. Tenemos **El Modelo Circular o C1**, es un modelo referencial de prueba, lo propone Galprop y se encuentra

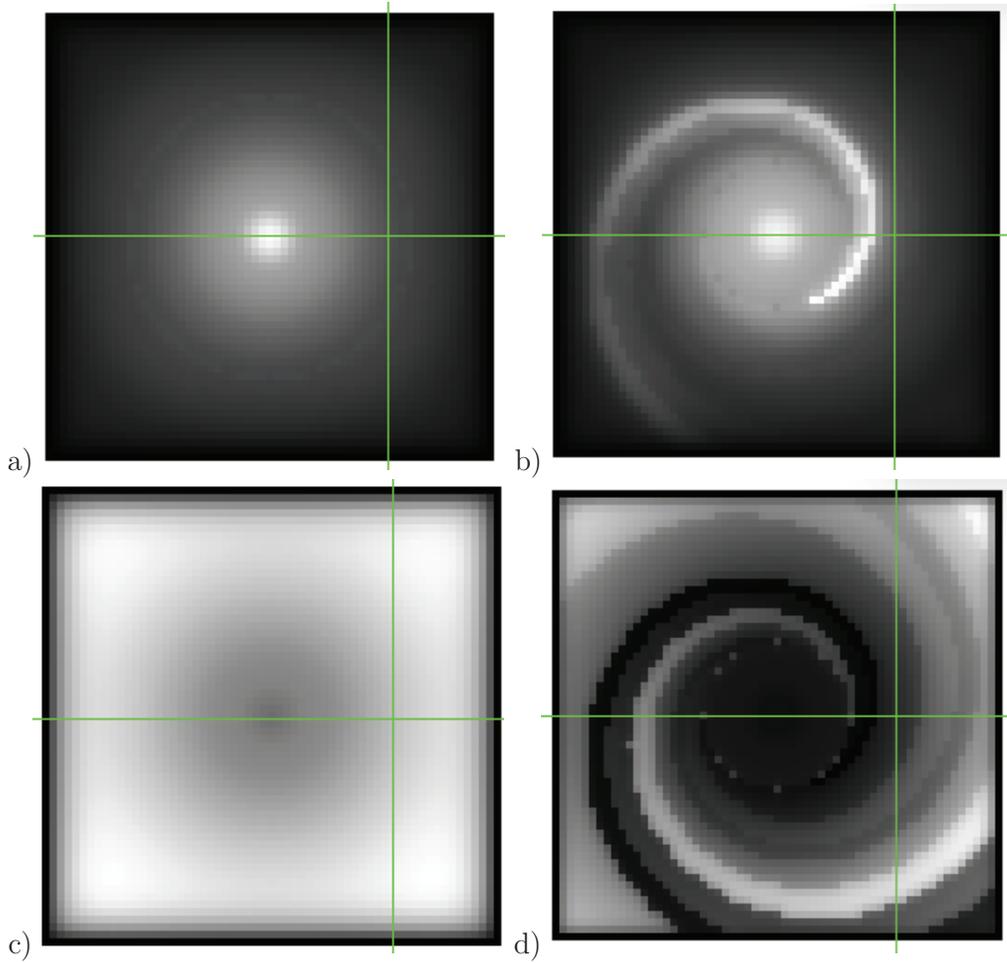


Figura 3.5: Estas imágenes son los flujos de electrones producto de la simulación de la Forma B y C. En la parte superior encontramos electrones con energía $\sim 10^9$ eV, en la inferior con energía $\sim 1,52 * 10^{12}$ eV. En la izquierda se muestra el resultado de simulación con campo C2, mientras que las imágenes de la derecha son resultado de simulación con campo C3. La imagen c) pertenece al modelo Forma B. La posición del sol se muestra por la intersección de las líneas verdes

en el archivo base de modelos de campo llamado “B_field_3D_model.cc”, este es una distribución circular parametrizada ubicada en el plano galáctico; $B_x = B_0 \cos(\phi)$ y $B_y = B_0 \sin(\phi)$, la magnitud del campo B_0 es de $6 \mu\text{G}$ y el ángulo de parametrización utilizado se obtiene de las posiciones en el plano $\phi = \text{atan2}(y, x) + \pi/2$, el campo turbulento es de magnitud $5 \mu\text{G}$ y se distribuye de la misma forma. se tomo este modelo por su simplicidad y como calibrador de la simulación ya que se espera que este campo no provea de la deflexión necesaria haciendo que los flujos simulados se encuentren por encima del flujo experimental. **El Modelo Galoprop_Original o C2** es uno de los primeros esfuerzos de establecer un modelo para el campo magnético regular[27], se fundamenta en una simetría de plato o cilíndrica y su expresión viene de

la forma $B_{field} = B_0 * \exp(-(r - r_{\odot})/r_{scale}) * \exp(-|z|/z_{scale})$ donde B_0 , r_{scale} y z_{scale} son parámetros con los que se ajusta la distribución. Esta ecuación concuerda con los valores experimentales del campo para cuando $B_0 = 7 \mu\text{G}$, $r_{scale} = 50 \text{ kpc}$ y $z_{scale} = 2,0 \text{ kpc}$. **El Modelo Jasson, Farrar, JF12_Fornengo o C3** es un modelo reciente considerado uno de los mejores para explicar la distribución magnética en la galaxia, este fue propuesto por [11, 12], es uno de los modelos más completos capaz de sustentar teóricamente gran parte de los componentes del campo magnético galáctico tales como: la región del disco, el halo, regular de gran escala, toroidal, el campo fuera de plano con estructura X, entre otros. Este modelo garantiza las espirales gaseosas ya que su distribución es similar. Dado que es un modelo con 21 parámetros de ajuste su explicación matemática puede ser encontrada con mayor precisión en [12].

Como en las vecindades del sistema solar la mayoría de campos coinciden, se espera pequeñas diferencias en los flujos simulados para una misma Forma de simulación entre los campos C2 y C3 (Obsérvese la figura 3.5), el efecto de la diferenciación entre campos se magnifica si observamos la distribución de las partículas en todo el plano galáctico (flujo en toda la región galáctica).

3.3. Escenarios de Simulación

Hemos estudiado 4 escenarios posibles, el cambio entre uno y otro radica principalmente en la capacidad de difusión y de deflexión magnética incorporada a las simulaciones con diferentes fuentes de rayos cósmicos locales y externos. Entre los marcos de simulación considerados, hay parámetros que son compartidos y no varían entre ellos, de estos tenemos a la abundancia relativa de núcleos, el tamaño de halo y aumentar el número de repetición en el bloque general de simulación para incluir con mayor precisión la producción secundaria nuclear.

La abundancia nuclear es un aspecto que se estudio en [21] y su cantidad se relaciona directamente a la probabilidad de que los núcleos se escapen del disco galáctico al propagarse, en comparación a resultados experimentales[17], incluyendo espectros de flujos relativos tales como rayos cósmicos secundarios/primarios y mediante la comparación del flujo de núcleos producto de la presencia de boro, carbono, oxígeno, e hierro en el medio solar. La abundancia de las especies nucleares se propone en el código[25]. El halo solar es indispensable para la propagación de rayos cósmicos esta propiedad es más manejable a nivel de simulación y permite ajustar los espectros los flujos simulados a los experimentales[31], un halo ancho, de más o menos 10 kpc, implica mayor estabilidad para procesos de reaceleración. Sin reaceleración pero con convección, un halo

pequeño, de apenas ciertos kpc, es requerido para garantizar ajuste en el espectro del Be[24]. Un límite en el halo permite procesos mixtos entre convección y reaceleración ya que para el código, partículas que se encuentren más allá del límite, escapan con la dinámica de una partícula libre impidiendo su reingreso; para nuestro caso, el tamaño del halo es de 10 kpc, es decir, el mínimo sería $z_h = -10$ kpc hasta $z_h = 10$ kpc con pasos de 0,5 kpc. Para el caso de repetición en la interacciones, el código puede, en una sola corrida de simulación, calcular la presencia de especies secundarias y primarias pero para garantizar una mayor precisión introduce la posibilidad de en la primera corrida calcular flujos de núcleos primarios y secundarios y con una segunda corrida mejorar el factor de núcleos secundarios aprovechando la presencia de los primarios y el gas interestelar. Para nuestro caso en particular con `network_iter_compl = 2` bastaría. Hay otros estudio que consideran hasta 10 repeticiones porque se enfocan en otros factores ajenos a los de esta investigación.

Forma A Este escenario se especializa en una capacidad dispersiva promedio del medio interestelar a su vez que introduce procesos de alto impacto magnetohidrodinámicos, el quiebre en el espectro es introducido en bajas energías, se espera que el coeficiente de difusión siga un espectro de Kolmogorov excluyendo la presencia de un quiebre en el flujo para regiones ultraenergéticas. **Forma B** Este escenario se concentra en una alta capacidad dispersiva, eso se expresa en el coeficiente de difusión alto (Obsérvese cuadro 3.3). Al igual que la Forma A, este escenario no presenta variación en el espectro del coeficiente de difusión (Obsérvese figura 3.1), no se considera la posibilidad de variación en los índices de potencia para altas energías, se espera un decaimiento lineal en escala logarítmica. **Forma C** Alto impacto en ondas de MHD inducido por su gran valor de velocidad de Alfvén, no se sigue el espectro de Kolmogorov ya que se introduce un quiebre y diferenciación entre los índices del coeficiente de difusión esto induce efectos de pérdida de partículas a altas energías para garantizar efecto GZK. Para todos las primeras tres formas la distribución de eventos de SNR se acota a regiones dentro de la galaxia (acotar hace que la función 3.7 deje su rol de fuentes galácticos y se considere como fuentes locales primarios de bajas energías) mientras que se toma como fuente extragalácticos de Rayos Cósmicos a los cuerpos astrofísicos descritos en la sección 3.2.2, con este marco de propiedades se espera obtener una similitud al flujo experimental. **Forma D** Es un ambiente de referencia propuesto en el código Galprop, está orientado a la simulación de propagación conservando una distribución de varias fuentes anisotrópicas locales de SNR y externas según los modelos planteados. Para esto se usa la ecuación de distribución con parámetros α y β relacionados a la respuesta radial y a la sensibilidad de la distribución con respecto al ancho del halo.

Del conjunto de escenarios con los que se pretende reproducir el espectro del flujo experimental medido por el Observatorio Auger, la Forma C es el ambiente de simulación que más se recomienda en la literatura ya que sus parámetros describen las características que se conocen del medio de una forma más precisa, se considera que esta es la más idónea para reproducir el espectro, aunque con la Forma D se esperaría una buena aproximación del espectro del flujo para un rango de energía inferior a los focalizados en este estudio.

Parámetro	Descripción	Modelos			
		Forma A	Forma B	Forma C	Forma D
Inserción Nuclear					
g_0	Índice de inserción para $\rho < \rho_0$	1,9	—	1,9	—
ρ_0	Primer quiebre en el espectro de inserción de RC, MV	$11 * 10^3$	—	$11 * 10^3$	—
g_1	Índice de inserción para $\rho_0 < \rho < \rho_1$	2,5	1,8	3,26	1,82
ρ_1	Segundo quiebre en el espectro de inserción de RC, MV	$3 * 10^5$	$20 * 10^3$	$3,98 * 10^{12}$	$9 * 10^3$
g_2	Índice de inserción para $\rho_1 < \rho < \rho_2$	2,35	2,5	2,55	2,36
ρ_2	Tercer quiebre en el espectro de inserción de RC, MV	—	—	$2,88 * 10^{13}$	—
g_3	Índice de inserción para $\rho_2 < \rho$	—	—	4,3	—
$J(E)$	Factor de normalización del flujo, $cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}MeV^{-1}$	$10,7 * 10^{-12}$	$5,75 * 10^{-9}$	$8,56 * 10^{-12}$	$5,75 * 10^{-9}$
E	Nivel de energía en el que se aplica el factor de normalización del flujo, MeV	$1 * 10^6$	$1 * 10^5$	$1 * 10^6$	$1 * 10^{10}$
He/H	Abundancia relativa de He con respecto a H para fuentes de RC	0,0932	0,11	0,0932	0,11
Inserción Electrónica					
g_0	Índice de inserción para $\rho < \rho_0$	1,6	1,6	1,6	2,50
ρ_0	Primer quiebre en el espectro de inserción de RC, MV	$4 * 10^3$	$4 * 10^3$	$4 * 10^3$	$1 * 10^3$
g_1	Índice de inserción para $\rho_0 < \rho < \rho_1$	2,7	2,42	2,7	2,42
ρ_1	Segundo quiebre en el espectro de inserción de RC, MV	$7 * 10^4$	$1 * 10^9$	$7 * 10^4$	$1 * 10^3$
g_2	Índice de inserción para $\rho_1 < \rho < \rho_2$	2,33	5,0	2,33	2,5
ρ_2	Tercer quiebre en el espectro de inserción de RC, MV	$2 * 10^6$	—	$2 * 10^6$	—
g_3	Índice de inserción para $\rho_2 < \rho$	5,0	—	5,0	—
Propagación					
D_0	Coefficiente de Difusión en $10^{28}cm^2s^{-1}$	5,75	11,8	5,75	6,1
δ_{1D}	Índice de quiebre de espectro para $\rho_D < \rho_{1D}$	0,33	0,33	0,33	0,33
ρ_{1D}	Quiebre en el espectro del coeficiente, MV	$4,0 * 10^3$	$4,0 * 10^3$	$3,0 * 10^5$	$4,0 * 10^3$
δ_{2D}	Índice de quiebre de espectro para $\rho_{1D} < \rho_D$	0,33	0,33	0,16	0,37
diff_reacc	1 = Difusión + Reaceleración, 11 = Difusión de Kolmogorov + Damping[22]	11	1	1	11
v_{Alfven}	Velocidad de Alfvén, kms^{-1}	32	20	32	30

Cuadro 3.3: Resumen paramétrico de los modelos, se considera netamente difusión + reaceleración

Capítulo 4

Resultados y Análisis

Se propone hacer un análisis comparativo entre el flujo de partículas ultraenergéticas a partir de los datos del Observatorio Pierre Auger (conocido como flujo experimental) con los flujos de los diferentes escenarios de simulación (conocido como flujo simulado) que incluyen los diferentes Campos Magnéticos y parámetros planteados en las secciones 3.2 y 3.3. El flujo experimental será la función referencial y cualquier diferencia con la misma hará las veces de parámetro mediador con el fin de discriminar los escenarios de simulación y los efectos de los diferentes campos sobre el flujo simulado.

Para esquematizar la diferenciación entre los flujos podemos hacer referencia a las características del espectro de partículas a altas energías explicado con mayor detalle en la sección 2.1.1. Se debe recalcar que el espectro experimental tiene tres aspectos relevantes que pueden ser aprovechados para caracterizar el proceso de comparación. El primero, y el más fundamental, es que cumpla con la ley de potencia decayente del espectro, es decir, es necesario que se observe una disminución del flujo conforme aumenta la energía. Otra característica es la discontinuidad (o quiebre espectral) en la ley de potencias, conocido como tobillo del espectro, este quiebre se observa a los 3×10^{18} eV según [2, 6] o a los 4.02×10^{18} eV según [2]. Se atribuye este comportamiento en el flujo, principalmente a la transición de la presencia de partículas galácticas a extragalácticas. Otro aspecto fundamental para la comparación es el alto decaimiento del número de partículas cuando la energía de propagación es superior a los 4×10^{19} eV [2], este comportamiento se atribuye al efecto GZK.

4.1. Obtención Flujo Experimental

El flujo experimental se obtiene de una base de datos de eventos proporcionados por el Observatorio Pierre Auger, esta puede ser encontrada en [1] con datos de eventos superiores a 52 EeV en fechas delimitadas desde Mayo de 2004 hasta Marzo de 2014.

Para eventos de 0.1 a 51.3 EeV se debe recurrir a la página auger.colostate.edu/ED/ con alrededor de 42179 eventos en ese rango energético y delimitadas desde Mayo de 2004 hasta septiembre de 2015, o puedes obtener todos los eventos de la base de datos del Observatorio registrados hasta Septiembre de 2015 al hacer click en el link [ascii file](#) de la página auger.colostate.edu/ED/. Ya sea por medio de la web o a través del paper, cada suceso se registra con los siguientes datos: año, día del año, ángulo zenith, energía, ascensión vertical, ángulo de declinación, longitud galáctica y latitud galáctica.

El Proceso es simple, tenemos un conjunto de datos, se procede a construir los histogramas para contabilizar los eventos medidos para cierto rango energético. Tenemos que el flujo J de Rayos Cósmicos viene descrita por la siguiente ecuación:

$$J(E) = \frac{d^4 N_{inc}}{dE dA d\Omega dt} \cong \frac{\Delta N_{sel}(E)}{\Delta E} \frac{1}{\xi(E)} \quad (4.1)$$

Donde N_{inc} es el número de Rayos Cósmicos que inciden sobre una superficie infinitesimal dA , dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ en un tiempo dt . $\Delta N_{sel}(E)$ es el número de eventos contabilizado de cada histograma centrado en el nivel de energía E con un ancho de histograma ΔE . $\xi(E)$ es un parámetro llamado la exposición del Observatorio, esta variable es una medida de la predisponibilidad y capacidad de apertura del Observatorio para registrar sucesos de forma precisa y sin inconvenientes[2], es de esperar que este parámetro es dependiente de efectos climáticos que inducen error principalmente sobre los detectores aerofluorescentes[6, 14], además es una forma de medir la eficiencia de los varios procesos de análisis, de los procesos de reconstrucción energética e incluso la evolución temporal de la señal de los detectores durante un período T [2]. Actualmente la exposición se encuentra en 12790 km²sr yr.

Dada la gran cantidad de eventos, en el paper establecen reglas de selección con el objetivo de filtrar los datos con las características que se deseen. En [2] se explica el proceso de selección, y el parámetro de exposición de los instrumentos del Observatorio Pierre Auger. De las seis características de selección explicadas en el trabajo, tres son las que consideramos relevantes para esta tesis. De entre ellas tenemos que según [2, 6] un buen criterio de selección serían los eventos con ángulo zenith menor a 60° (se excluyen evento muy lateralizados), la incertidumbre en la reconstrucción energética, la cual incluye la incertidumbre del flujo lumínico y geométrico, no debe exceder el 20 %, y por último, solo se considera eventos con períodos climáticos de baja nubocidad. El proceso de obtención de los histogramas de frecuencia de eventos en función de la energía se lo explica en un tutorial en línea proveído por el Observatorio, fácilmente se puede acceder a él mediante <https://www.auger.org/index.php/edu-outreach/event-display>.

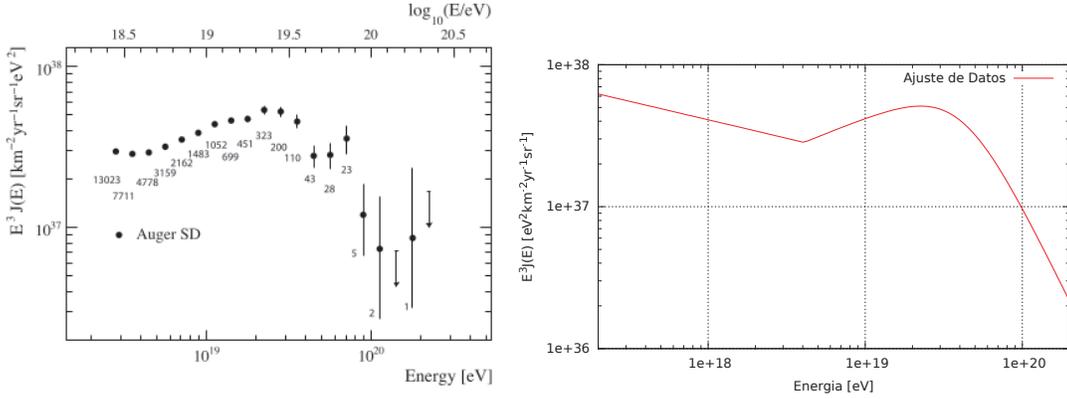


Figura 4.1: Izquierda: Refleja los datos experimentales obtenidos mediante el proceso de histogramas propuesto en la página del Observatorio y en el paper [2]. Derecha: Ajuste estadístico de los datos experimentales con la presencia del tobillo en 4.02×10^{18} eV. El flujo ha sido multiplicado por E^3 para maximizar las micro fluctuaciones y evidenciar los cambios en el flujo.

En [2], luego de obtener el número de eventos para cada histograma en función de la energía de propagación (Obsérvese la figura 4.1) siguiendo el planteamiento de la ecuación 4.1, se propone una función que incluya matemáticamente la transición GZK y la transición del tobillo, por tanto se plantea que la función sería de la forma

$$J(E) \propto \frac{E^{-\gamma_x}}{1 + \exp\left(\frac{\log_{10}(E) - \log_{10}(E_{1/2})}{\log_{10}(W_c)}\right)} \quad (4.2)$$

Donde $E_{1/2}$ es la energía en la cual el flujo disminuye a la mitad en la extrapolación (Induce la presencia del decaimiento por GZK) y w_c parametriza el ancho de la región en el que observamos GZK. Para reproducir la transición en el tobillo, la variable γ_x será igual a γ_1 cuando $E < 10^{18,61}$ y será igual a γ_2 cuando $E > 10^{18,61}$. Los parámetros del ajuste se resumen en el cuadro 4.1. La función suavizada resultado del ajuste se observa en la figura 4.1 y es la función que se usa para realizar el proceso comparativo con los flujos simulados. Hay que tomar en cuenta que esta función necesita de valores de normalización que cumplan dos tareas, garantizar continuidad en $E = 10^{18,61}$ y reproducir los niveles de flujo medidos por el Observatorio. El valor de normalización de $J(E < E_{tobillo})$ es $1,96011 * 10^{42}$, mientras que de $J(E > E_{tobillo})$ es $1,2 * 10^{29}$.

4.2. Procesamiento Flujo Simulado

Una vez que el programa termina de simular tenemos un número de archivos de salida iguales al número de fenómenos que se hayan simulado, podemos obtener distri-

Parámetros	Función suavizada de Ajuste
$\gamma_1 (E < E_{tobillo})$	$3,26 \pm 0,04$
$\log_{10} (E_{tobillo}/eV)$	$18,60 \pm 0,01$
$\gamma_2 (E > E_{tobillo})$	$2,55 \pm 0,04$
$\log_{10} (E_{1/2}/eV)$	$19,61 \pm 0,03$
$\log_{10} (W_c/eV)$	$0,16 \pm 0,03$
$\chi^2/ndof$	$29,1/16$

Cuadro 4.1: Parámetros de ajuste con sus incertidumbres estadística para reproducir el espectro mixto del Observatorio Pierre Auger. Datos superficiales + datos aereofluorescentes [2]

bución de Radiación de Bremsstrahlung, Decaimiento Piónico, Flujo nuclear, Radiación de Sincrotrón, todos en formato FITS. Este tipo de archivos guarda información en forma matricial multidimensional. En nuestro caso nos hemos enfocado netamente en el flujo nuclear, hay dos archivos nucleares, uno simplificado con datos únicamente del plano galáctico mientras que el otro es más completo incluyendo diferentes regiones fueras del plano. En el archivo simplificado al igual que el completo el valor del flujo se identifica con el nivel de gris que se lee para cada pixel complementándose con 4 dimensiones para el simplificado o 5 dimensiones para el completo. Las primeras 2 dimensiones se relacionan con la posición x y y , la tercera dimensión del archivo hace referencia a la energía y la cuarta a las distintas especies en propagación como núcleos atómicos, leptones y antipartículas. Para el caso del archivo completo, las primeras tres dimensiones hacen referencia a la posición x , y y z , la cuarta a la energía y la quinta a las especies en propagación. La diferenciación entre la cantidad de datos de cada archivo puede evidenciarse en la figura 3.3.

Para acceder a la información de cada uno de los archivos se utilizó el programa DS9, un software completo que permite desde reescalar los niveles de flujo, hasta cálculos aritméticos entre varios flujos así como análisis de comparación. La información específica de cada dimensión se obtiene al acceder a la opción fichero, cabecera de cada archivo. Para facilitar la lectura de los niveles de flujo se puede establecer punteros sobre la región en donde se encuentra el sistema solar y extraer los datos fácilmente para ser trasladados a un archivo de texto numérico.

4.3. Análisis de Flujos

La diferenciación producida al considerar diferentes Modelos de Campo Magnéticos es evidente sobre todo por los niveles de complejidad de cada modelo. El modelo Circular es un modelo de prueba mientras que el más real, el modelo JF12_Fornengo,

genera resultados más realistas aunque este nivel de exactitud requiere de mayores parámetros y por ende mayor tiempo de simulado (Obsérvese Figura 3.5). Por otra lado, entre los modelos se observa un buen ajuste cuando se introduce el quiebre del espectro de inyección nuclear.

4.3.1. Influencia del Campo

El campo es fundamental al introducir procesos de reaceleración producto de la relación entre el coeficiente de difusión espacial y de momento mediante la velocidad de Alfvén. El flujo depende en gran medida de la capacidad difusiva del medio, el campo magnético induce difusión por dispersión magnetohidrodinámica, un campo más real es más efectivo al reproducir los flujos experimentales.

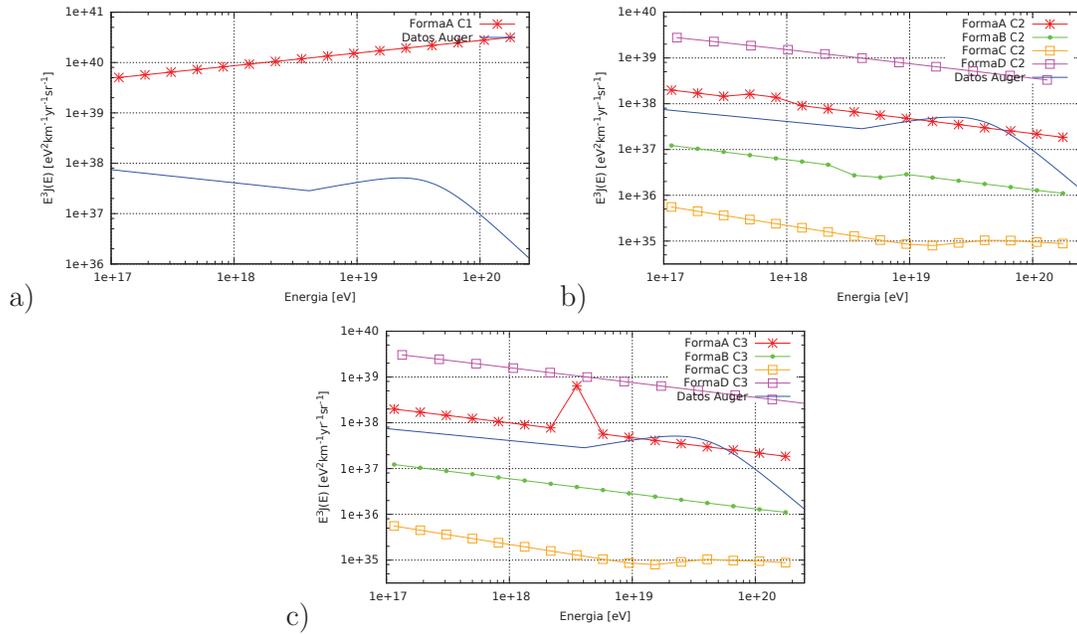


Figura 4.2: Resultado de los modelos de simulación para diferentes Campos Magnéticos a) Circular, b) Galprop_original, y c) JF12_Fornengo.

El campo de distribución circular sirve como Modelo de Campo calibrador del proceso, posee un intensidad no variable y con dependencia sinusoidalmente sobre el plano galáctico. Este campo produce un flujo de Rayos C3smicos mayor al experimental y crecientemente como se observa en la figura 4.2, se estima que esta distribuci3n no induce la deflexi3n necesaria que explique el flujo experimental. De hecho este comportamiento se predecía porque la intensidad magnética, que es el involucrado en los procesos de difusi3n magnetohidrodinámica, no posee los niveles adecuados para incurrir deflexi3n de trayectoria. Este modelo genera giroradios superiores a los necesarios para deflexi3n seg3n la ecuaci3n 2.2. Lo que varía es la direcci3n de las componentes

es forma circular. Además con la Forma B, C, y D no se observa flujo con este campo porque no es capaz de contener partículas extragalácticas.

Muy por encima de la forma del modelo de Campo Magnético a usar, se puede evidenciar que existen marcadas diferencias para un mismo modelo de campo solo al cambiar la Forma de simulación; es decir, al cambiar el ambiente interestelar y su capacidad dispersora. La brecha entre los flujos simulados y el experimental se debe principalmente a los valores de normalización en cierto nivel energético.

Aunque en algunos casos, la diferencia entre los campos no es notorio y prevalece más bien las características del medio como en la Forma C. Al analizar la influencia de los campos en la Forma A y B, podemos observar un precario intento de reproducir la transición del tobillo del espectro experimental para el caso del campo C2. Más bien, la Forma C introduce esta transición y se observa un leve decaimiento como tratando de reproducir el efecto GZK independiente del Campo usado, la brecha es producto del factor de normalización que no se escogió uno adecuado.

Entonces se puede observar que la influencia sobre el flujo de partículas no puede ser explicado con el simple hecho de considerar diferentes Campos Magnéticos en la propagación de partículas, se observa que existe la transición de componente galácticas a extragalácticas y el decaimiento GZK (Forma C Campo C2 y C3), cuando se considera una influencia integral tanto de las capacidades de reaceleración del medio interestelar, su distribución molecular y su capacidad dispersora como de la distribución magnética espacial y principalmente por las fuentes de alta emisión de partículas extragalácticas puntuales.

4.3.2. Impacto de los Modelos de Simulación

El impacto de la variación en los parámetros de simulación sobre la difusión y el flujo de Rayos Cósmicos al considerar los modelos propuestos en el cuadro 3.3 es evidente. Se observa que el código es altamente sensible ante una variación en el Coeficiente de Difusión y los índices en las regiones de quiebre del espectro de la inserción nuclear al igual que del parámetro de normalización del flujo.

El proceso de propagación con fuentes de distribución anisotrópica no produce los flujos esperados, se obtiene la relación de dependencia energética y un decaimiento con forma aumenta la energía, pero su valor está por encima del experimental, es decir, los parámetros del medio interestelar y la distribución de las fuentes no tiene la capacidad de reproducir los valores experimentales de dispersión nuclear, es necesario incluir un

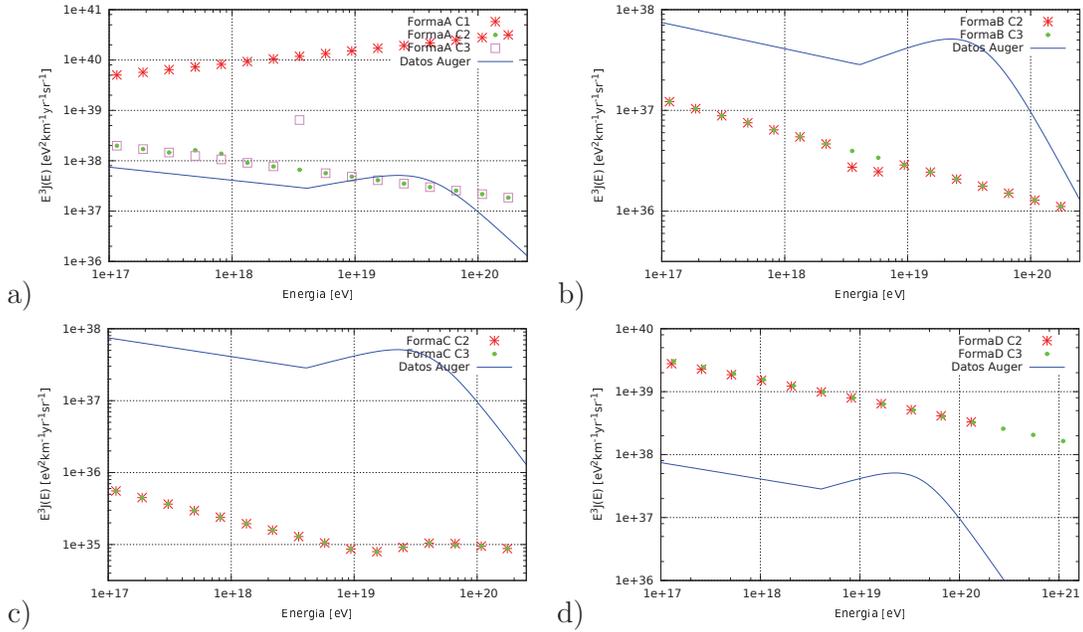


Figura 4.3: Resultado de los modelos de simulación a) Forma A, b) Forma B, c) Forma C y d) Forma D. Los modelos de Campo Magnético son: C1 o Circular, C2 o Galprop_original y C3 o JF12_Fornengo

espectro de inserción nuclear tal como se lo realizó en el caso de la Forma C, pero adaptándolo al ambiente establecido en la Forma D. La Forma que mejor reprodujo los niveles del flujo fue la Forma A, es decir el parámetro de normalización es el adecuado pero a pesar de haber un leve intento de reproducir el sector del tobillo con el Campo C2, es necesario introducir un quiebre en la inserción nuclear como se consideró en la Forma C.

El código es más sensible ante un cambio en los parámetros que representan al ambiente interestelar que ante un cambio en el modelo de campo magnético o en el nivel de realismo del campo que se desea obtener, esto no quiere decir que no es necesario establecer un campo, de hecho, si existe una pequeña diferencia al usar diferentes campos como observamos en el campos C2 de las Formas A y B.

Capítulo 5

Conclusión y Recomendación

Se determina que el impacto en el flujo por parte de los modelos de Campo Magnético es altamente dependiente de los parámetros de difusión. Previo a la determinación del nivel de realismo en el Campo Magnético es de mayor importancia generar una estandarización en los parámetros de propagación para reproducir de mejor manera los fenómenos físicos de difusión que se suscitan en el medio interestelar. Además, para que el flujo de partículas simulado sea semejante al experimental no basta con solo determinar un modelo de Campo Magnético adecuado, para un mejor resultado producto del ajuste al comparar con las características del flujo medido, como en el caso de la Forma C Campo C2 y C3, es necesario establecer de una forma integral tanto las características del medio interestelar y principalmente las fuentes de alta emisión de partículas extragalácticas.

A pesar de que la distribución anisotrópica reproduce la dependencia energética en decaimiento del flujo experimental como se observa en la figura 4.3, esta Forma de simulación no reproduce otras características del espectro; el resultado de esta simulación está por encima del flujo experimental y no se evidencia la transición del tobillo, para este ambiente en particular hay que considerar otros mecanismos que induzcan deflexión de trayectorias como procesos adiabáticos convectivo descartados inicialmente de todo el proceso e introducir una diferenciación en el índice de potencia del espectro del coeficiente de difusión.

Las fuentes puntuales como Centarus A, Galaxia Circinus y Messier 87, logran explicar ciertos aspectos del espectro experimental bajo un adecuado establecimiento de la capacidad de difusión del medio interestelar, representado por el coeficiente de difusión, su dependencia espectral, la inserción nuclear, sus índices de corte de ley de potencia y la normalización. A pesar de la importancia del campo magnético, es de mayor relevancia una adecuada parametrización de estas variables, más aún de la inserción nuclear y

los índices de corte del espectro ya que estos fueron introducidos en La Forma C y su resultado, tanto para el campo C2 como para el C3, reproduce la transición de componente galáctica a extragaláctica observada en los flujos experimentales para un nivel de 10^{19} eV; y a su vez, el decaimiento GZK esperado. Estos resultados son menores a los valores experimentales debido a dos situaciones: la cota máxima presente en la función 3.7; así se deja de representar a otros cuerpos extragalácticos que serían posibles fuentes además de los ya utilizados en el escenario Puntual o por un inadecuado valor de normalización del flujo así como del nivel energético en donde se aplica la normalización.

Por último, con los resultados de la simulación no podemos determinar si, el escenario de pocas fuentes o de distribución de fuentes, es el adecuado y posee la capacidad de reproducir el espectro experimental en su totalidad. Lo que se concluye son ciertas cualidades con las cuales se pudo obtener algunas propiedades del espectro experimental como en el caso Forma C campo C3. Al parecer los procesos físicos extragalácticos que se desconocen y galácticos no considerados como el convectivo, también influyen en la propagación de los núcleos ionizados y son posibles focos de la diferenciación del espectro simulado y el experimental.

Se recomienda realizar un estudio en el cual se considere, para cierta región del halo, procesos convectivos y difusivos simultáneamente, al igual que introducir distribución de fuentes de GRBs tal vez achique la brecha de flujos de la Forma C con campo C3 sin necesidad de un cambio en los niveles de normalización. Es necesario realizar trabajos de ajuste de parámetros con respecto a los flujos de comparación experimental sobre la velocidad de Alfvén, el tamaño del Halo solar y el flujo de normalización para cierto nivel energético previo al desarrollo del trabajo en general y acorde a los flujos con los que se realizará el proceso de comparación. El código es altamente sensible ante estos parámetros y si se absorbe valores de estos desde la literatura podemos inducir errores sobre el resultado de las simulaciones. Es indispensable generar estudios de propagación de diferentes especies con el fin de determinar la composición química del Rayo Cósmico, se tiene cierta idea de los posibles candidatos de partículas en propagación, pero experimentalmente esta característica es completamente desconocida para el Observatorio, es una de las principales razones por las que se están realizando actualizaciones en el Observatorio que permitan obtener más información sobre la composición química del jet.

Referencias

- [1] A. Aab, P. Abreu, and T. P. A. Collaboration. Searches for anisotropies in the arrival directions of the highest energy cosmic rays detected by the pierre auger observatory. *The Astrophysical Journal*, 804(1):15, 2015.
- [2] J. Abraham and P. A. et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} ev using the pierre auger observatory. *Physics Letters B*, 685(4–5):239 – 246, 2010.
- [3] J. R. Bauleo, Pablo M. The dawn of the particle astronomy era in ultra-high-energy cosmic rays. *Nature*, 458(7240):847–851, April 2009.
- [4] P. L. Biermann and V. de Souza. Centaurus a: The extragalactic source of cosmic rays with energies above the knee. *The Astrophysical Journal*, 746(1):72, 2012.
- [5] P. Blasi. The origin of galactic cosmic rays. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 21(1), 2013.
- [6] T. P. A. Collaboration. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *ArXiv e-prints*, June 2015.
- [7] L. O. Drury. Origin of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 39–40:52 – 60, 2012. Cosmic Rays Topical Issue.
- [8] D. Gaggero. *Cosmic ray diffusion in the galaxy and diffuse gamma emission*. Springer, 2012.
- [9] I. Gebauer. *An Anisotropic Model for Galactic Cosmic Ray Transport and its Implications for Indirect Dark Matter Searches*. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie, 2010.
- [10] J.-L. Han. The galactic magnetic fields. *J. Phys. Conf. Ser.*, 47:120–125, 2006.
- [11] R. Jansson and G. R. Farrar. The galactic magnetic field. *The Astrophysical Journal Letters*, 761(1):L11, 2012.

- [12] R. Jansson and G. R. Farrar. A new model of the galactic magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 757(1):14, 2012.
- [13] K. Kotera and A. V. Olinto. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49(1):119–153, 2011.
- [14] A. Letessier-Selvon and T. Stanev. Ultrahigh energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 83:907–942, Sep 2011.
- [15] I. Moskalenko. Modeling cosmic ray propagation and associated interstellar emissions. In *39th COSPAR Scientific Assembly*, volume 39 of *COSPAR Meeting*, page 1281, July 2012.
- [16] I. V. Moskalenko and A. W. Strong. Production and propagation of cosmic-ray positrons and electrons. *The Astrophysical Journal*, 493(2):694, 1998.
- [17] I. V. Moskalenko, A. W. Strong, S. G. Mashnik, and J. F. Ormes. Challenging cosmic-ray propagation with antiprotons: Evidence for a ”fresh” nuclei component? *The Astrophysical Journal*, 586(2):1050, 2003.
- [18] N. Murphy. Cosmic rays and particle acceleration, 2014.
- [19] H. Nakanishi and Y. Sofue. Three-dimensional distribution of the ism in the milky way galaxy: Ii. the molecular gas disk. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 58(5):847–860, 2006.
- [20] M. Pohl, P. Englmaier, and N. Bissantz. Three-dimensional distribution of molecular gas in the barred milky way. *ApJ*, 677(1):283–291, 2008.
- [21] M. Prouza and R. Smida. The galactic magnetic field and propagation of ultrahigh energy cosmic rays. *Astronomy and Astrophysics*, 410(1):1–10, 2003.
- [22] V. Ptuskin, I. Moskalenko, F. Jones, A. Strong, and S. Mashnik. Propagation model for cosmic ray species in the galaxy. *Advances in Space Research*, 35(1):162 – 166, 2005. Mars International Reference Atmosphere, Living With a Star and Fundamental Physics.
- [23] T. Stanev. *High energy cosmic rays*. Springer, 2010.
- [24] A. W. Strong and I. V. Moskalenko. Propagation of cosmic-ray nucleons in the galaxy. *The Astrophysical Journal*, 509(1):212, 1998.
- [25] A. W. Strong and I. V. Moskalenko. GALPROP Version 54: Explanatory Supplement. April 2013.

- [26] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and V. S. Ptuskin. Cosmic-ray propagation and interactions in the galaxy. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):285–327, 2007.
- [27] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer. Diffuse continuum gamma rays from the galaxy. *The Astrophysical Journal*, 537(2):763, 2000.
- [28] S. Swordy. The energy spectra and anisotropies of cosmic rays. *Space Science Reviews*, 99(1-4):85–94, 2001.
- [29] P. Tinyakov and I. Tkachev. Tracing protons through the galactic magnetic field: a clue for charge composition of ultra-high-energy cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 18(2):165 – 172, 2002.
- [30] A. Vladimirov, S. Digel, G. Jóhannesson, P. Michelson, I. Moskalenko, P. Nolan, E. Orlando, T. Porter, and A. Strong. {GALPROP} webrun: An internet-based service for calculating galactic cosmic ray propagation and associated photon emissions. *Computer Physics Communications*, 182(5):1156 – 1161, 2011.
- [31] A. E. Vladimirov, G. Jóhannesson, I. V. Moskalenko, and T. A. Porter. Testing the origin of high-energy cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 752(1):68, 2012.
- [32] H. Yan and A. Lazarian. Cosmic Ray Transport in MHD Turbulence: Large and Small Scale Interactions. In N. V. Pogorelov, J. A. Font, E. Audit, and G. P. Zank, editors, *Numerical Modeling of Space Plasma Flows (ASTRONUM 2011)*, volume 459 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 40, July 2012.