

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**SOBRE EL ESPECTRO DE SECUNDARIOS DE RAYOS CÓSMICOS
EN VUELOS COMERCIALES**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Eymard Guevara
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**
Con la tutoría de: Prof. José Antonio López

Mayo-2017

Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**SOBRE EL ESPECTRO DE SECUNDARIOS DE RAYOS CÓSMICOS
EN VUELOS COMERCIALES**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Eymard Guevara
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**
Con la tutoría de: Prof. José Antonio López

Mayo-2017
Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



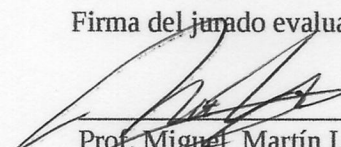
VEREDICTO

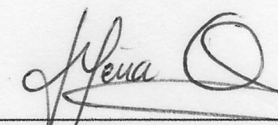
Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Eymard Samuel Guevara Camargo**, Cédula de Identidad **V-25032090**, bajo el título **“Sobre el espectro de secundarios de rayos cósmicos en vuelos comerciales”**, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciado en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

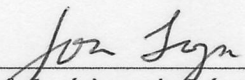
1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día 16 de mayo de 2017, a las 12:00 m, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la Sala de Seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió declararlo aprobado por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

Se levanta la presente acta a los 16 días del mes de mayo de 2017, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como coordinador del jurado el tutor del Trabajo Especial de Grado Prof. José Antonio López Rodríguez.

Firma del jurado evaluador


Prof. Miguel Martín Landrove
V-3982506
UCV


Profa. Joselen Marivi Peña
V-11078067
UCV


Prof. José Antonio López
V-10504342
UCV



Agradecimientos

Agradecemos a las siguientes personas y organizaciones que colaboraron con la realización del presente trabajo.

Escuela de Física de la Universidad Central de Venezuela, Laboratorio Docente de Computación.

Laboratorio de Campos y Partículas, Centro de Física Teórica y Computacional de la Escuela de Física, UCV

Grupo Halley de la Escuela de Física de la Universidad Industrial de Santander (Cluster Halley).

Proyecto de investigación: Detección terrestre de Rayos Cósmicos con aplicación a la astrofísica de partículas y el estudio de fenómenos heliosféricos (CDCH-UCV PG-038808-2013-1).

Dr. Luis Núñez (UIS).

Dr. David Sierra (UIS).

Dr. Hernán Asorey (Instituto Balseiro)

Lic. Mauricio Suarez (UIS)

Auxiliar Docente Germán Tovar (Escuela de Física-UCV)

Y a todas esas personas que de una manera u otra contribuyeron con su gran apoyo, amistad, paciencia, amor y cariño. Los nombrare a continuación, sin tomar en cuenta ningún orden específico: Mi tutor, el profesor José Antonio López. Mi mamá, Tania Camargo, siempre con sus palabras de aliento. Mi papá, Eymard Guevara, por sus sabios consejos, Mis hermanos Valeria e Ismael. Mi hermosa novia Ana Camacho, por estar hasta el último momento conmigo y ofrecerme todo su amor. Mi gran amigo Jorge Dasilva, Gustavito Melgarejo.

Gracias a todos.

RESUMEN

A cada instante, nuestro planeta es bombardeado por radiaciones de diferentes clases provenientes del espacio exterior y producidas por la actividad incesante de los cuerpos que habitan en el universo. Entre estas radiaciones encontramos algunas ya familiares como las ondas de radio, la luz visible, los rayos UV y los rayos gamma, pero también otras como los rayos cósmicos, que se encuentran entre las radiaciones más energéticas del universo. Los rayos cósmicos fueron descubiertos hace 100 años por un joven científico llamado Víctor F. Hess y hoy, a un siglo de su descubrimiento, conocemos muchas cosas sobre ellos. ¿De qué están compuestos los rayos cósmicos? ¿dónde está su fuente? ¿cómo se detectan? ¿qué aplicaciones tienen? En los próximos párrafos, se explicará brevemente lo que hasta ahora han descubierto los científicos al respecto. Los rayos cósmicos, también llamados radiación cósmica, son partículas subatómicas procedentes del espacio exterior cuya energía es muy elevada debido a su gran velocidad, (cercana a la velocidad de la luz). Se descubrieron cuando se comprobó que la conductividad eléctrica de la atmósfera terrestre se debe a ionización causada por radiaciones de alta energía. Desde su descubrimiento en 1912 y hasta el descubrimiento del antiprotón en 1955, en un acelerador de partículas, la radiación cósmica ha sido el instrumento científico más importante para avanzar en el estudio de las propiedades de las partículas subatómicas o elementales. En los últimos años asistimos a un renovado interés en el estudio de la radiación cósmica, utilizando sistemas de detección de dimensiones y complejidad creciente. En este trabajo nos enfocaremos en analizar el espectro energético de secundarios de rayos cósmicos en dos vuelos comerciales y describir este espectro en la atmósfera. Además de eso, analizaremos el efecto que tiene el campo magnético sobre estas partículas cargadas y como las afectan la altitud y la longitud. También Pondremos en práctica la simulación del fenómeno de transporte de radiación en la atmósfera utilizando la herramienta CORSIKA, generaremos una data sintética para las rutas a estudiar y presentaremos los resultados discriminando el tipo de partícula.

Palabras clave: Rayo cósmico, Rayo cósmico de ultra alta energía, Lluvias atmosféricas extendidas, Supernova, Profundidad atmosférica, MAGNETOCOSMIC, CORSIKA, Magnetósfera

Índice general

Lista de figuras	11
Lista de tablas	13
1. Introducción	15
2. Rayos cósmicos	17
2.1. Resumen	17
2.2. Introducción	18
2.3. Espectro de Rayos Cósmicos	22
2.4. Modelos de aceleración y de decaimiento	24
2.5. Propagación de rayos cósmicos	35
3. Lluvias Atmosféricas Extendidas	41
3.1. Cascada Electromagnética	43
3.2. Cascada Muónica	44
3.3. Cascada Hadrónica	45
3.4. La Atmósfera Terrestre	45
3.5. El Campo Geomagnético	47
3.6. Campo Magnético de origen interno	48
3.7. Campo Magnético de origen externo	50
3.8. Índice DST	52
3.9. Rigidez Magnética de una partícula	52
3.10. Rigidez de corte	53
3.11. Consideraciones generales sobre la metodología	54
3.12. CORSIKA	55
3.13. MAGNETOCOSMIC	55
3.14. ¿Que resultados obtuvieron?	57

4. Metodología	59
4.1. Procedimiento	59
4.2. Cálculo de la Rigidez de corte Geomagnético	60
4.3. Simulación de las Lluvias y Discretización de rutas	60
5. Resultados y Discusiones	67
5.1. Isotropía del espectro	67
5.2. Dependencia del ángulo cenital	78
6. Conclusiones	91
A. Glosario	93
A.1. Bremsstrahlung	93
A.2. CORSIKA	93
A.3. Heliosfera	93
A.4. Heliopausa	93
A.5. Magnetósfera	93
A.6. MAGNETOCOSMIC	94
A.7. Lluvias Atmosféricas Extendidas	94
A.8. Profundidad Atmosférica	94
A.9. Rayos Cósmicos	94
A.10. Rayos Cósmicos de Ultra Alta Energía (UHECR)	94
A.11. Supernova	94

Índice de figuras

2.1. Vuelos de Victor.H	20
2.2. V.Hess	21
2.3. Flujo de Rayos cósmicos vs partículas energéticas	22
2.4. Flujo normalizado	24
2.5. Remanente de supernova	29
2.6. Diagrama de Hillas	34
2.7. Vida de una partícula	36
2.8. Partícula llegando a la tierra	37
2.9. Anomalía del Atlántico Sur	38
2.10. Anomalía y flujo	39
3.1. Cascada	41
3.2. Perfil de Temperatura	46
3.3. Componentes del Campo Geomagnético	47
3.4. Sección transversal de la magnetosfera	51
3.5. Sistemas de corrientes en la magnetosfera	51
3.6. Cono de Störmer, penumbra y cono permitido	53
4.1. Ruta Maiquetía-Mérida	61
4.2. Ruta Maiquetía-Manaos	61
5.1. Fotones Manaos	68
5.2. Fotones Mérida	68
5.3. Positrones Manaos	69
5.4. Positrones Mérida	69
5.5. Electrones Manaos	70
5.6. Electrones Mérida	70
5.7. Muones Positivos Manaos	71
5.8. Muones Positivos Mérida	71

5.9. Muones Negativos Manaos	72
5.10. Muones Negativos Mérida	72
5.11. Piones Cargados Positivamente. Manaos	73
5.12. Piones Cargados Positivamente. Mérida	73
5.13. Piones Cargados Negativamente. Manaos	74
5.14. Piones Cargados Negativamente. Mérida	74
5.15. Kaones Cargados Positivamente. Manaos	75
5.16. Kaones Cargados Positivamente. Mérida	75
5.17. Kaones neutros. Manaos	76
5.18. Kaones neutros. Mérida	76
5.19. Antiprotones. Manaos	77
5.20. Antiprotones. Mérida	77
5.21. Fotones para determinados valores de ángulo θ . Manaos	78
5.22. Fotones para determinados valores de ángulo θ . Mérida	79
5.23. Electrones para determinados valores de ángulo θ . Manaos	79
5.24. Electrones para determinados valores de ángulo θ . Mérida	80
5.25. Positrones para determinados valores de ángulo θ . Manaos	80
5.26. Positrones para determinados valores de ángulo θ . Mérida	81
5.27. Ajuste. Antiprotones Manaos	82
5.28. Ajuste. Antiprotones Mérida	82
5.29. Ajuste. Electrones Manaos	83
5.30. Ajuste. Electrones Mérida	83
5.31. Ajuste. Fotones Manaos	84
5.32. Ajuste. Fotones Mérida	84
5.33. Total de partículas. Manaos	88
5.34. Total de partículas. Mérida	89

Índice de tablas

3.1. Descripción de las componentes de campo geomagnético.	49
4.1. Valores de Latitud y Longitud para la ruta Caracas-Mérida.	62
4.2. Valores de Latitud y Longitud para la ruta Caracas-Manaos.	62
4.3. Valores de tiempo y campo magnético para la ruta Caracas-Mérida.	62
4.4. Valores de tiempo y campo magnético para la ruta Caracas-Manaos.	63
4.5. Componentes del campo magnético para la ruta Caracas-Mérida.	63
4.6. Componentes del campo magnético para la ruta Caracas-Manaos.	64
5.1. Valores de parámetros del ajuste para los fotones del vuelo Caracas- Manaos.	85
5.2. Valores de parámetros del ajuste para los fotones del vuelo Caracas-Mérida.	85
5.3. Valores de parámetros del ajuste para los electrones del vuelo Caracas- Manaos.	86
5.4. Valores de parámetros del ajuste para los electrones del vuelo Caracas-Mérida.	86
5.5. Valores de parámetros del ajuste para los antiprotones del vuelo Caracas- Manaos.	87
5.6. Valores de parámetros del ajuste para los antiprotones del vuelo Caracas- Mérida.	87

Capítulo 1

Introducción

Los rayos cósmicos son partículas subatómicas con un amplio espectro de energía que alcanzan la Tierra provenientes de diferentes sitios del espacio. En los últimos años se ha ampliado la posibilidad de registrar eventos producidos por rayos cósmicos con energías mayores a 10^{18} eV. Su estudio permite establecer propiedades características de la propagación en el medio intergaláctico, identificar los cuerpos celestes capaces de permitirles adquirir esa energía, profundizar sobre modelos teóricos acerca de los procesos ligados a los mecanismos de aceleración y dilucidar la naturaleza de las partículas primarias.

Nuestro objetivo principal es analizar el espectro de secundarios de rayos cósmicos presentes en rutas comerciales.

El presente documento ha sido estructurado de la siguiente manera. En el capítulo 2 se describen los comienzos y las motivaciones en el área de investigación de rayos cósmicos. También se habla sobre el espectro energético de estas partículas, los modelos de aceleración y decaimiento que tratan de explicar el comportamiento de los rayos cósmicos y finalmente sobre la propagación de los mismos. En el capítulo 3 se define lo que es una Lluvia Atmosférica extendida, se habla un poco sobre la atmósfera terrestre y el campo geomagnético, se introducen herramientas que se usaran al realizar las simulaciones y se estudian algunas consideraciones importantes que tienen que ver con la metodología que se llevará a cabo. En el capítulo 4 se muestra la metodología a utilizar y por último, en los capítulos 5 y 6, se muestran los resultados en forma de gráficos y las discusiones y conclusiones hechas en base a estos.

Capítulo 2

Rayos cósmicos

2.1. Resumen

A cada instante, nuestro planeta es bombardeado por radiaciones de diferentes clases provenientes del espacio exterior y producidas por la actividad incesante de los cuerpos que habitan en el universo. Entre estas radiaciones encontramos algunas ya familiares como las ondas de radio, la luz visible, los rayos UV y los rayos gamma, pero también otras menos conocidas, como los rayos cósmicos, que se encuentran entre las radiaciones más energéticas del universo.

Los rayos cósmicos fueron descubiertos hace 100 años por un joven científico llamado Víctor F. Hess y hoy, a un siglo de su descubrimiento, conocemos muchas cosas sobre ellos. ¿De qué están compuestos los rayos cósmicos? ¿dónde está su fuente? ¿cómo se detectan? ¿qué aplicaciones tienen? En los próximos párrafos, se explicará brevemente lo que hasta ahora han descubierto los científicos al respecto.

Los rayos cósmicos, también llamados radiación cósmica, son partículas subatómicas procedentes del espacio exterior cuya energía es muy elevada debido a su gran velocidad: cercana a la velocidad de la luz. Se descubrieron cuando se comprobó que la conductividad eléctrica de la atmósfera terrestre se debe a ionización causada por radiaciones de alta energía.

Desde su descubrimiento en 1912 y hasta el descubrimiento del antiprotón en 1955, en un acelerador de partículas, la radiación cósmica ha sido el instrumento científico más importante para avanzar en el estudio de las propiedades de las partículas subatómicas o elementales.

En los últimos años asistimos a un renovado interés en el estudio de la radiación cósmica, utilizando sistemas de detección de dimensiones y complejidad creciente.

2.2. Introducción

¿Qué son los rayos cósmicos? Se sabe que estos están formados por partículas cargadas, de tamaño subatómico, que son aceleradas a velocidades cercanas a la de la luz. Entre estas partículas encontramos núcleos atómicos de casi todos los elementos presentes en la tabla periódica. Los más abundantes son los núcleos de hidrógeno y de helio. También se encuentran en menor proporción electrones y, en raras ocasiones, partículas de antimateria.

La proporción de elementos en los rayos cósmicos cambia con la energía considerada, lo que es un reflejo de la composición y las condiciones del medio en el que se producen y se propagan. De ahí que la composición de esta radiación pueda ser usada como herramienta para sondear, sin salir de nuestro planeta, las regiones más allá de nuestro sistema solar. Es innegable que casi todo lo que conocemos acerca del universo procede del estudio de la radiación electromagnética a diversas frecuencias y muy especialmente en el rango visible del espectro.

La energía que un rayo cósmico puede llegar a adquirir es enorme. Esta llega a superar en casi cien millones de veces la de las partículas producidas en el Gran Colisionador de Hadrones (localizado en Ginebra, Suiza), el acelerador de partículas más potente jamás creado por el ser humano. Energías tan descomunales implican que los rayos cósmicos deben provenir de lugares muy violentos y energéticos en el cosmos. Pero, ¿de dónde?

Los rayos cósmicos de más baja energía, $E = 10^{10}\text{eV}$, se sabe que proceden del Sol. Estos, son acelerados en la atmósfera solar en explosiones donde se libera gran cantidad de material y energía. Rayos cósmicos de baja energía también son producidos en otras estrellas, pero el Sol termina opacando el flujo cósmico de ellas por su cercanía a la Tierra.

Los rayos de mayor energía, del orden de 10^{15}eV , se cree que se producen en nuestra propia galaxia, en particular, en la muerte violenta de estrellas muy masivas (con masa superior a 5 veces la masa del Sol). Estos eventos, denominados Supernovas, producen una onda de choque que barre partículas del medio entre las estrellas, atrapándolas y posteriormente expulsándolas a gran energía.

Se especula que la fuente de los rayos cósmicos más energéticos, con una energía del orden de 10^{18}eV , registrados hasta el momento se encuentra más allá de nuestra galaxia. El origen más probable podría hallarse en cierto tipo de galaxias denominadas de núcleo activo, las cuales se caracterizan porque en su centro encierran una región muy pequeña y de intensa actividad, cuya luminosidad supera a la de todas las estrellas de la galaxia.

Descubrir las fuentes de los rayos cósmicos no es tarea fácil, ya que estos, al ser partículas cargadas, son desviados por los campos magnéticos presentes en el universo, de forma tal que cuando llegan a nuestro planeta ya no apuntan a la fuente original. Lo que se

obtiene son imágenes difusas del cielo. Sin embargo, analizando el patrón de llegada de todas las partículas aún es posible obtener claves de su procedencia y de la distribución de sus fuentes en el universo.

Las primeras observaciones se dieron en laboratorios de física, donde se veía que un electroscopio cargado y aislado, con el tiempo se descargaba sin ningún tipo de acción externa. Se creía que la radiactividad natural era el origen de este fenómeno: las fuentes radiactivas naturales producen radiaciones ionizantes, cuya acción directa o indirecta tarde o temprano descargará al electroscopio. Sin embargo, la observación de tasas de descarga de entre 10 y 20 iones por segundo por centímetro cúbico de aire, aún en ausencia de fuentes radiactivas conocidas, desconcertaba a los científicos de la época.

Theodor Wulf desarrolló a principios del Siglo XX un electroscopio más sensible que otros de la época, que le permitió verificar que las tasas de radiación decaían de un valor de $6 \text{ iones s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ a $3,5 \text{ iones s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ en la punta de la Torre Eiffel [1], a 330 m s.n.m (metros sobre el nivel del mar). Si como se pensaba en la época, esas tasas provenían de radiación gamma, ese nivel de radiación correspondería a una altura de 80 m s.n.m. Doménico Pacini por su lado, realizó observaciones de las tasas de ionización al nivel del mar y en el Lago Bracciano, situado a 32 km de Roma, Italia. Al comparar las mediciones obtenidas al nivel del mar, con las obtenidas sobre la superficie del lago (a 160 m s.n.m.) y a tres metros de profundidad, concluyó que bajo el agua la tasa disminuía, y por lo tanto debe haber una fuente adicional a la radiactividad natural [2].

El estudio de los rayos cósmicos, ha sido determinante para la física de partículas elementales. En 1912 V. F. Hess realizó un experimento pionero que consistió en medir la tasa de ionización como función de la altitud hasta los 5000 m s.n.m., durante 10 vuelos en globos aerostáticos realizados en distintos momentos. Uno de ellos se realizó durante un eclipse total de Sol, sin observar diferencias respecto a los otros vuelos, concluyendo que el Sol tampoco era la fuente de esta radiación. Con los resultados de estos vuelos, concluyó que las tasas observadas sólo podían explicarse si “una radiación de origen extraterrestre y de muy alto poder penetrante ingresa desde arriba a nuestra atmósfera”.



Figura 2.1: Durante el período 1911-1913, Victor Hess condujo una serie de experimentos a bordo de un globo aerostático, que lo llevaron al descubrimiento de una “penetrante radiación proveniente del espacio”. El estudio de los rayos cósmicos dio origen al estudio de la física de altas energías. [3]

En el caso de los rayos cósmicos de más alta energía se produce lo que se llama un chubasco de partículas, que no es otra cosa sino una lluvia formada por un gran número de partículas resultado de la colisión del rayo cósmico con los núcleos atómicos del aire. Las partículas de la lluvia viajan a velocidades cercanas a la de la luz y pueden llegar a cubrir superficies de varios cientos de m^2 hasta las decenas de km^2 al nivel del suelo.

Se estudia entonces el rayo cósmico original captando las partículas de la lluvia y la luz que genera en la atmósfera. Esto se logra mediante satélites, extensas redes de detectores de radiación y telescopios esparcidos sobre la superficie terrestre.

Al momento, no es posible extraer ventaja económica o tecnológica alguna de los rayos cósmicos, excepto por la tecnología que se desarrolla para su estudio. En realidad, la investigación de esta radiación se ha dado con el afán de comprender cómo trabaja la naturaleza, en especial, de estudiar los fenómenos que ocurren en los rincones más energéticos del universo. Sin embargo, las investigaciones se han extendido progresivamente al estudio de sus efectos sobre nuestra tecnología, las telecomunicaciones, el clima, la atmósfera y la salud del ser humano, esto último debido al incremento del tráfico aéreo, las estancias espaciales de los astronautas y la posibilidad de desarrollar viajes interplanetarios tripulados en un futuro cercano.

Se sabe, por ejemplo, que durante ciertos eventos, los rayos cósmicos de baja energía pueden ocasionar perturbaciones e interrupciones en las telecomunicaciones y generar sobrecargas en líneas eléctricas. Además, que los rayos cósmicos degradan los paneles solares

de los satélites e instrumentos espaciales. Actualmente, se está investigando la influencia sobre los dispositivos electrónicos que empleamos cotidianamente.



Figura 2.2: V.Hess. Imagen extraida de [4]

Esta radiación está formada, como ya se mencionó, en su amplia mayoría por núcleos atómicos con números atómicos que van desde $Z = 1$ (hidrógeno) hasta $Z = 26$ (hierro). Se encuentran presentes además trazas de elementos más pesados, electrones, radiación electromagnética y neutrinos de alta energía. El espectro de energía abarcado por los rayos cósmicos recorre más de 14 órdenes de magnitud: se inicia alrededor de los 10^5 eV, para partículas del viento solar, hasta más allá de 10^{20} eV correspondiente a partículas intergalácticas.

Teniendo esto en mente, podemos definir como **Rayos cósmicos** a las partículas, que en su mayoría son núcleos atómicos, como se mencionó al principio de esta sección y (excluyendo los fotones), que se originan fuera del sistema solar y llegan a la tierra o su entorno cercano a velocidades cercanas a las de la luz. A estas partículas las denominaremos primarios (con energía E_p). Dentro de los rayos cósmicos primarios se denominan los **Rayos cósmicos** de ultra alta energía (UHECR), a aquellos primarios con energías $E_p \geq 10^{18}$ eV.

En este capítulo se describen las generalidades de la física de rayos cósmicos. En la sección 2.3 se detallan las principales características del espectro de rayos cósmicos y los principales modelos que tratan de explicar las observaciones. Luego, en la sección 2.4 se describen los dos grandes conjuntos de modelos que intentan explicar la existencia de rayos cósmicos a energías de $\geq 10^{17}$ eV: los modelos de aceleración y los modelos de decaimiento.

2.3. Espectro de Rayos Cósmicos

El espectro de rayos cósmicos indica el flujo de partículas en función de la energía, cubriendo un rango de energía desde 10^9 eV hasta más de 10^{20} eV . Para partículas con energía menor a 10^{10} eV , el flujo está modulado por el viento solar. Para energías mayores, el espectro sigue una ley de potencias dada por la siguiente expresión:

$$\frac{dN(E_p)}{dE_p} \propto E_p^{-\gamma} \quad (2.3.1)$$

donde γ es el índice espectral, y es aproximadamente igual a -3, es decir, el flujo cae 3 órdenes de magnitud por cada década de energía de primario: desde $\sim 1 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a $E_p \sim 100 \text{ MeV}$ cae hasta $< 1 \text{ km}^{-2} \text{ siglo}^{-1}$ a $E_p \sim 100 \text{ EeV}$.

En el espectro se evidencian tres regiones en las que se produce un cambio en el valor del índice espectral. A estas regiones, en orden de energía creciente, se las denomina respectivamente rodilla, tobillo y corte.

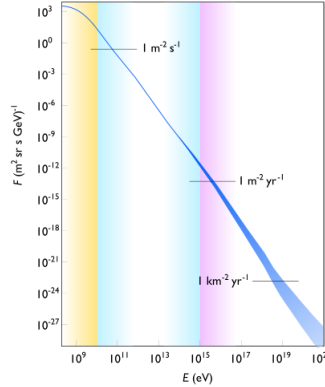


Figura 2.3: Flujo de Rayos cósmicos vs partículas energéticas. imagen extraída de [5]

Con el fin de enfatizar los cambios en los índices espectrales, es usual multiplicar al flujo por una potencia de la energía, compensando en parte o en su totalidad la dependencia del índice espectral medio $\gamma = -3$. Como ejemplo, en la figura 2.3 se muestra el espectro diferencial de rayos cósmicos multiplicado por E^2 , para poner más énfasis en los cambios de la pendiente del espectro.

La rodilla se aprecia a energías del orden de $2 - 4 \times 10^{15} \text{ eV}$, donde el índice espectral cae de $\alpha = -2,7$ a $\alpha = -3$, para luego volver a $\alpha = -2,7$ en la región del tobillo, a $E_p \simeq 4 \text{ EeV}$, y finalmente alcanzar el valor final del índice espectral $\alpha = -4,2$ para $E_p \geq 40 \text{ EeV}$. Se ha discutido sobre la existencia o no de una segunda rodilla a $E_p \sim 400 \text{ PeV}$. Varios observatorios reportaron la observación de un nuevo decremento en el índice espectral, conocido como la segunda rodilla, donde la pendiente del espectro pasa de $\alpha = -3$ a

$\alpha = -3, 3$.

Cada una de las caracter3sticas observadas tiene diversas explicaciones, relacionadas con los mecanismos de aceleraci3n, o con la composici3n qu3mica de los rayos c3smicos, o bien con interacciones durante la propagaci3n en el medio intergal3ctico o interestelar. La mayor3a de los modelos asocian a la rodilla con un cambio de composici3n hacia elementos pesados [6], producido por el agotamiento de los mecanismos de aceleraci3n gal3cticos para elementos livianos. As3, la segunda rodilla ser3a entonces donde se extinguen los elementos pesados gal3cticos [7]. La siguiente estructura, el tobillo, se asocia con la transici3n del espectro de rayos c3smicos gal3cticos al espectro de origen extragal3ctico, aunque tambi3n podr3a originarse en la producci3n de pares durante la propagaci3n en un flujo dominado por protones.

Finalmente, la observaci3n del corte a $E_p \sim 40$ EeV consistente con la observaci3n del llamado efecto GZK (por sus descubridores Greisen, Zatsepin y Kuz'min), corresponde a una disminuci3n en el flujo de rayos c3smicos debida a la interacci3n de los UHECR (Rayos C3smicos de Ultra Alta Energ3a) con el fondo de radiaci3n de microondas, que fue predicha por Greisen [8] y Zatsepin y Kuz'min [9].

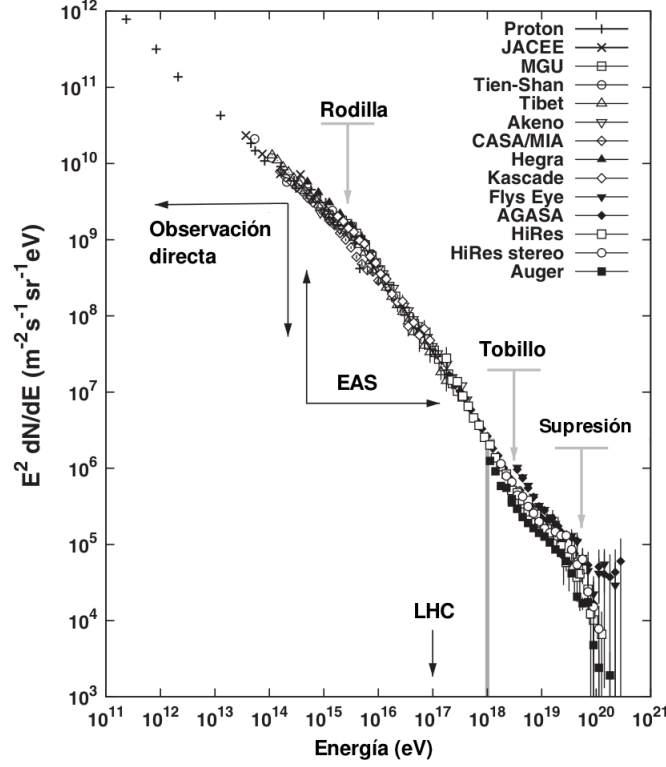


Figura 2.4: Para enfatizar los alejamientos del valor medio del índice espectral $\gamma = -3$ se multiplicó el flujo observado por E_p^2 . Las tres regiones donde se observa un cambio significativo del valor de γ se indican con las flechas grises. Figura extraída de [10]

2.4. Modelos de aceleración y de decaimiento

En esta sección hablaremos de dos tipos de modelos que tratan de explicar el flujo de rayos cósmicos a energías más altas, estos son: Los modelos de aceleración (**bottom-up**) y los modelos de decaimiento (**top-down**).

Modelos de aceleración (bottom up):

Los modelos astrofísicos plantean la aceleración progresiva de las partículas cargadas en escenarios con campos magnéticos en regiones confinadas del espacio, asociadas a objetos astronómicos más conocidos. El primer modelo de aceleración sobre objetos astrofísicos fué el introducido por Fermi en 1949 [11]. En este modelo las partículas son aceleradas aleatoriamente en el campo magnético turbulento de nubes de gas interestelar en movimiento. La eficiencia del proceso varía con el cuadrado de la velocidad de la nube, por lo que se conoce como mecanismo de Fermi de segundo orden. Este mecanismo es

muy poco eficiente pues la velocidad de la nube es baja comparada con la velocidad de la luz y rápidamente la ganancia en energía es equilibrada por las pérdidas por ionización y radiación de frenado que tienen lugar cuando la partícula cambia su trayectoria. Para una descripción mas detallada de estos mecanismos, pueden consultarse las referencias [12] y [13].

Mas adelante, se dio una mejora a este mecanismo, considerando la aceleración en una onda de choque de, por ejemplo, una supernova. En este caso, la ganancia de energía aumenta linealmente con la velocidad de la onda de choque, que se mueve mucho más rápido que una nube, volviendo al proceso mucho más eficiente. El proceso es conocido como mecanismo de Fermi de primer orden, y es capaz de justificar la aceleración de partículas hasta el orden de 10^{15} eV.

Para acelerar partículas a energías del orden de 10^{18} eV es necesario un campo electromagnético muy intenso, como los que dan origen a las explosiones de rayos gamma (Gamma Ray Bursts - GRB). Las estrellas de neutrones binarias, los púlsares, y las supernovas más potentes también poseerían la energía y campos suficientes como para generar esa aceleración.

Los mecanismos de aceleración para llevar partículas muy por encima de los 10^{18} eV aún no están bien establecidos. Sin embargo, es posible utilizar argumentos muy sencillos para caracterizar las posibles fuentes. Hillas [14] consideró que para que una partícula pueda ser acelerada debe primero ser confinada a una región de aceleración.

A continuación, se explicará de forma breve los mecanismos de primero y segundo orden.

El medio interestelar está poblado por nubes de gas de diversos tamaños y masas, que abarcan desde los llamados Glóbulos de Bok [15], con masas del orden de cientos de masas solares ($M_{\odot}$) contenidas en una región de ~ 1 año luz (ly, por sus siglas en inglés), hasta las nubes moleculares gigantes con diámetros de hasta 300 ly y entre 10^4 y $10^6 M_{\odot}$. El plasma ionizado en el interior de estas nubes produce regiones con intensos campos magnéticos, donde las líneas de campo permanecen ancladas al movimiento del plasma. Un rayo cósmico que ingresa en la nube puede ser dispersado en esas regiones, resultando en un cambio de dirección en la velocidad del mismo. Estas nubes se mueven con velocidades propias $v_c \simeq 20 \text{ kms}^{-1}$, con lo cual $\beta \equiv v_c/c \ll 1$ y $\gamma \approx 1$, donde gamma es el conocido factor de Lorentz.

Considérese un rayo cósmico con velocidad $v \leq c$, con energía E_1 y cantidad de movimiento $p_1 \simeq E_1/c$, que ingresa a la nube formando un ángulo θ_1 con la dirección de v_c [12]. En el marco de referencia de la nube (primado) su energía será:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (2.4.1)$$

Ahora, luego de una (o varias) interacciones en la nube, el rayo cósmico emerge con energía E_2 en la dirección θ_2 . Nuevamente, en el marco de la nube esto será:

$$E'_2 = \frac{E_2}{\gamma(1 + \beta \cos \theta'_2)} \quad (2.4.2)$$

Suponiendo que la masa de la nube es infinita, en el marco de la nube $E'_2 = E'_1$. Luego:

$$\begin{aligned} \gamma E_1(1 - \beta \cos \theta_1) &= \frac{E_2}{\gamma(1 + \beta \cos \theta'_2)} \\ \frac{E_1}{E_2} &= \gamma^2(1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta \cos \theta'_2) \\ \frac{E_2}{E_1} - 1 &= \frac{(1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta \cos \theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1 \\ \frac{\Delta E}{E} \equiv \frac{E_2 - E_1}{E_1} &= \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 + \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

Esto es válido para un encuentro entre el rayo cósmico y la nube, con una duración típica τ , y cuya probabilidad dependerá de las velocidades relativas entre ambos, $\approx c(1 - \beta \cos \theta_1)$, y entonces, al considerar todas las colisiones posibles,

$$\begin{aligned} \overline{\cos \theta_1} &= c \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\theta_1)(1 - \beta \cos \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1 d\phi}{c \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (1 - \beta \cos \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1 d\phi} = \frac{-\frac{4}{3}\pi\beta}{4\pi} \\ &= -\frac{1}{3}\beta. \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

Por otro lado, las interacciones dentro de la nube corresponden a un proceso estocástico y por lo tanto la dirección de salida no tiene porque estar correlacionada con la dirección de entrada. Más aún, será totalmente aleatoria, y por ende,

$$\overline{\cos \theta'_2} = 0 \quad (2.4.5)$$

Reemplazando estos dos resultados en la ecuación (2.4.3) se obtiene que variación media de energía por colisión entre un RC y una nube de gas es:

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 = \frac{4\beta^2}{3(1 - \beta^2)}, \quad (2.4.6)$$

y como $\beta \ll 1$,

$$\overline{\Delta E} \simeq \frac{4}{3}\beta^2 E \quad (2.4.7)$$

Por lo tanto, la energía del rayo cósmico se incrementa, y además en forma exponencial, pero en un factor que es proporcional al cuadrado de la velocidad de la nube. Es por ello que a este mecanismo se lo denomina de segundo orden. Ahora bien, si E_0 es la energía inicial de RC, luego de n encuentros la energía será

$$E_n = E_0 \left(1 + \frac{\overline{\Delta E}}{E} \right)^n \quad (2.4.8)$$

y entonces,

$$n = \frac{\ln E_n / E_0}{\ln(1 + \overline{\Delta E} / E)}. \quad (2.4.9)$$

Esto ocurrirá con probabilidad $P_n \equiv P_e^n$. Luego, el número de rayos cósmicos con energía E_p mayor que E_n deberá ser proporcional a la probabilidad de haber sufrido n encuentros, es decir,

$$N(E_P > E_n) \propto P_e^n \quad (2.4.10)$$

llamando C_1 a la constante de proporcionalidad,

$$\begin{aligned} \ln N(E_P > E_n) &= C_1 + n \ln(p_e) \\ &= C_1 + \frac{\ln(E_n / E_0)}{\ln(1 + \overline{\Delta E} / E)} \ln(P_e) \end{aligned}$$

y reagrupando las constantes,

$$\begin{aligned} \ln N(E_P > E_n) &= C_2 - (-\alpha - 1) \ln E_p \\ N(E_P > E_n) &\propto E_p^{\alpha+1} \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

$$\frac{dN}{dE} \propto E_p^\alpha, \quad (2.4.12)$$

donde

$$\alpha = \frac{\ln(P_e)}{\ln(1 + \overline{\Delta E} / E)} - 1 \simeq \frac{\ln(P_e)}{\overline{\Delta E} / E} - 1 = \frac{3 \ln(P_e)}{4\beta^2} - 1 \quad (2.4.13)$$

ya que $\ln(1 \pm x) \simeq \pm x$ si $x \ll 1$. Además, por definición $P_e < 1$ y por tanto $\alpha < -1$.

Este mecanismo de aceleración es bastante ineficiente, ya que P_e debería ser ≈ 1 para explicar los índices espectrales observados. Para resolver este problema, la teoría original de Fermi fue modificada por el trabajo de Axford, Lear y Skadron, que según [16], demuestra que la inclusión en la teoría original de frentes de choque producen un mecanismo de aceleración de primer orden en β . Estos frentes de choque se producen naturalmente en remanentes de supernova.

En una supernova, varias masas solares son expulsadas a velocidades $v_s \simeq 10^4 \text{ kms}^{-1}$, y por lo tanto, el plasma interestelar, con velocidades típicas $v_p \simeq 10 \text{ kms}^{-1}$, se apila formando una onda de choque que se aleja en forma radial de la supernova original. En la figura 2.5, pueden verse la formación de estos frentes de choque, en la zona donde el material eyectado por la supernova SN 1006 se encuentra con el medio interestelar, y corresponde a una composición con imágenes del Observatorio Chandra (Rayos X), del Telescopio Curtis-Schmidt de 0.6 metros en el Cerro Tololo (óptico), y del gran arreglo de telescopios Green Bank (radio). Estos sitios han sido identificados como posibles sitios de aceleración de rayos cósmicos [17].

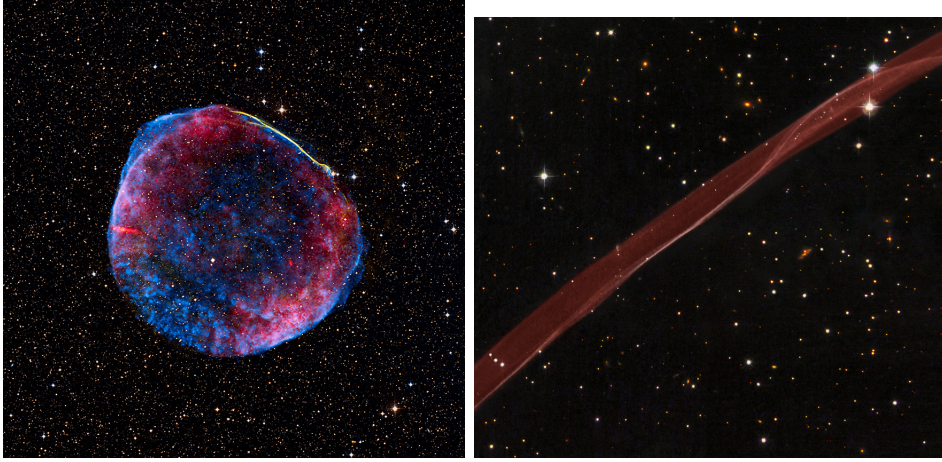


Figura 2.5: Remanente de supernova SN 1006 (izquierda) en la constelación del Lobo a ~ 700 ly de la Tierra, donde pueden observarse la formación de frentes de choque en la zona dónde el material eyectado por la supernova se encuentra con el medio interestelar. Imagen compuesta con datos del Observatorio de Rayos X Chandra (NASA), en azul, con datos en el rango visible del Telescopio Curtis-Schmidt (U. Michigan) de 0,6 m ubicado en el Cerro Tololo, Chile (amarillo), del programa de Digitalización del Cielo (naranja y celeste), y datos en radio del Telescopio VLA/GBT (NRAO), en rojo. A la derecha se observa un acercamiento de la región de arriba a la derecha obtenido por el Telescopio espacial Hubble: la cinta brillante de luz muestra la región de formación del frente de choque donde la onda expansiva se encuentra con el medio interestelar, uno de los principales candidatos de aceleración de rayos cósmicos. [17].

Visto desde el marco de referencia comóvil con el frente, el gas del medio entra en el frente con velocidad $u_1 = v_s$ y densidad ρ_1 , y sale hacia atrás del frente de choque con velocidad $u_2 = v_s - v_p$ a una región con densidad ρ_2 . La relación de compresión para ondas de choque no relativistas es:

$$R = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma' + 1}{\gamma' - 1}, \quad (2.4.14)$$

donde γ' es la relación usual de la termodinámica para los calores específicos. En general, la explosión de la supernova ioniza el gas circundante, y por lo tanto, se trata de un gas monoatómico, $\gamma'_{AD} = 5/3$, con lo cual $R = 4$. Además, teniendo en cuenta que $R = u_2/u_1$, obtenemos la ecuación para la velocidad del frente como función de las propiedades del medio circundante:

$$V_s = V_p \frac{R}{R - 1}. \quad (2.4.15)$$

Las mismas irregularidades magnéticas que en la teoría de Fermi original se encontraban a lo largo del camino recorrido por el rayo cósmico, aquí se encuentran dentro del remanente a un lado y al otro del frente. Luego, el rayo cósmico puede ser dispersado por las irregularidades exteriores hacia dentro, detrás del frente, y luego de ahí ser enviado hacia la parte delantera del frente, en un movimiento de zig-zag a través del frente. La idea aquí es que cada vez que pasa por el frente, el RC gana energía. Al calcular los valores medios dados por las integrales angulares, se obtiene $\cos \theta_1 = -2/3$ y $\cos \theta_2 = 2/3$, con lo cual, reemplazando en la ecuación (2.4.3), se tiene:

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta E}}{E} &= \frac{1 + 2/3\beta + 2/3\beta_s - 4/9\beta^2}{1 - \beta^2} \\ &= \frac{5/3\beta + 5/9\beta_s^2}{1 - \beta^2} \\ &\simeq \frac{4}{3}\beta + \theta(\beta^2), \end{aligned} \quad (2.4.16)$$

y como $\beta = v_p/c$

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} \simeq \frac{4v_p}{3c} = \frac{4}{3} \left(\frac{R-1}{R} \right) \frac{v_s}{c}, \quad (2.4.17)$$

es decir que la tasa de incremento de energía crece linealmente con β , y en particular, si $R \approx 4$, $\overline{\Delta E}/E \simeq v_s/c$. Comparando la expresión (2.4.17) con la ecuación (2.4.7), se ve que el incremento de energía es unas $\sim v_sc/v_c^2 \approx 10^{10}$ veces más eficiente. De esta manera, cada vez que el rayo cósmico cruce el frente ganará en energía, sin importar en que dirección lo cruce. Si el mismo está confinado entre las irregularidades de un lado y del otro del frente, luego de n cruces por el frente la energía del RC estará dada también por la ecuación (2.4.8), pero donde el factor $\overline{\Delta E}/E$ es el dado en (2.4.17). En este caso, la probabilidad de que el rayo cósmico escape de la región de aceleración está dada por la fracción entre el flujo de RC que se pierde por detrás del frente, a velocidad $u_2 = v_s/R$, y los que ingresan por delante del mismo a velocidad $v_s + v \cos \theta$, donde θ es el ángulo entre la velocidad v y la normal al frente de choque. Entonces, suponiendo que las direcciones de los rayos cósmico son isotrópicas en el frente,

$$\begin{aligned} P_{esc} &= \frac{v_s/R}{\frac{1}{2} \int_{-v_s/v}^1 (v_s + v \cos \theta) d \cos \theta} \\ &\simeq \frac{v_s/R}{v/4} \\ &\simeq \frac{4v_s}{Rc}, \end{aligned} \quad (2.4.18)$$

con lo cual, la probabilidad de confinamiento será $p_c = (1 - p_{esc})$, y entonces, de igual

forma que en la ecuación (2.4.10),

$$N(E_P > E_n) \propto P_c^n, \quad (2.4.19)$$

donde n está dado por la ecuación (2.4.9). Por ende,

$$\begin{aligned} \ln N(E_P > E_n) &= C_3 + n \ln(1 - P_{esc}) \\ &= C_3 + \frac{\ln(E_n/E_0)}{\ln(1 + \Delta E/E)} \ln(P_e) \\ &= C_4 - (-\alpha - 1) \ln E_p \\ N(E_P > E_n) &\propto E^{\alpha+1} \end{aligned} \quad (2.4.20)$$

$$\frac{dN}{dE} \propto E^\alpha, \quad (2.4.21)$$

donde en este caso, α vale:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + \Delta E/E)} - 1 \\ &\simeq \frac{P_{esc}}{\Delta E/E} - 1 \\ &= \frac{-4v_s/Rc}{\frac{4}{3} \left(\frac{R-1}{R} \right) \frac{v_s}{c}} - 1 \\ &= \frac{2 + R}{1 - R}. \end{aligned} \quad (2.4.22)$$

Para el caso de los frentes estudiados, $R = 4$, y por lo tanto se obtiene un índice espectral $\alpha = -2$. Los modelos vistos aquí logran explicar en parte el espectro observado. Sin embargo, estos modelos son sobre-simplificados. Efectos como, por ejemplo, la presión de los rayos cósmicos sobre el frente de choque, hacen que este no sea una función escalón en la densidad sino más bien una transición suave, lo cual dificulta mucho el cálculo y de hecho se trata de un problema aún no resuelto.

Otro posible mecanismo de aceleración no se basa en el mecanismo difusivo si no más bien en la aceleración directa por intensos campos eléctricos en las inmediaciones de ciertos objetos compactos, conocidos en general como inductores unipolares, que son estrellas de neutrones jóvenes, pulsares de milisegundo y agujeros negros con discos de acreción magnetizados. En principio, estrellas de neutrones en rotación generalmente crean flujos de materia salientes en forma de viento relativista con velocidad v . Los intensos campos magnéticos ($\mathbf{B}$) inducen entonces campos eléctricos $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$, produciendo intensas variaciones locales en el campo eléctrico, donde podrían ser acelerados los rayos cósmicos. Este modelo fue propuesto originalmente en 1969 para pulsares normales [18], pero luego

se comprobó que no es posible alcanzar las energías de los UHECR.

Sin embargo, existen estrellas de neutrones con periodos de milisegundo e intensos campos magnéticos, como por ejemplo las magnetars, cuyos campos magnéticos superficiales pueden llegar a $B \sim 10^{14} - 10^{15}$ gauss, con radios de $R \sim 10$ km y velocidades de rotación $\omega \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$. En las inmediaciones de estos objetos los campos eléctricos presentes pueden acelerar partículas con carga Ze hasta energías [19]

$$E_p = 300 \times Z \frac{B}{2 \times 10^{11} \text{T}} \left(\frac{R}{10 \text{km}} \right)^3 \left(\frac{\omega}{10^4 \text{s}^{-1}} \right)^2 \text{Eev.} \quad (2.4.23)$$

Teniendo en cuenta las pérdidas de energía típicas en las magnetars, su distribución, y la dependencia en ω , puede obtenerse un espectro de rayos cósmicos dado por una ley de potencia de la forma:

$$\frac{dN}{dE_p} = \frac{9}{2} \left(\frac{c^2 I}{ZeBR^3 E} \right) \left(\frac{E_g}{E_p + E_g} \right), \quad (2.4.24)$$

donde I es el momento de inercia del objeto, típicamente $I \simeq 10^{45} \text{ g cm}^2$

Las altísimas velocidades de rotación y los campos magnéticos achatan la estrella, llegando a excentricidades $\epsilon \simeq 10^{-2}$, generando entonces que parte de la energía rotacional sea radiada en forma de ondas gravitacionales, con una tasa de pérdida de

$$\left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{grav}} = -1,8 \times 10^{44} \left(\frac{I}{10^{45} \text{gcm}^2} \right)^2 \left(\frac{\omega}{10^4 \text{s}^{-1}} \right)^6 \left(\frac{\epsilon}{10^{-2}} \right)^2 \text{W}, \quad (2.4.25)$$

siendo entonces E_g la energía de rotación para la cual las pérdidas por radiación electromagnética se igualan a las pérdidas por radiación gravitacional,

$$E_g = 30 \times \left(\frac{10^{45} \text{gcm}^2}{I} \right)^2 \left(\frac{10^{-2}}{\epsilon} \right)^2 \left[\frac{B}{2 \times 10^{11} \text{T}} \left(\frac{R}{10 \text{km}} \right)^3 \right]^3 \text{Eev.} \quad (2.4.26)$$

Las pérdidas electromagnéticas y gravitatorias afectan directamente a la velocidad de rotación ω del magnetar, haciendo que rápidamente la capacidad de aceleración decaiga. Después de aproximadamente,

$$t_d = 0,2 \times Z \left(\frac{I}{10^{45} \text{gcm}^2} \right) \left(\frac{2 \times 10^{11} \text{T}}{B} \right) \left(\frac{10 \text{km}}{R} \right)^3 \left(\frac{6 \times 10^{18} \text{ev}}{E_d} \right) \quad (2.4.27)$$

días desde la formación del magnetar, su capacidad de aceleración ha caído por debajo de una energía E_d , donde E_d es la energía límite por debajo de la cual se considera la capacidad de aceleración de la partícula: para una magnetar típica los tiempos característicos son del orden de días para llegar a las energías del tobillo. Este resultado es la principal

debilidad de este modelo, ya que teniendo en cuenta las tasas de formación de magnetar, ni aún con los modelos más optimistas podría explicarse el flujo observado a las más altas energías [20]. Sin embargo, recientemente se ha indicado que si el flujo a las más altas energías está dominado por núcleos pesados en lugar de protones, como sugieren los últimos resultados de composición del observatorio Auger [18], este escenario podría ser plausible. Los modelos de aceleración requieren entonces campos magnéticos, los cuales o bien por su intensidad o bien por los grandes volúmenes en donde actúan, son capaces de incrementar la energía cinética de partículas cargadas. Hillas [14] advirtió esta relación entre el tamaño de los objetos astrofísicos y la intensidad del campo, en la búsqueda de posibles fuentes cosmológicas de los UHECR. El radio de Larmor de una partícula con carga Ze está dado por

$$r_L = 0,11 \left(\frac{1}{Z} \right) \left(\frac{E}{\text{Eev}} \right) \left(\frac{nT}{B} \right) \text{kpc}, \quad (2.4.28)$$

con lo cual, la región aceleradora deberá tener un diámetro de $L_s \equiv 2r_L$, y entonces, la energía máxima que puede alcanzar antes de escapar de esa región será

$$E_{max} \simeq \frac{Z}{2} \left(\frac{L_s}{\text{kpc}} \right) \left(\frac{B}{nT} \right) \text{Eev}. \quad (2.4.29)$$

Estrictamente hablando, B representa a la componente perpendicular del campo en la dirección de movimiento, y la capacidad de aceleración debe ser corregida por un factor η que tenga en cuenta el mecanismo asociado a la fuente:

$$E_{max} \simeq \eta \frac{Z}{2} \left(\frac{L_s}{\text{kpc}} \right) \left(\frac{B}{nT} \right) \text{Eev}, \quad (2.4.30)$$

con $\eta = \beta_c^2$ para el mecanismo de Fermi de segundo orden, $\eta = \beta_c$ para el de primer orden, $\eta = \gamma_s \beta_s$ para una onda de choque relativista con factor de Lorentz [21] $\gamma_s = (1 - \beta_s^2)^{-1/2}$, o $\eta \propto \omega^2$ para magnetars.

En la figura 2.6 se muestra el llamado Diagrama de Hillas [14], donde las posibles fuentes se disponen en función de la intensidad del campo magnético y de su tamaño. Las líneas inclinadas representan los límites de aceleración para una partícula con número atómico $Z = 1$ (protón) o $Z = 26$ (hierro) a energía E_{max} . Por sobre esas líneas, la partícula terminará escapando una vez alcanzado el valor de E_{max} . Los objetos que verifican la condición de Hillas, que es suficiente pero no necesaria, serían: Los núcleos activos de galaxias, las estrellas de neutrones y los destellos de rayos gamma.

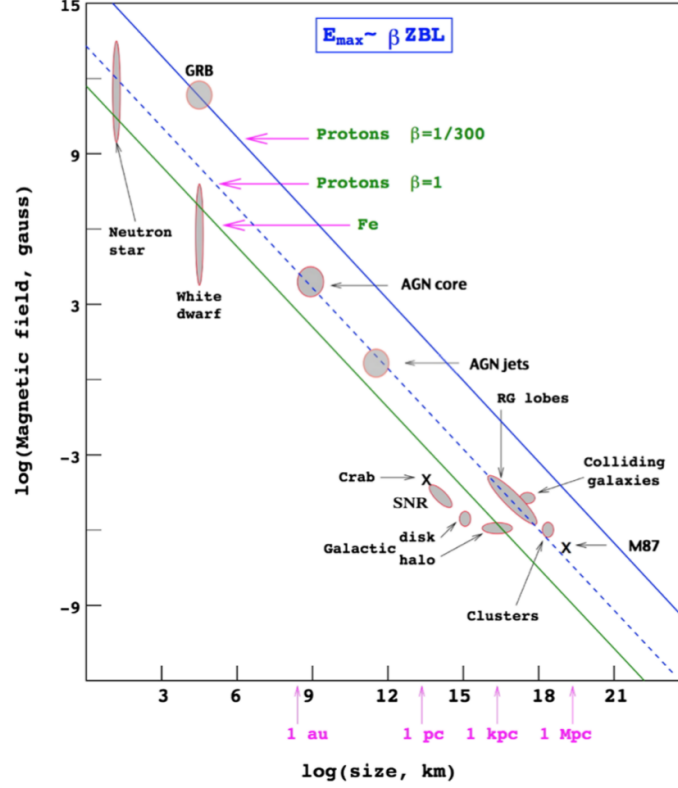


Figura 2.6: Diagrama de Hillas, en su versión moderna extraído de [22], que explica las posibilidades de aceleración de objetos astrofísicos como función de su tamaño y las intensidades de los campos magnéticos presentes. La versión original se puede obtener de [14]

Modelos de decaimiento (top-down):

Todos los mecanismos de aceleración vistos presentan diversos problemas para explicar el flujo de rayo cósmico a las energías más altas.

Los modelos top-down se basan en la inestabilidad de partículas supermasivas, en rigor $M \equiv m_X \geq 10^{21}$ eV, denominadas genéricamente como partículas X, que decaen en quarks y leptones. La hadronización de los quarks produce chorros de mesones livianos, en su mayoría piones que luego decaen en fotones y leptones, y un porcentaje menor de bariones. La hadronización es un fenómeno que se produce cuando tras una interacción en física de altas energías se crea un quark nuevo. Puesto que los quarks no pueden estar libres, se generan en el vacío pares de quarks-antiquarks que se combinan en hadrones produciendo así jets de partículas. En última instancia, fotones, leptones y algunos pocos nucleones son producidos directamente con energías de hasta $E_p \leq m_x$ sin ningún mecanismo de aceleración interviniente. Para más información consultar [23]

Estas partículas X, que podrían incluso provenir de las primeras etapas de formación del Universo, como por ejemplo los defectos topológicos, deben verificar tres condiciones fundamentales:

1. Deben decaer en épocas recientes para que no se vean demasiado afectadas en su propagación;
2. Su masa debe ser del orden de las predichas por la teorías de gran unificación (ver por ejemplo [24]), $M_{GUT} \sim 10^{25}$ eV.
3. Su densidad y ritmo de decaimiento debe ser compatible con el flujo observado de UHECR.

Una revisión de la física y la astrofísica asociada con las cuestiones de origen y propagación de estos rayos cósmicos de energía extremadamente alta en el Universo puede verse en las secciones 6 y 7 de [23].

2.5. Propagación de rayos cósmicos

La figura 2.7 es una representación esquemática de la propagación de las partículas cósmicas entre la fuente y el observador. Un observador localizado en el medio interestelar no solo mediría las diferentes abundancias relativas de los núcleos primarios acelerados en la fuente, sino también observaría las especies nucleares secundarias y el origen de las interacciones nucleares que ocurren entre las partículas cósmicas y la materia interestelar durante la propagación. Además, la propagación de las partículas desde el campo magnético interestelar hasta el campo magnético interplanetario de origen solar en la heliósfera.

El espectro a energías bajas experimenta cambios de energía e intensidad. Estos cambios son llamados modulación solar. Así, un observador dentro de la heliósfera en [b] debe extrapolar espectros medidos usando un modelo de modulación solar para obtener el espectro interestelar local en [a], y también determinar los efectos de propagación entre la fuente y el punto [a].

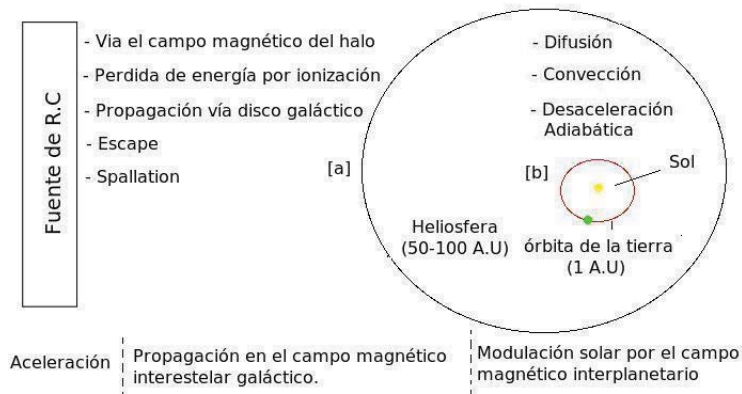


Figura 2.7: Representación esquemática de la historia de vida de una partícula cósmica desde su aceleración en la región de la fuente hasta su observación en la tierra [b]. imagen tomada de [25]

Las medidas de la composición galáctica de las partículas cósmicas todavía está limitada a las posiciones dentro de la heliósfera. Esta región tiene propiedades electrodinámicas establecidas por la expansión de la corona solar hacia el exterior formando un flujo de viento solar llevado por el campo magnético hasta la distancia de interfaz de la heliopausa, la cual está entre el límite de la heliósfera y el medio interestelar local. La frontera de la heliósfera y la heliopausa es determinada por el intercambio de carga entre el viento solar y el gas neutro interestelar y por el balance de presión del campo magnético interestelar, se estima que se encuentra en un rango radial $\sim 50 - 100$ AU del sol.

Una partícula cargada de alta energía que se propaga de [a] a [b] en la figura 2.7 se dispersa y difunde hacia el interior de los campos magnéticos irregulares de la heliósfera, tienden a salir fuera de la heliósfera debido al flujo de viento solar, y experimentan una desaceleración adiabática a causa de la expansión de los campos magnéticos.

Ahora, hablemos un poco sobre la llegada de estas partículas cósmicas a la tierra:

Para empezar, la magnetósfera de la tierra es una región alrededor del planeta, en la que el campo magnético de ésta desvía la mayor parte del viento solar a través de una trayectoria circunferencial, mientras que las líneas del campo geomagnético conducen el movimiento de las partículas cargadas sobre los polos magnéticos, formando así un escudo protector contra las partículas cargadas de alta energía procedentes del sol. La magnetósfera contiene gran parte de la exósfera y comienza a unos 500 km s.n.m, por encima de la ionosfera, donde las partículas ionizadas de la atmósfera interaccionan con mayor intensidad con el campo magnético terrestre.

La magnetósfera interacciona con el viento solar en una región denominada magnetopausa que se encuentra a unos 60000km de la Tierra en la dirección Tierra-Sol y a mucha mayor distancia en la dirección opuesta. Por delante de la magnetopausa se encuentra la superficie de choque entre el viento solar y el campo magnético. En esta región el plasma solar se frena rápidamente antes de ser desviado por el resto de la magnetósfera. Las partículas cargadas del viento solar son arrastradas por el campo magnético sobre los polos magnéticos dando lugar a la formación de auroras polares, boreales en el hemisferio norte y australes en el hemisferio sur.

Las partículas cósmicas acercándose a la tierra, primero encuentran el campo magnético, que desvía algunas partículas por completo. Las que atraviesan son desviadas por el campo magnético. Realizando un seguimiento de las trazas de las partículas cósmicas a través del campo magnético terrestre, se puede determinar si la dirección de inicio (dirección asintótica) está relacionada con el punto de impacto.

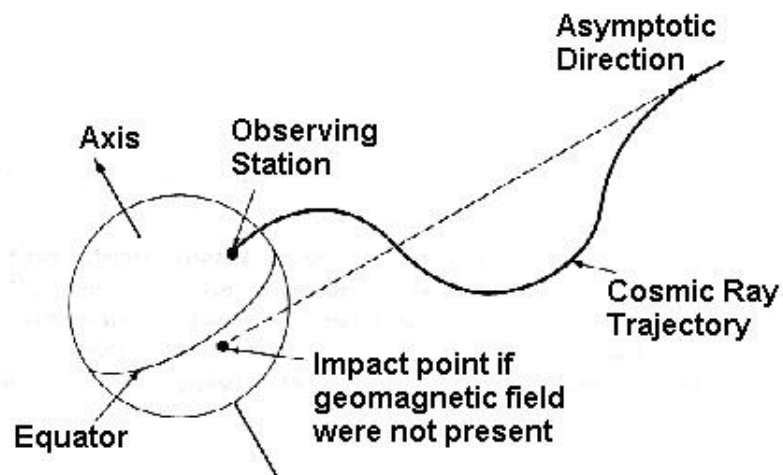


Figura 2.8: Partícula cósmica llegando a la tierra. Figura extraída de [26]

Seguidamente, podemos mencionar lo que tiene que ver con la Anomalía del sur, la cual no es mas que una región donde los cinturones de radiación de Van Allen se encuentran a unos cientos de kilómetros de la superficie de la tierra.

Los cinturones de Van Allen son ciertas zonas de la magnetosfera terrestre donde se concentran las partículas cargadas. Son llamados así en honor de su descubridor: James Van Allen. Fueron descubiertos gracias al lanzamiento del satélite estadounidense Explorer 1, que fue en principio un fracaso debido a su forma alargada, que, junto con un sistema de control mal diseñado, entorpeció el ajuste a la órbita.

Estos cinturones son áreas en forma de anillo de superficie toroidal en las que protones y electrones se mueven en espiral en gran cantidad entre los polos magnéticos del planeta.

Como resultado en esa región la intensidad de radiación es más alta que en otras regiones. Esta anomalía es producida por una depresión en el campo magnético de la tierra en esa zona, ocasionada por el hecho de que el centro del campo magnético de la tierra está desviado de su centro geográfico en 450km.

Estos cinturones de radiación se originan por el intenso campo magnético de la Tierra que es producto de su rotación. Ese campo atrapa partículas cargadas (plasma) provenientes del Sol (viento solar), así como partículas cargadas que se generan por interacción de la atmósfera terrestre con la radiación cósmica y la radiación solar de alta energía.

Los cinturones de Van Allen son altamente radiactivos y contienen antiprotones, antipartículas de enorme intensidad electromagnética [27]. La Anomalía del Atlántico Sur es de particular interés en la astrofísica de altas energías, ya que esta región es muy densa en radiación (alto flujo de partículas). El flujo de partículas es tan alto en esta región que a menudo los detectores de los satélites se deben apagar (o al menos colocarlos en modo seguro) para protegerlos de la radiación.

Los límites de ésta anomalía varían con la altitud por encima de la tierra. A una altitud de 500Km dichos límites oscilan entre -90 y 40 en longitudes geográficas y -50 a 0 en latitud geográfica. La medida de la anomalía se incrementa con la altitud en esta región.

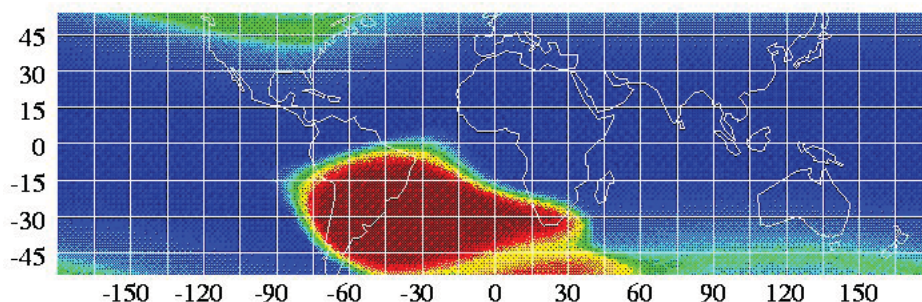


Figura 2.9: Anomalía del Atlántico Sur (AAS). Figura extraída de [28]

En el mapa se muestra AAS (Anomalía Atlántico Sur) a una altitud de ~ 560 Km. Los datos fueron recolectados por el Detector Anomalía del Atlántico Sur (DAAS) a bordo de ROSAT(satélite Röntgen). El color rojo oscuro muestra el área de la AAS. Las bandas verde, amarillo y naranja representan los cinturones de partículas.

En el siguiente mapa se ilustra la AAS a ~ 850 Km, donde especifica el flujo de protones por segundo que atraviesan las diferentes zonas de la anomalía, destacando el flujo de protones mayor que 32/s en la zona central hasta menores que 1/s fuera de la anomalía.

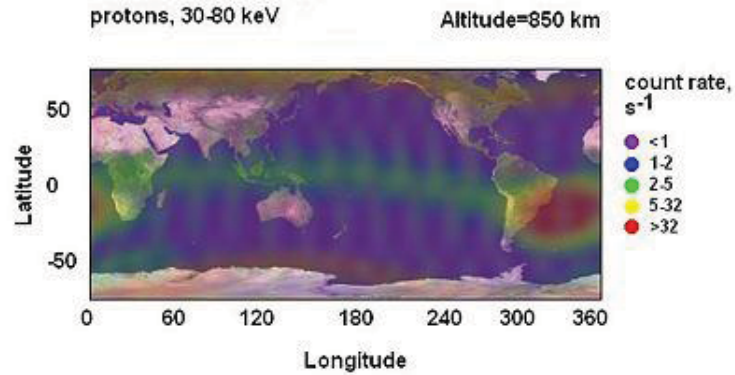


Figura 2.10: Anomalía del Atlántico Sur AAS y flujo de protones.

El observatorio Pierre Auger se encuentra entre la zona amarilla y parte de la roja donde el flujo de protones es mayor que el resto de las zonas, pero como los protones son de baja energía (30-80 KeV) no son de interés para el estudio de cascadas atmosféricas.

Hasta ahora hemos introducido algunos aspectos de la física de astropartículas, poniendo especial énfasis en la física de los rayos cósmicos. Se comenzó por una breve introducción histórica, se discutieron las características del espectro de rayos cósmicos, para luego revisar los principales modelos en vigencia que permiten explicar el origen de los UHECR. Además, se describieron los modelos de propagación de los rayos cósmicos en el Universo, y las principales características observacionales que dichos modelos predicen. Teniendo en mente todas estas definiciones y herramientas, será más sencillo poder comprender todo lo relacionado con los rayos cósmicos.

Capítulo 3

Lluvias Atmosféricas Extendidas

Definiremos **Lluvia atmosférica extendida** a la cascada de partículas producida por la interacción de un rayo cósmico primario con los elementos constituyentes de la atmósfera.

En términos fenomenológicos, luego de atravesar el espacio exterior y de interactuar con los fotones de fondo perdiendo energía en su propagación, algunas partículas terminan de dispersar el resto de su energía en la atmósfera terrestre. La interacción de esta partícula primaria con las moléculas de aire presentes en la atmósfera genera otras partículas que interactúan a su vez con el aire produciendo nuevas partículas o siendo absorbidas. Así se genera una reacción en cadena que dará como resultado una cascada de partículas propagándose por la atmósfera llamada lluvia, chubasco o cascada atmosférica de partículas.

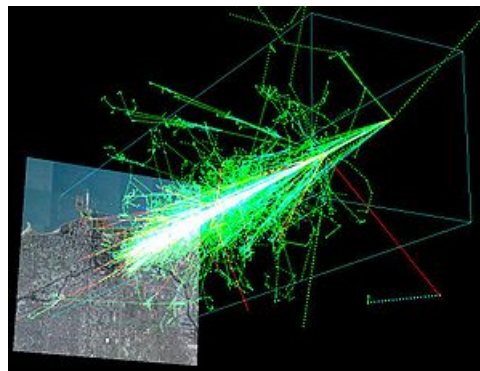


Figura 3.1: Lluvia creada por un protón de 1TeV al golpear la Atmósfera a 20 km de la Tierra. Figura extraída de [29]

La evolución de la cascada de partículas depende de las características del primario (naturaleza química, energía inicial, ángulo de incidencia) y en cierta medida, de las condi-

ciones atmosféricas locales. El número de partículas secundarias crece rápidamente hasta alcanzar un máximo y luego disminuye a medida que la energía de las mismas cae por debajo del umbral para producir nuevas partículas. A medida que la lluvia se desarrolla, las partículas secundarias se dispersan alejándose del eje determinado por la dirección de incidencia del primario. La mayor densidad de partículas se genera en la zona cercana al eje principal, disminuyendo rápidamente a medida que uno se aleja del mismo.

En todo proceso de interacción con un medio, no importa tanto la longitud recorrida a lo largo de la dirección de movimiento, si no más bien la cantidad de materia atravesada que tiene incorporada la densidad del medio. En el caso particular del aire como medio, debe tenerse presente la variación de la densidad con la altura sobre el nivel del mar.

Definiremos entonces la

Profundidad atmosférica $X(l)$ como la masa de aire por unidad de área que atraviesa una partícula a lo largo de la atmósfera desde el infinito hasta la posición l a lo largo de la trayectoria que describe su movimiento [?]. En términos matemáticos:

$$X(l) = \int_l^\infty \rho(l') dl'. \quad (3.0.1)$$

Para el caso de la atmósfera $\rho(l)$ corresponde a la densidad del aire en la posición l , que a su vez sólo depende de la altura h y la temperatura T (que depende de la altura) sobre la superficie y está determinada por la ecuación barométrica:

$$\rho(h) = \rho(h_0) \left(\frac{T(h_0)}{T(h)} \right) \exp \left(- \int_{h_0}^h \frac{Mg(h)}{RT(h)} dh \right) \quad (3.0.2)$$

siendo $T(h)$ la temperatura a la altura h , R la constante universal de los gases, M la masa molar del aire ($M = 0,02896 \text{ kg mol}^{-1}$), $g(h)$ la aceleración debida a la gravedad a la altura h , y h_0 el nivel de referencia. La altura h se relaciona con l por medio del ángulo θ respecto a la vertical,

$$h \simeq l \cos \theta \quad (3.0.3)$$

Despreciando la curvatura terrestre.

La profundidad atmosférica mencionada anteriormente, medida en la dirección vertical a una altura h s.n.m. puede obtenerse a partir de la presión atmosférica $P(h)$ a esa misma altura

$$\begin{aligned}
X(h) &= \int_h^\infty \rho(l) dl \\
&= \frac{g(h)}{g(h)} \int_h^\infty \rho(l) dl \\
&= \frac{P(h)}{g(h)}.
\end{aligned}$$

Con lo cual, la profundidad atmosférica vertical a nivel del mar es:

$$X(h = 0) = 1033 gcm^{-2}.$$

Las partículas primarias con energía superiores a 10^{15} eV producirán cascadas y probablemente lleguen a la superficie terrestre. Las cascadas iniciadas por nucleones o núcleos, llamadas hadrónicas, pueden dividirse en tres componentes: una electromagnética, una muónica y una hadrónica.

3.1. Cascada Electromagnética

Las primeras interacciones hadrónicas dan origen a piones cargados y neutrones. Estos últimos decaen en rayos γ según los siguientes procesos [30].

$$\begin{aligned}
\pi^0 &\longrightarrow \gamma\gamma & [98,8\%] \\
\pi^0 &\longrightarrow \gamma e^+ e^- & [1,2\%].
\end{aligned}$$

Estos procesos dan origen a la cascada electromagnética. Debido a que gran parte de la energía se disipa por este canal, el comportamiento de las lluvias atmosféricas extendidas (EAS por sus siglas en inglés), queda completamente determinado por las características de la cascada electromagnética. Para esta cascada electromagnética son dos los principales canales de interacción: Bremsstrahlung y creación de pares en el aire. Así, para un núcleo de aire dado, con carga Z y número atómico A , las reacciones correspondientes son:

$$\begin{aligned}
\text{Bremsstrahlung} & \quad e & \longrightarrow & \quad e\gamma \\
\text{Pares} & \quad \gamma & \longrightarrow & \quad e^+ e^-.
\end{aligned}$$

Ambos procesos están acoplados, en el sentido que aquellos fotones con energía suficiente son capaces de producir pares, que a su vez experimentan radiación por frenado.

Este acoplamiento de las reacciones es la razón principal para la formación de la cascada electromagnética. Por eso es válido suponer que una lluvia está formada por multiples sub-lluvias electromagnéticas. Además, si el primario es un fotón de alta energía, el desarrollo de la lluvia será completamente electromagnético.

3.2. Cascada Muónica

El número de muones de la lluvia es un parámetro importante que está relacionado fuertemente con la naturaleza del primario. En general, la fracción de energía remanente en la cascada hadrónica, decrece exponencialmente con el número de generaciones y la energía transferida a muones depende esencialmente del número de pasos necesarios para alcanzar el nivel de energía donde los piones decaen. Estos a su vez, en los altos niveles de la atmósfera, tienen una mayor probabilidad de decaer que de interactuar con los átomos presentes. El decaimiento de piones π cargados ocurre de acuerdo la siguiente reacción.

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad [99,99 \%,]$$

donde la partícula ν_μ es un neutrinos Mesones extraños, principalmente kaones K , también son fuente de muones μ luego de su decaimiento vía

$$\begin{array}{llll} K^+ & \longrightarrow & \mu^+ \nu_\mu & [63,43 \, \%] \\ K^+ & \longrightarrow & \pi^+ \pi^0 & [21,13 \, \%] \\ K^+ & \longrightarrow & \pi^+ \pi^+ \pi^- & [5,6 \, \%] \\ K^+ & \longrightarrow & \pi^0 e^+ \nu_e & [4,9 \, \%] \end{array}$$

y sus conjugadas de carga, que a su vez decaen en más muones. Salvo el último, que desencadenará una sub-lluvia electromagnética. Finalmente, mesones con una vida media mucho más corta, decaen antes de interactuar produciendo kaones y muones de alta energía que forman la llamada componente prompt, que forman una pequeña fracción de muy alta energía. En primera aproximación, el número de muones aumenta a medida que la lluvia se desarrolla, llega a un máximo y luego se atenúa muy lentamente. Esto sucede debido a que raramente estas partículas interactúan, prácticamente sólo pierden energía por ionización del medio.

3.3. Cascada Hadrónica

La componente puramente hadrónica de la lluvia, posee un nivel de dispersión lateral mucho más pequeño que para el de las otras dos componentes. Es por esto que el núcleo hadrónico se encuentra en general en regiones cercanas al eje de la lluvia totalmente desarrollada, se estima que la misma permanece concentrada en un radio no mayor a los 150 m para una lluvia iniciada por un protón de 10^{18} EeV .

3.4. La Atmósfera Terrestre

La atmósfera de la Tierra es un gran volumen de gas con una densidad de casi 10^{19} partículas por cm^3 a nivel del mar [31]. A mayor altitud, la densidad del aire disminuye y con ésta el número de moléculas y núcleos por unidad de volumen. La atmósfera consiste principalmente de nitrógeno y oxígeno, aunque están presentes otros constituyentes.

La intensidad de las interacciones que sufren las partículas con la materia va a depender del medio a través del cual se estén propagando. En este caso el medio que atraviesan es la atmósfera terrestre, por ello es necesario estudiar algunos aspectos como su composición química y densidad para entender cómo se producen las cascadas de partículas secundarias. Nuestra atmósfera es un cascarón gaseoso que se extiende por varias centenas de kilómetros sobre la tierra. El 90 % de su masa se encuentra acumulada en los primeros 18 Km s.n.m. Solamente un 1 % de la masa se encuentra a partir de 32 Km s.n.m.

La atmósfera puede ser descrita usando distintas variables de estado. La temperatura es la más intuitiva, y es la medida de la energía cinética de las moléculas. La temperatura está influenciada por:

- La posición del sol y de la cantidad de nubes;
 - el intercambio vertical de calor entre la superficie de la Tierra y la atmósfera;
 - el tipo de superficie de la tierra (nieve, agua, bosque, desierto);
 - el transporte horizontal convectivo del calor por movimiento de aire;
 - la altitud;
 - los vientos;
 - la topografía.
-

Se definen regiones específicas dentro de la atmósfera de acuerdo a sus variaciones de temperatura. Estas incluyen la tropósfera, donde toman lugar los procesos meteorológicos; la estratósfera, donde generalmente no hay nubes y donde se concentra el ozono; la mesósfera, que se encuentra entre 50 y 80 km y donde la temperatura disminuye cuando aumenta la altitud; y finalmente se encuentra la termósfera, donde la temperatura aumenta con la altitud hasta aproximadamente los 130 km. Las capas entre las diferentes regiones son llamadas pausas, es decir, tropopausa, estratopausa, mesopausa y termopausa. (ver figura 3.2)

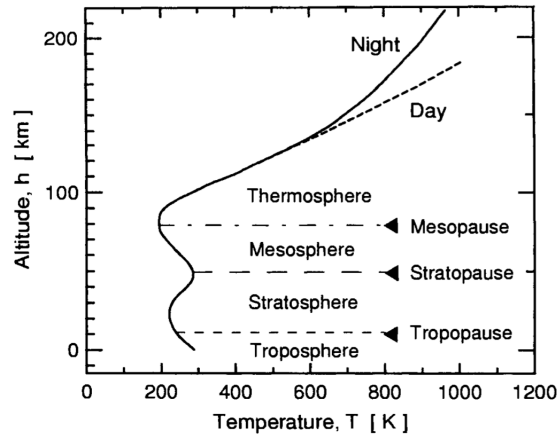


Figura 3.2: Perfil de temperatura de la atmósfera en función de la altitud. Imagen tomada de [31]

Otra variable que define la atmósfera es la presión $p(h)$ y representa la fuerza ejercida por la columna de aire por unidad de área debido a la interacción gravitacional [32]. Suponiendo al aire como un gas ideal, la densidad puede escribirse como:

$$\rho = \frac{P(h)M_m}{RT(h)}, \quad (3.4.1)$$

donde R es la constante universal de los gases y vale $8.31451(\text{Kmol})^{-1}$ y M_m es la masa molar del aire en g/mol.

La estructura vertical de la atmósfera terrestre se le divide en varias regiones según la variación de la temperatura y la composición. Hasta aproximadamente 80 km de altura, la masa molecular es casi constante. Esta zona se denomina homósfera y por encima de ésta se encuentra la heterósfera, donde los átomos más pesados se ubican en el fondo de la capa mientras que los mas livianos flotan en la parte superior de ésta.

3.5. El Campo Geomagnético

El Campo Geomagnético no es más que el campo magnético producido por todas las fuentes dentro y fuera de la Tierra sólida hasta la región conocida como magnetopausa, que es la frontera dentro de la cual el campo magnético de la Tierra permanece confinado. Más allá de esta frontera es dominante el campo magnético interplanetario (IMF por sus siglas en inglés), producido por el Sol.

Para describir el vector de campo magnético B terrestre se utiliza típicamente un sistema de ejes coordenados rectangulares locales en el que el eje x es horizontal y dirigido al Norte geográfico, el eje y también horizontal y dirigido hacia el Este y el eje z vertical y dirigido hacia abajo. Las componentes de B se denominan respectivamente para cada eje: norte X , este Y , vertical Z .

La componente horizontal H es la proyección de B sobre el plano horizontal. El ángulo que forma la componente H con el eje x se conoce como declinación y se designa por D ; se le atribuye signo positivo en el caso de que H se desvíe respecto al eje x hacia el Este y signo negativo hacia el Oeste. El ángulo entre el plano horizontal y el vector de campo magnético se denomina inclinación y se designa por I , como se muestra en la siguiente figura:

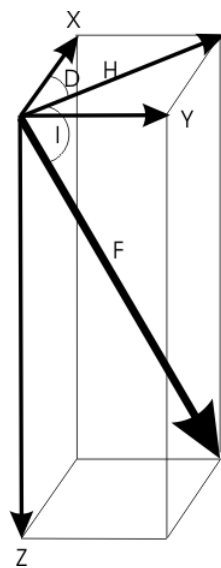


Figura 3.3: Componentes del campo geomagnético. Imagen tomada de <http://geomag.nrcan.gc.ca/>. Consultado el 24/02/2017

La intensidad del campo o cualquiera de sus componentes se mide en nanoteslas (nT). Un tesla representa un campo magnético extremadamente fuerte, como el que se observaría entre los polos de un electroimán poderoso. El campo magnético de la Tierra

es mucho más débil; su intensidad máxima se alcanza cerca a los polos magnéticos, donde llega a ser del orden de 60000 nT.

3.6. Campo Magnético de origen interno

El campo más intenso, del orden de 30000 nT en el ecuador y 60000 nT en los polos es aquel que se produce dentro del núcleo a través de un proceso de dínamo auto-sostenido (geodínamo). Este mecanismo no está del todo entendido pero se sabe que es posible gracias a que el núcleo de la Tierra está compuesto de hierro fundido altamente conductor, el cual se mueve de forma turbulenta y genera corrientes eléctricas [33].

En la corteza terrestre se genera un campo magnético de mucha menor intensidad; este se produce debido a la presencia de rocas magnetizadas. Tales rocas pueden ser encontradas solamente en regiones de la Tierra sólida donde la temperatura es menor a la temperatura de Curie de los minerales que presentan magnetización. Como consecuencia de esto, las rocas magnetizadas yacen principalmente en las capas superiores de la Tierra. El campo así producido puede variar sustancialmente según la posición geográfica, desde fracciones de nanotesla a miles de nanoteslas sobre la superficie terrestre.

La suma del campo producido en el núcleo y el producido en la corteza conforman el campo geomagnético de origen interno debido a que ambas fuentes se encuentran al interior de la Tierra. Este campo geomagnético de origen interno está dominado por el campo del núcleo a grandes escalas y por el campo de la corteza cuando se consideran escalas del orden de menos de 2000 km sobre la superficie terrestre. De una manera aproximada, el campo de origen interior a grandes escalas se asemeja al campo exterior de una esfera uniformemente magnetizada, es decir, a un campo dipolar. El campo dipolar que mejor se ajusta al actual campo geomagnético tiene sus polos separados $11,5^\circ$ de los polos geográficos, estando el polo Norte al noroeste de Groenlandia. Sin embargo, en algunos lugares, la diferencia entre el campo real y el campo dipolar de mejor ajuste alcanza el 20 % del campo total [34].

Componente	Descripción	Expresión
X	Componente del vector magnético en dirección del Norte geográfico. Positiva en sentido Sur-Norte.	$X = H \cos(D)$.
Y	Componente del vector magnético en dirección Este. Positiva en sentido Oeste-Este.	$Y = H \sin(D)$.
Z	Componente del vector magnético en dirección vertical hacia abajo. Positiva cuando apunta hacia el centro de la Tierra.	$Z = F \sin(I)$.
F	Intensidad total del vector magnético.	$F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$.
H	Componente horizontal del vector magnético.	$H = \sqrt{X^2 + Y^2}$.
D	Declinación magnética. Es el ángulo que forma el Norte geográfico (eje x) con la componente H del vector magnético. Positivo hacia el Este.	$D = \arctan \frac{Y}{X}$.
I	Inclinación magnética. Es el ángulo que forma el plano horizontal (plano xy) con el vector magnético. Es positivo hacia abajo.	$I = \arctan \frac{H}{Z}$.

Tabla 3.1: Descripción de las componentes de campo geomagnético.

3.7. Campo Magnético de origen externo

El plasma solar, el cual es altamente conductor, se aproxima hacia el espacio interplanetario como resultado de la expansión de la corona solar. Este plasma fluye con una velocidad supersónica de 500 km s^{-1} y consiste principalmente de electrones y protones con una adición de un 5 % de iones de helio [35]. Cerca a la Tierra, la densidad del viento solar es de 7 iones por cm^3 y produce un campo magnético de aproximadamente 6 nT. El viento solar interactúa con el campo geomagnético para formar una región llamada magnetósfera. A distancias mayores de unos cuantos radios terrestres, dicha interacción altera en gran medida el campo magnético de la Tierra, el cual deja de parecerse al de un dipolo a las distancias consideradas.

A una gran distancia de la Tierra (aproximadamente a unos 15 radios terrestres), en el lado diurno, el viento solar colisiona con el campo geomagnético, siendo ralentizado y deflectado alrededor de éste. El campo geomagnético se ve deformado y debido a que el viento solar posee velocidades supersónicas, se genera un frente de choque, o bow shock, lugar donde el plasma es desacelerado y una fracción sustancial de la energía cinética de las partículas es convertida en energía térmica. El bow shock constituye la frontera exterior de la magnetósfera. La región de plasma termalizado subsónico detrás del bow shock se conoce como magnetosheath. Allí el plasma es más denso y más caliente que el plasma del viento solar y la intensidad del campo magnético tiene valores mayores en esta región.

Las partículas cargadas en movimiento del viento solar constituyen corrientes eléctricas que producen un campo magnético interplanetario, el cual refuerza y comprime el campo geomagnético en el lado diurno y lo debilita y extiende en el lado nocturno de la Tierra. Esto resulta en una cola geomagnética, o magnetocola, que se extiende a grandes distancias más allá de la órbita lunar. La transición entre el campo geomagnético deformado y la magnetosheath se llama magnetopausa [35]. En la figura 3.4 se muestra la magnetosfera con las distintas regiones mencionadas anteriormente.

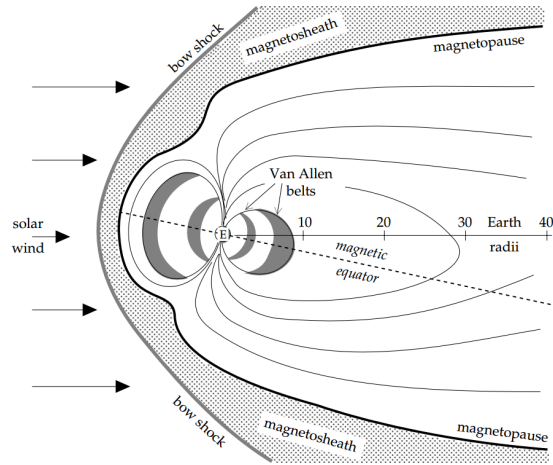


Figura 3.4: Esquema de la sección transversal de la magnetosfera, la cual muestra varias regiones de interacción del campo geomagnético con el viento solar. Imagen tomada de [35]

El campo magnético de origen externo es aquel cuyas fuentes están por encima de la atmósfera neutra. Estas fuentes son sistemas de corrientes en la ionósfera y la magnetósfera. La intensidad de los campos producidos de esta manera pueden variar fuertemente en el tiempo, por ejemplo durante tormentas magnéticas, pueden alcanzar 1000 nT en la superficie de la Tierra [35]. La distorsión del campo geomagnético debido a la interacción con el viento solar viene acompañada de corrientes eléctricas en la magnetósfera, entre las cuales encontramos la corriente de cola de magnetopausa, la corriente de hoja neutral, las corrientes alineadas de campo, la corriente de anillo, entre otras, esquematizadas en la figura 3.5.

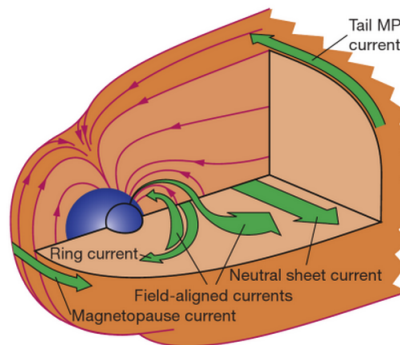


Figura 3.5: Sistemas de corrientes en la magnetosfera. Imagen tomada de [36]

3.8. Índice DST

El índice DST (Disturbance Storm Time por sus siglas en inglés) es una medida de la disminución en la componente horizontal del campo geomagnético debido a aumentos en la corriente de anillo magnetosférica. Esta corriente de anillo se encuentra en el plano ecuatorial a una distancia de 3 a 5 radios terrestres, está compuesta principalmente de protones y se mueve en dirección oeste, de manera que el campo magnético que produce cancela parcialmente el campo geomagnético de origen interno, que en el ecuador apunta principalmente hacia el norte [37]. Entonces las posibles variaciones en esta corriente producen variaciones en el campo geomagnético en la superficie de la Tierra, específicamente cuando ocurre una tormenta geomagnética.

Una tormenta geomagnética es una perturbación de la magnetósfera de la Tierra que ocurre cuando hay un intercambio muy eficiente de energía del viento solar dentro del medio ambiente espacial que rodea la Tierra, resultando en intensas corrientes en la magnetósfera, cambios en los cinturones de radiación y cambios en la ionósfera. De manera que cuando ocurre una de estas tormentas, la energía de la corriente de anillo aumenta y ocurre una disminución temporal de la intensidad del campo geomagnético en el plano ecuatorial de la superficie terrestre.

Es posible decir que el índice DST es un indicador de la corriente de anillo magnetosférica y de la intensidad de la tormenta geomagnética. Aunque la corriente de anillo es uno de los mayores sistemas de corrientes de la magnetósfera, otras corrientes de baja latitud también contribuyen al índice DST: corrientes de la magnetocola, corrientes inducidas por subtormentas y corrientes inducidas en la Tierra sólida [38].

3.9. Rigidez Magnética de una partícula

Definiremos la rigidez magnética de una partícula como sigue:

$$R = \frac{pc}{q}, \quad (3.9.1)$$

donde p es el momentum lineal de la partícula, q la carga de la misma y c la velocidad de la luz.

Es conveniente caracterizar la trayectoria de los rayos cósmicos en función de su rigidez y no de su energía. Entre más alta sea la rigidez de una partícula, menor será la deflexión de su trayectoria, así que la rigidez puede interpretarse como una medida de la resistencia de una partícula cargada a cambiar su dirección de propagación por efecto del

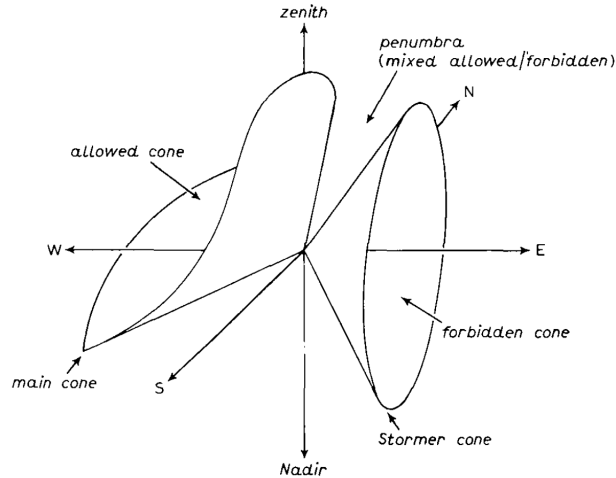


Figura 3.6: Relación espacial entre el cono de Störmer, la penumbra y el cono permitido. Imagen tomada de [39]

campo magnético. Como se ve en la ecuación (3.9.1), la rigidez tiene unidades de energía dividida entre carga eléctrica, en física de rayos cósmicos se suele expresar en GV o MV.

3.10. Rigidez de corte

Los primeras investigaciones realizadas sobre el problema del acceso de rayos cósmicos a puntos dentro del campo geomagnético fueron llevadas a cabo por el geofísico noruego C. Störmer, quien en 1955 mostró analíticamente que en cualquier punto de un campo magnético dipolar existe un cono axialmente simétrico (llamado cono de Störmer) en dirección éste en el que está prohibido el acceso a partículas cargadas con una rigidez específica y que se aproximan desde el infinito. Posteriormente, Lemaitre y Vallarta consideraron el problema de un cuerpo sólido (la Tierra) dentro de un campo magnético dipolar y hallaron numéricamente un cono permitido de direcciones de llegada para los rayos cósmicos que poseen determinada rigidez. Entre el cono permitido y el cono de Störmer existe lo que se conoce como penumbra, una región con una compleja estructura de bandas alternas de direcciones prohibidas y permitidas. Las regiones prohibidas dentro de la penumbra surgen por la intersección de ciertas familias de trayectorias con la Tierra antes de llegar al punto de interés. En la figura 2.6 se presentan las regiones anteriormente descritas.

Los pioneros en lo relacionado a esta investigación (Störmer, Lemaitre y Vallarta) trataban el problema de las condiciones de acceso de los rayos cósmicos desde un punto

de vista direccional, describiendo las direcciones desde las cuales las partículas con una rigidez específica podían o no podían llegar a determinado punto del campo geomagnético. Posteriormente, con el uso del cálculo computacional, este problema fue tratado desde un punto de vista de la rigidez, en el que la accesibilidad de la partícula se considera una función de su rigidez para una determinada dirección de arribo. Para mayor información consultar [39].

La rigidez de corte tiene que ver con la rigidez mínima por encima de la cual los rayos cósmicos pueden atravesar la magnetósfera de la Tierra y llegar a una posición específica desde una dirección observacional específica, de manera que es una medida del blindaje proporcionado por el campo geomagnético. El problema principal es que no hay un único valor que describa completamente la rigidez de corte y que por tanto determine el paso o no de las partículas. Para una dirección de arribo específica y un punto determinado del campo geomagnético, existe una rigidez de corte superior R_U por encima de la cual todas las partículas tienen acceso permitido; una rigidez de corte inferior R_L por debajo de la cual el acceso está prohibido y la región entre R_U y R_L corresponde a la penumbra, la cual posee una compleja estructura de bandas de acceso permitido y prohibido. La existencia de dicha penumbra se debe a que la trayectoria de los rayos cósmicos intersectan la superficie de la Tierra antes de llegar al punto de observación. Los rayos cósmicos de altas energías (altas rigideces) poseen trayectorias relativamente simples a través del campo geomagnético. A medida que la rigidez de las partículas disminuye, las deflexiones geomagnéticas aumentan y las trayectorias se hacen más complicadas, formando bucles intermedios. Cuando estos bucles intersectan la superficie sólida de la Tierra, las trayectorias quedan prohibidas. Incluso a menores rigideces puede que haya trayectorias permitidas, de manera que esta compleja estructura de órbitas permitidas y prohibidas es lo que forma la penumbra [40].

3.11. Consideraciones generales sobre la metodología

El reporte [32], da una descripción detallada de una metodología modelo. Ese Reporte tiene como objetivo principal determinar el flujo total integrado de la radiación cósmica a la cual un avión comercial es expuesto a lo largo de trayectorias específicas de vuelo. Realizaron simulaciones basadas en los diseños MAGNETOCOSMIC [41] y CORSIKA [42]. En este trabajo, considerando el flujo total de los rayos cósmicos desde 5 GeV a 1 PeV, obtuvieron el flujo integrado de partículas secundarias de la integración numérica punto a punto a bordo de un avión comercial durante un vuelo de Bogotá a Buenos Aires.

A continuación se explicará brevemente el funcionamiento de los códigos utilizados.

3.12. CORSIKA

CORSIKA es un programa para la simulación detallada de extensas lluvias de aire iniciadas por partículas de rayos cósmicos de alta energía. Los protones, los núcleos ligeros hasta el hierro, los fotones y muchas otras partículas pueden ser tratados como primarios.

Las partículas son rastreadas a través de la atmósfera hasta que experimentan reacciones con los núcleos del aire o (en el caso de secundarios inestables) decaimiento. Las interacciones hadrónicas a altas energías pueden describirse alternativamente por varios modelos de reacción: El modelo neXus se extiende por encima de una simple combinación de rutinas QGSJET y VENUS. El modelo EPOS más reciente se basa en el marco neXus, pero con importantes mejoras en relación con las interacciones duras y el efecto nuclear y de alta densidad. HDPM se inspira en los hallazgos del modelo de doble parton y trata de reproducir las distribuciones cinemáticas relevantes que se miden en los colisionadores.

Las interacciones hadrónicas a energías inferiores se describen ya sea por las rutinas de interacción GHEISHA, por un enlace a FLUKA, o por el modelo microscópico UrQMD. En los decaimientos de partículas se tienen en cuenta todas las ramas de decaimiento. Para las interacciones electromagnéticas puede utilizarse una versión a medida del programa de ducha EGS4 o las fórmulas NKG analíticas. Existen opciones para la generación de radiación Cherenkov y neutrinos. La emisión de radio de las lluvias puede ser tratada mediante un enlace con el código CoREAS. CORSIKA es un conjunto completo de rutinas FORTRAN estándar. No utiliza librerías adicionales de programas para la simulación de las lluvias aéreas y corre en casi toda máquina donde FORTRAN esté disponible.

CORSIKA puede ser usado hasta y más allá de las energías más altas de 100 EeV. Para más información relacionada con CORSIKA, puede consultar [42] y [43].

3.13. MAGNETOCOSMIC

MAGNETOCOSMIC es un código basado en Geant4 que permite hacer el cálculo de la trayectoria de partículas cargadas a través de diferentes campos geomagnéticos. Geant4 proporciona rutinas internas para generar fotones Cherenkov [41]. Para cada partícula cargada que se propaga a través de un medio verifica la condición Cherenkov y produce fotones con la correspondiente distribución de longitudes de onda. En general, esta apli-

cación sirve para simular la propagación de rayos cósmicos a través de la magnetósfera de la Tierra. La aplicación calcula el movimiento de partículas cargadas a través de modelos de campo magnético magnetosférico avanzado como el modelo Tsyganenko 2001. Permite determinar rigideces de corte de rayos cósmicos y direcciones asintóticas de incidencia para posiciones, direcciones y tiempos de observación definidos por el usuario. Utilizando la nueva generación de modelos Tsyganenko, podemos analizar la variación de las rigideces de corte y las direcciones asintóticas durante las tormentas magnéticas en función del índice DST y de la presión dinámica del viento solar.

Las principales aplicaciones de MAGNETOCOSMIC son:

- El cálculo de direcciones asintóticas de incidencia.
- El cálculo de la rigidez de corte geomagnético (R_U , R_L y R_C) en función de la posición, dirección y tiempo.
- La visualización de las trayectorias de las partículas y las líneas de campo magnético.

Para calcular la trayectoria de un rayo cósmico en el campo geomagnético, se integra numéricamente la ecuación de Lorentz. Para trazar las líneas de campo magnético, se considera una ecuación diferencial adicional, la cual define el movimiento paralelo al campo. MAGNETOCOSMIC emplea métodos de integración numérica como Euler implícito y explícito, Runge Kutta de tercer y cuarto orden, y KashKarper.

Para calcular el flujo esperado de partículas secundarias en cualquier lugar a lo largo de la trayectoria de un vuelo, usaron un método basado en la simulación del fujo completo de las partículas primarias dentro de un rango de energía dado, que se ve influenciado por el efecto de la rigidez de corte geomagnética en diferentes ubicaciones en la tierra.

Los parámetros de instalación de CORSIKA que tienen un impacto directo sobre el resultado de las simulaciones son:

- Modelo hadrónico para interacciones a altas energías: QGSJET-II-04 (Quark Gluon String model with JETs, versión II-4).
 - Modelo hadrónico para interacciones a bajas energías: GHEISHA-2002 (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code).
 - Modelo de interacciones electromagnéticas: EGS4 (Electron Gamma Shower, versión 4).
 - Modelo de detector volumétrico.
-

- **Atmósfera curva**, para simulación de primarios con ángulos cenitales grandes ($70^\circ < \theta < 90^\circ$). Al activar esta opción, para ángulos por encima de 70° , la atmósfera terrestre se modela como una atmósfera plana deslizante, es decir, cada vez que el desplazamiento horizontal de una partícula exceda cierto límite (de 6 a 20 km dependiendo de la altura) se realiza una transición a una nueva atmósfera localmente plana. Los cálculos en la aproximación de atmósfera plana resultan más simples que un tratamiento del problema usando un sistema esférico, lo cual también permite ahorrar tiempo de simulación.

3.14. ¿Que resultados obtuvieron?

En el reporte que estamos analizando, se escogió la trayectoria del vuelo AR1360 BOG-EZE (Bogotá- Buenos Aires). Esta ruta fue dividida en 12 intervalos del mismo tiempo de vuelo y el flujo de partículas secundarias, a lo largo de cada una de ellas. La protección debida a la cabina de mando y los efectos del aterrizaje y despegue en el flujo no fue incluido en el análisis preliminar (se suponía que el avión iba a volar en una altitud constante de 11kms a lo largo de toda su trayectoria). Por cada uno de estos puntos intermedios, la rigidez de corte geomagnética fue calculada al usarse el método descrito en la sección previa. Al mismo tiempo se realizaron los mismos cálculos en la ciudad de Bucaramanga pero a una altitud de 1000 metros, y al comparar las mediciones, se aprecia una clara disminución del flujo de fotones en Bucaramanga debida a la absorción de la atmósfera terrestre en la componente electromagnética.

En este capítulo se han definido y descrito las principales características de una lluvia atmosférica extendida, complementando las predicciones de los modelos más sencillos con datos provenientes de simulaciones. También se describieron los distintos mecanismos básicos que operan en el desarrollo de las mismas, como la energía y la composición del primario. Además analizamos las tres componentes que se desprenden de la lluvia atmosférica y estudiamos el efecto del campo geomagnético, la altitud y la latitud sobre estas partículas tomando en cuenta su rigidez geomagnética. También estudiamos una metodología modelo, en la cual se exponen las variables que influyen directamente en las simulaciones y se explicó brevemente el funcionamiento de los diseños MAGNETOCOSMIC y CORSIKA.

Capítulo 4

Metodología

La metodología a utilizar en este proyecto tendrá en cuenta algunas consideraciones de la metodología descrita en el capítulo anterior [32]. Nuestro proyecto está centrado en estudiar el espectro de secundarios de rayos cósmicos en dos rutas comerciales teniendo en cuenta los diseños MAGNETOCOSMIC y CORSIKA explicados anteriormente [41], [42] y haciendo una discriminación por partícula.

La primera ruta comercial a considerar fue la ruta Maiquetía-Mérida y la segunda fue la ruta Maiquetía-Manaos. A continuación, se presentará en términos generales lo que fue el procedimiento a seguir:

4.1. Procedimiento

Teniendo presente las definiciones y el funcionamiento de las herramientas descritas en el capítulo anterior, aquí resumiremos un método basado en la simulación de flujo completo de las partículas primarias dentro de un rango de energía dado para calcular el flujo esperado de partículas secundarias en cualquier lugar a lo largo de una trayectoria de un vuelo:

1. Simulación de lluvias en diferentes altitudes usando CORSIKA. Las características de los primarios son:
 - Núcleos primarios inyectados.
 - Muy baja Rigidez inicial de corte.
 - Energía y Dirección de llegada.
 - Tiempo de la simulación.
-

2. Selección de rutas.
3. Cálculo de la rigidez de corte usando MAGNETOCOSMIC.
4. Filtrar las partículas secundarias por la rigidez de las primarias y la rigidez de corte calculada por cada punto de la trayectoria. Todas aquellas lluvias generadas por las partículas primarias con la rigidez por debajo del corte son descartadas.

4.2. Cálculo de la Rigidez de corte Geomagnético

El Acuerdo Internacional del Campo Geomagnético [44](IGRF por sus siglas en inglés) es un acuerdo internacionalmente usado por un modelo matemático del campo magnético de la tierra. En este modelo, el vector del campo magnético es dado por $\vec{B} = \vec{\nabla}V$ donde V es llamado el potencial magnético. Cada modelo del IGRF es un set de armónicos esféricos de grado n y orden m , representando una solución de la ecuación de Laplace para el potencial magnético ascendiendo desde fuentes dentro de la tierra en una época dada. Estos armónicos esféricos están asociados con los coeficientes de Gauss g_n^m y h_n^m y son actualizadas cada 5 años por la Asociación Internacional de Geomagnetismo y Aeronomía [44]. Más allá de 5 radios de la tierra, el campo magnético de la misma está siendo afectado por la interacción del viento solar con la magnetósfera de la tierra. Estas distorsiones pueden describirse por varias fuentes externas originadas en diferentes sistemas magnetosféricos. El modelo Tsyganenko [45] es una representación semi empírica por el campo magnético basado en una gran número de observaciones satelitales (IMP, HEOS, POLAR, etc) [46]. El modelo incluye las contribuciones de fuentes magnetosféricas externas tales como la corriente del anillo y el sistema a gran escala de corrientes alineadas en el campo.

4.3. Simulación de las Lluvias y Discretización de rutas

Las simulaciones de las lluvias se realizaron utilizando el código CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) versión 74500. Se realizaron ocho simulaciones de lluvias con este código. La primera simulación fue para un vuelo nacional (Caracas-Mérida) y las otras siete se efectuaron para un vuelo internacional (Caracas-Manaos). En cuanto a la

discretización, dividimos las rutas en intervalos para los cuales el campo magnético de la tierra permaneciera constante, y así, usar estos valores a la hora de realizar las simulaciones. Por tal razón estos intervalos no son equidistantes y varían en cuanto a tiempo.

Para las rutas de vuelo a ser estudiadas, se tomó una altitud de 11 km para el caso de la ruta Maiquetía-Manaos y 7km para la ruta Maiquetía-Mérida, que son las alturas promedios de estos vuelos comerciales. Además de eso, la velocidad del avión se tomó como 700 km/h para el vuelo nacional, y 1000 km/h para el internacional. Las rutas se estimaron haciendo una aproximación a las rutas reales por medio de la herramienta *mymaps* [47], en la que se dibujó el equivalente a las trayectoria reales, teniendo en cuenta que para trabajar con CORSIKA no es necesariamente fundamental llevar a cabo las simulaciones sobre una trayectoria real del vuelo. Esto podemos verlo en las siguientes imágenes:



Figura 4.1: Ruta Maiquetía-Mérida



Figura 4.2: Ruta Maiquetía-Manaos

A continuación presentaremos los valores de longitud, latitud, tiempo y campo

magnético para cada una de las rutas:

Ruta CCS-MRD	Longitud	Latitud
Punto 1	-66.84082	10.57962
Punto 2	-71.68579	8.64076

Tabla 4.1: Valores de Latitud y Longitud para la ruta Caracas-Mérida.

Ruta CCS-MAN	Longitud	Latitud
Punto 1	-66.84082	10.57962
Punto 2	-65.83007	8.62447
Punto 3	-65.36865	7.64566
Punto 4	-64.40185	5.72531
Punto 5	-63.30322	3.60114
Punto 6	-62.2705	1.49397
Punto 7	-61.21582	-0.68113
Punto 8	-60.02929	-3.07469

Tabla 4.2: Valores de Latitud y Longitud para la ruta Caracas-Manaos.

Ruta CCS-MRD	Tiempo de vuelo (min)	Campo Magnético (nT)
Punto 1	34.44	32.87
Punto 2	-	32.49

Tabla 4.3: Valores de tiempo y campo magnético para la ruta Caracas-Mérida.

Ruta CCS-MAN	Tiempo de vuelo (min)	Campo Magnético (nT)
Punto 1	14.7	32.87
Punto 2	7.2	31.77
Punto 3	14.4	31.18
Punto 4	15.96	30.15
Punto 5	15.66	29.07
Punto 6	16.14	28.07
Punto 7	18.18	27.13
Punto 8	-	26.02

Tabla 4.4: Valores de tiempo y campo magnético para la ruta Caracas-Manaos.

Además de las tablas anteriores, anexaremos unas tablas con el campo magnético expresado en componentes para cada una de las rutas estudiadas:

Ruta CCS-MRD	Componente Horizontal (nT)	Componente Vertical (nT)
Punto 1	27,34	18,27
Punto 2	27.20	17.77

Tabla 4.5: Componentes del campo magnético para la ruta Caracas-Mérida.

Ruta CCS-MAN	Componente Horizontal (nT)	Componente Vertical (nT)
Punto 1	27,34	18,27
Punto 2	27.33	18.26
Punto 3	27.32	15.03
Punto 4	27.24	12.90
Punto 5	27.08	10.54
Punto 6	26.84	8.22
Punto 7	26.49	5.85
Punto 8	25.99	3.29

Tabla 4.6: Componentes del campo magnético para la ruta Caracas-Manaos.

Los parámetros de entrada seleccionados en las simulaciones de las lluvias para ambas rutas comerciales fueron:

- Altura de observación: 11000 m s.n.m en el caso de la ruta Maiquetía-Manaos, que es la altura promedio de un vuelo internacional y 7000 m s.n.m para la ruta Maiquetía-Mérida.
- Modelo atmosférico: tropical. Este perfil atmosférico fue tabulado mediante MODTRAN y se encuentra en el paquete bernlohr 2 dentro de los archivos de instalación de CORSIKA.
- Campo geomagnético: calculados mediante la herramienta en línea www.ngdc.noaa.gov, tomando en cuenta las coordenadas de cada punto para cada una de las rutas escogidas. En las simulaciones de las lluvias, la propagación de las partículas empieza a los 112.8 km, que es la altura a la cual comienza la atmósfera según CORSIKA. Para tratar las deflexiones que sufren las partículas en la atmósfera debido al campo geomagnético local, CORSIKA hace uso de la aproximación de campo homogéneo.
- Tiempo de flujo simulado: En nuestro caso, el tiempo de simulación fue diferente para los distintos puntos a evaluar y este solo dependía de la distancia entre cada punto y la velocidad del avión, la cual se tomó como 1000 km/h para la ruta Maiquetía-Manaos y 700 km/h para la ruta Maiquetía-Mérida.
- Superficie del detector: $1m^2$.

- Características de los primarios inyectados: Al estar trabajando en un rango de energías extenso, el espectro de primarios hace que en su amplia mayoría se produzcan primarios con energía cercana al límite inferior, que producen poca cantidad de secundarios. Sin embargo, fluctuaciones estadísticas pueden dar origen a primarios de muy alta energía, que produzcan lluvias que dominen la distribución de secundarios a nivel del detector. Para solucionar este inconveniente se simuló el espectro de primarios de cada especie química según la ecuación (4.3.2) y se minimizó el efecto de las fluctuaciones estadísticas realizando un número elevado de simulaciones. La ecuación (4.3.1) nos permitió calcular el número total de primarios de cada especie a simular. Los primarios son inyectados en las simulaciones en la parte superior de la atmósfera, que CORSIKA define a 112.8 km de altura sobre el nivel del mar. Para este trabajo los parámetros de los primarios inyectados fueron:

- Rango de primarios: $1 \leq Z_p \leq 26$, $1 \leq A_p \leq 56$
- Rigidez de corte: $R_c = 1GV$. Esta rigidez de corte es muy baja y es casi siempre menor a la rigidez de corte de cualquier punto de las trayectorias de vuelo seleccionadas para cualquier dirección de arribo del rayo cósmico primario. En caso tal que alguna rigidez de corte en alguno de los puntos de interés sea menor a 1 GV, los primarios con energías menores a 1 GeV que incidan en dichos puntos generarán una cantidad despreciable de secundarios a la altura de los vuelos comerciales. Al seleccionar una rigidez de corte tan baja, se garantiza entonces que la cantidad de lluvias simuladas y por tanto de secundarios sea mayor a la cantidad de lluvias reales en cualquier punto de las trayectorias para las direcciones y energías consideradas de los primarios inyectados.
- Energía de primarios: $(R_c \times Z_p)GeV \leq E_p \leq 1PeV$. El límite inferior de la energía de los primarios viene determinado por la rigidez de corte seleccionada ($R_c = 1GV$) y por la carga del primario Z_p ; el límite superior de la energía se toma como $E_{\text{máx}} = 1PeV$ debido a que a esa energía el flujo es tan bajo que la probabilidad de encontrar un primario de mayor energía es despreciable para la duración de cualquier vuelo comercial. Para este caso se hizo el cálculo del número total de partículas de determinada especie que se registra en un área S durante un tiempo Δt en un intervalo angular $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ y en un rango de energía $\Delta E \equiv E_{\text{máx}} - E_{\text{mín}}$, de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$N(Z) = \int_{\Delta E} \int_{\Delta\Omega} \int_{\Delta t} \int_{\Delta S} \left(\frac{dN(E, Z)}{dS d\Omega dt dE} \right) dE d\Omega dt dS, \quad (4.3.1)$$

donde el término

$$j(E, Z) = \left(\frac{dN(E, Z)}{dS d\Omega dt dE} \right)$$

es conocido como el espectro diferencial. Este, como vemos, viene dado por el número de partículas dN que impactan sobre el detector por unidad de área, tiempo, ángulo sólido y energía.

El espectro diferencial puede aproximarse mediante una ley de potencias de la forma:

$$j(E, Z) = j_0(Z) E^{\alpha(Z)}. \quad (4.3.2)$$

Luego, reemplazando (4.3.2) en (4.3.1) se tiene que:

$$\begin{aligned} N &= j_0 \int_{\Delta t} dt \int_S dS \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_{\text{máx}}} \sin \theta d\theta \int_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} E^{\alpha} dE \\ &= j_0 S (2\pi) \Delta t (1 - \cos \theta_{\text{máx}}) \frac{E^{\alpha+1}}{\alpha+1} \Bigg|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}}. \end{aligned} \quad (4.3.3)$$

suponiendo $\theta_{\text{máx}} = 90^\circ$, explicitando la dependencia de j_0 y α con Z (y eventualmente A), esta última expresión queda:

$$N(Z) = 2\pi j_0(Z) \frac{E^{\alpha+1}}{\alpha+1} \Bigg|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} . m^{-2} s^{-1} \quad (4.3.4)$$

El valor de j_0 se obtuvo de [48]. Con este valor y el del número total de partículas, pudimos obtener un valor máximo de energía a ser considerado.

- Ángulo cenital: $0^\circ \leq \theta_p \leq 90^\circ$.
- Ángulo azimutal: $0^\circ \leq \phi_p \leq 360^\circ$.

En este capítulo, se expuso la metodología usada en este trabajo. Se explicó cómo se efectuarán las simulaciones, como se estimaron las rutas a estudiar y otras consideraciones generales.

Capítulo 5

Resultados y Discusiones

El trabajo efectuado durante la realización de esta tesis, está relacionado con el análisis de los datos extraídos de la terminal de Ubuntu una vez realizadas las simulaciones. En general, este trabajo puede abarcar diversos aspectos, relacionados con las mejoras en la metodología a utilizar, el estudio del espectro energético de las partículas extraídas, la consideración del espectro diferencial para el cálculo del número de partículas y el análisis de datos.

5.1. Isotropía del espectro

A continuación presentaremos una serie de imágenes hechas bajo la terminal de ubuntu en GNUplot [49], en las que se aprecia la isotropía del espectro de secundarios de rayos cósmicos. Este es un resultado que ya esperábamos. Los ejes x e y son escalas normalizadas en las que están expresadas las componentes del momentum lineal p_x y p_y respectivamente. El eje z es el logaritmo del número de partículas, fijando la escala con el valor del máximo en 100

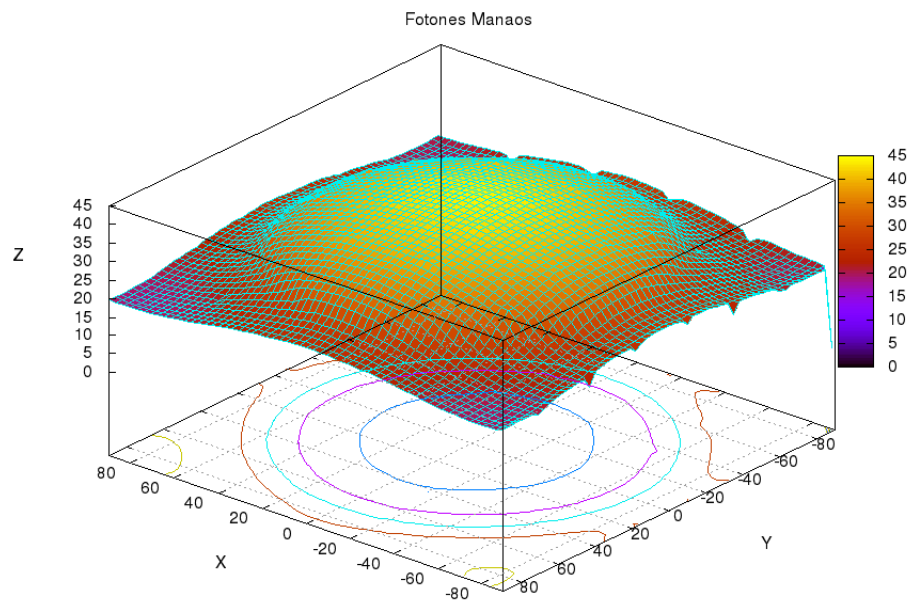


Figura 5.1: Afluencia de fotones. Vuelo Caracas-Manaos

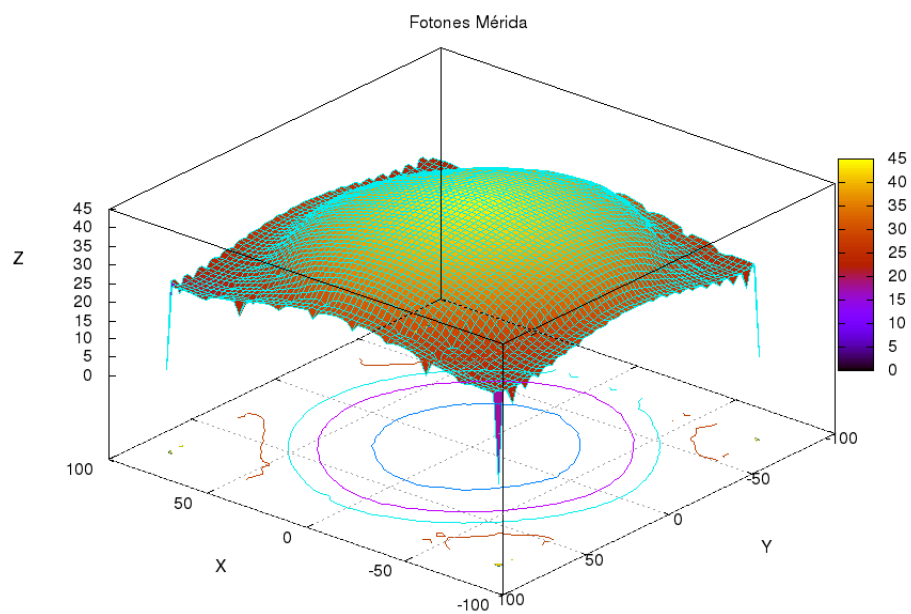


Figura 5.2: Afluencia de fotones. Vuelo Caracas-Mérida

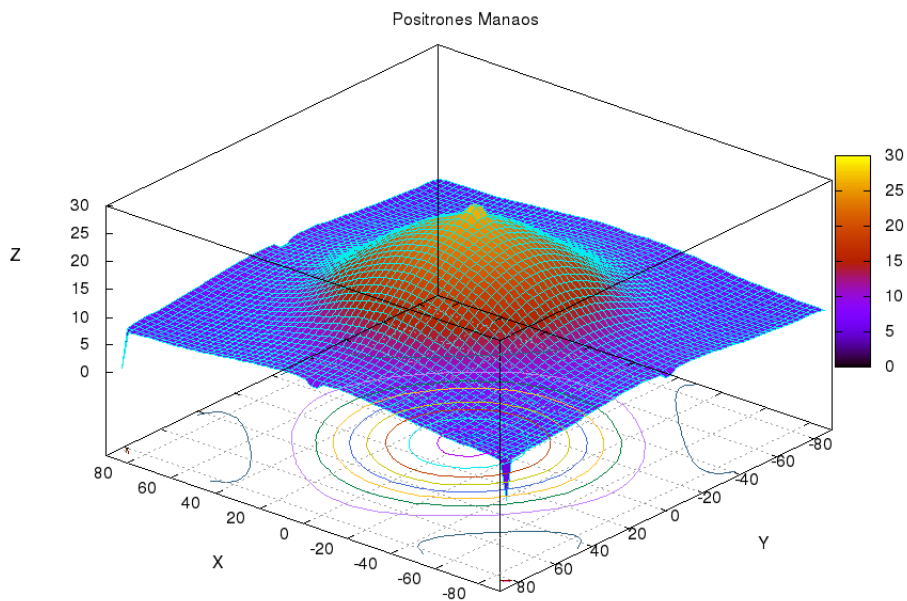


Figura 5.3: Afluencia de positrones. Vuelo Caracas-Manaos

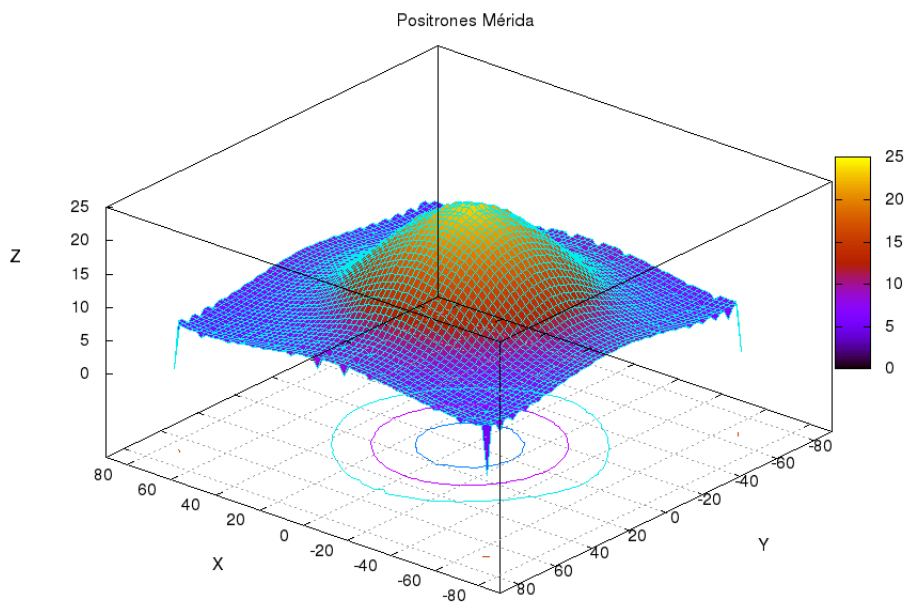


Figura 5.4: Afluencia de positrones. Vuelo Caracas-Mérida

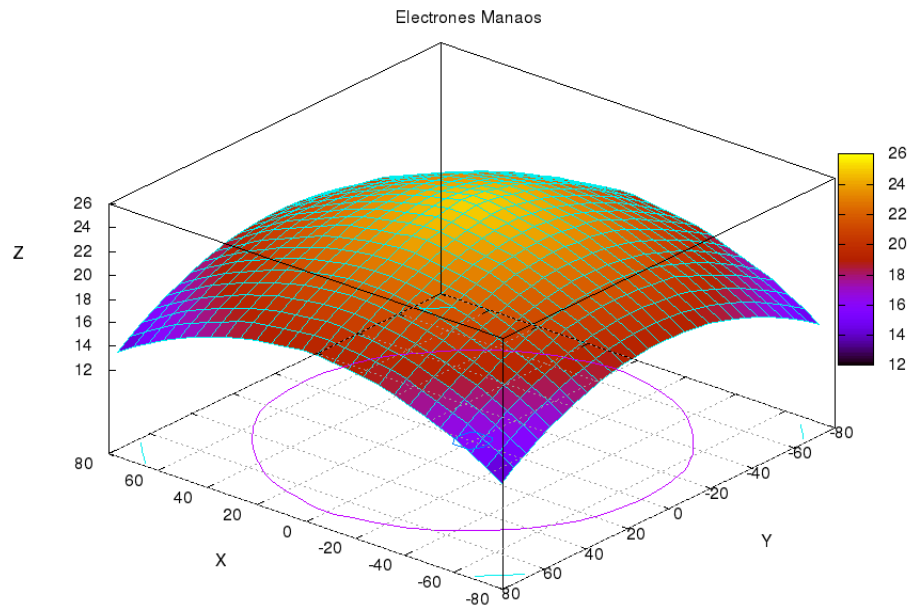


Figura 5.5: Afluencia de electrones. Vuelo Caracas-Manaos

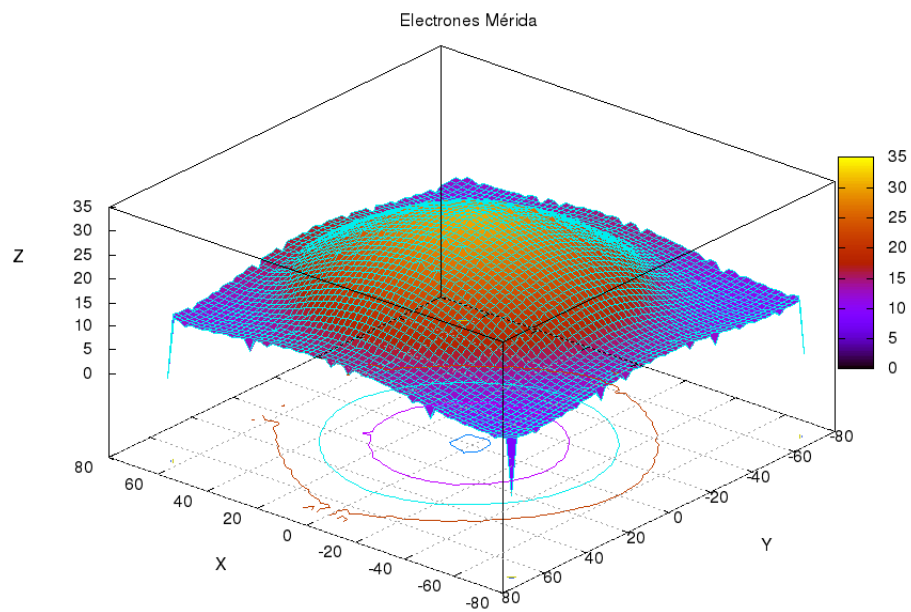


Figura 5.6: Afluencia de Electrones. Vuelo Caracas-Mérida

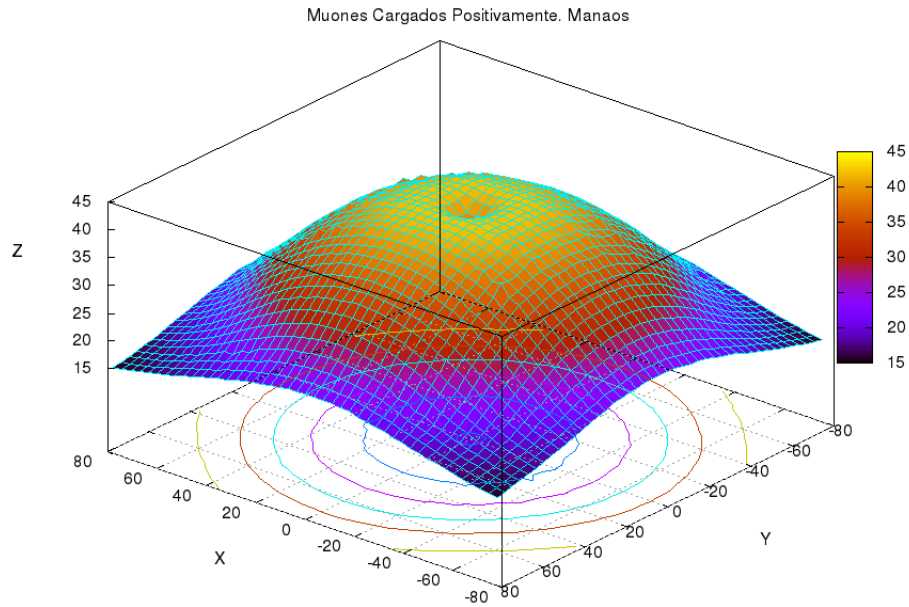


Figura 5.7: Afluencia de muones. Vuelo Caracas-Manaos

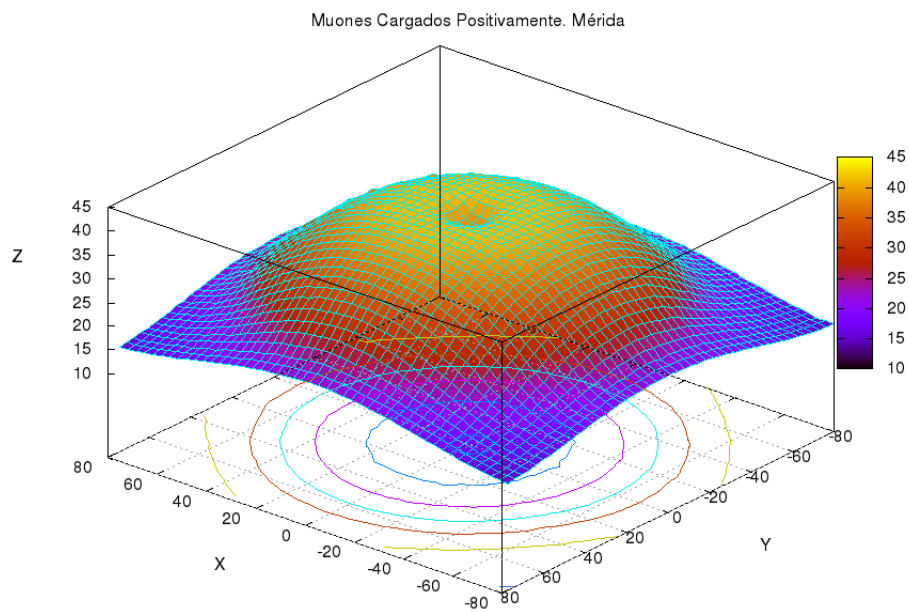


Figura 5.8: Afluencia de muones. Vuelo Caracas-Mérida

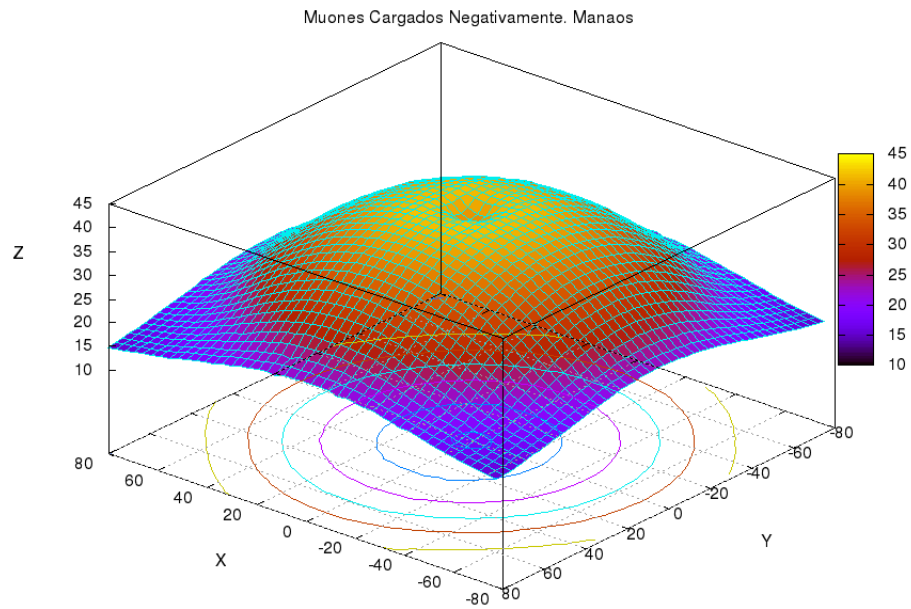


Figura 5.9: Afluencia de Muones cargados Negativamente. Vuelo Caracas-Manaos

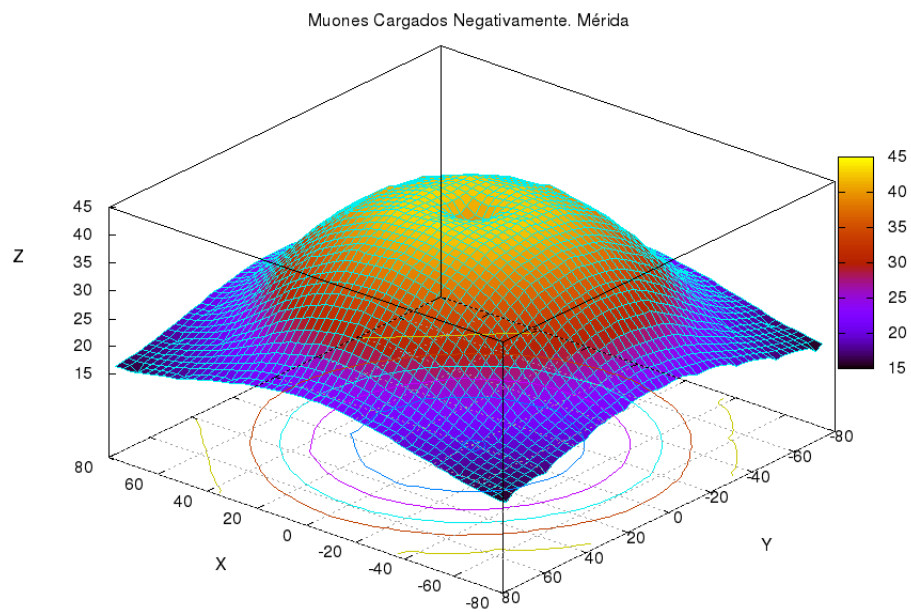


Figura 5.10: Afluencia de muones cargados negativamente. Vuelo Caracas-Mérida

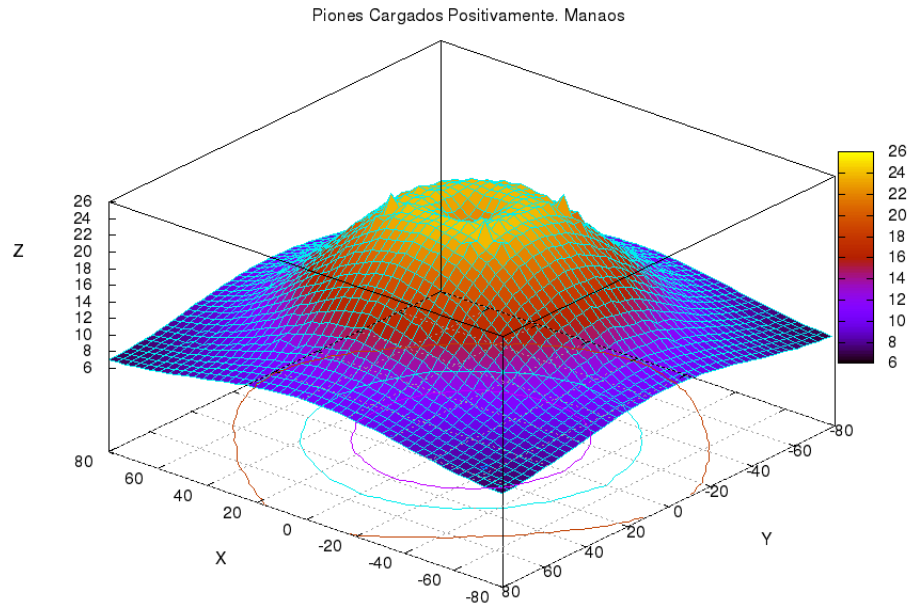


Figura 5.11: Afluencia de piones cargados positivamente. Vuelo Caracas-Manaos

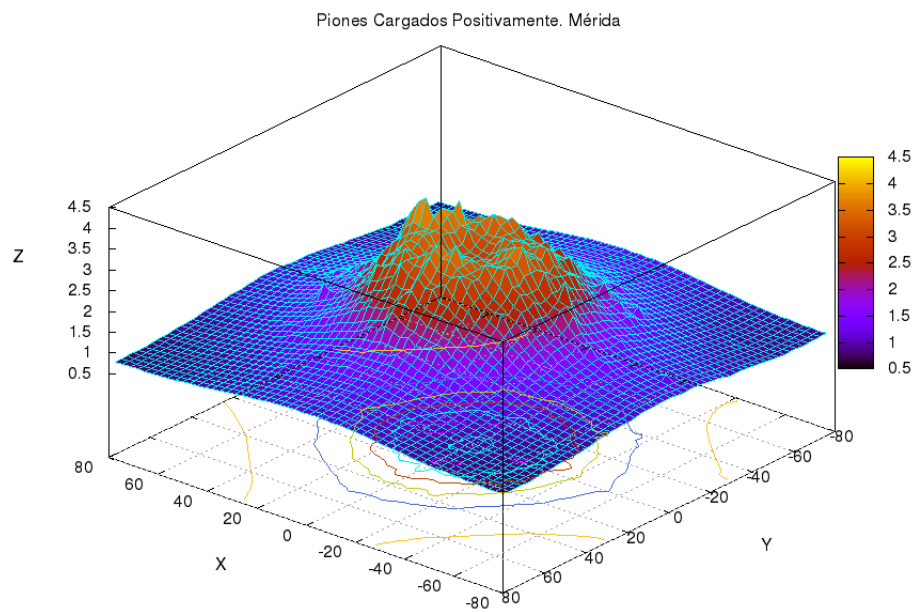


Figura 5.12: Afluencia de piones cargados positivamente. Vuelo Caracas-Mérida

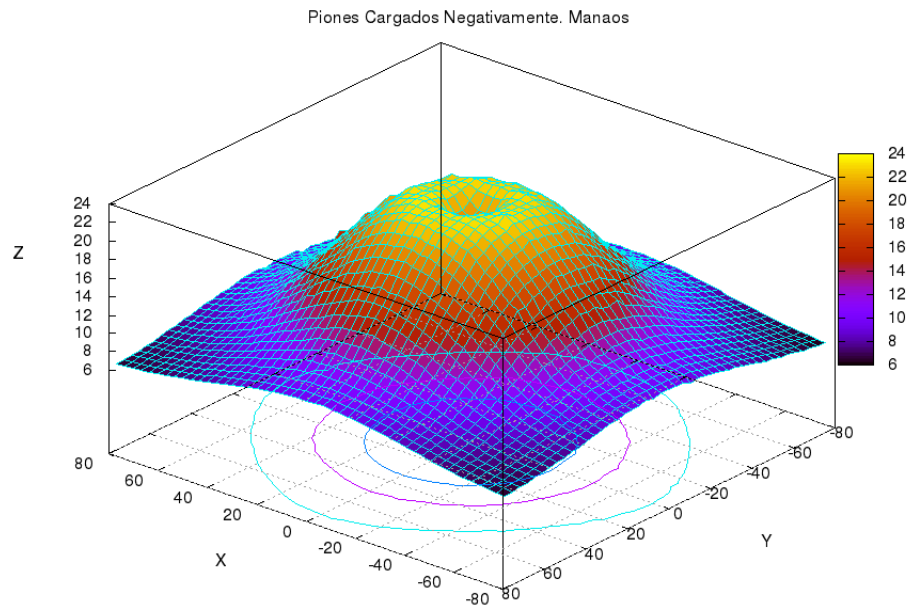


Figura 5.13: Afluencia de piones cargados negativamente. Vuelo Caracas-Manaos

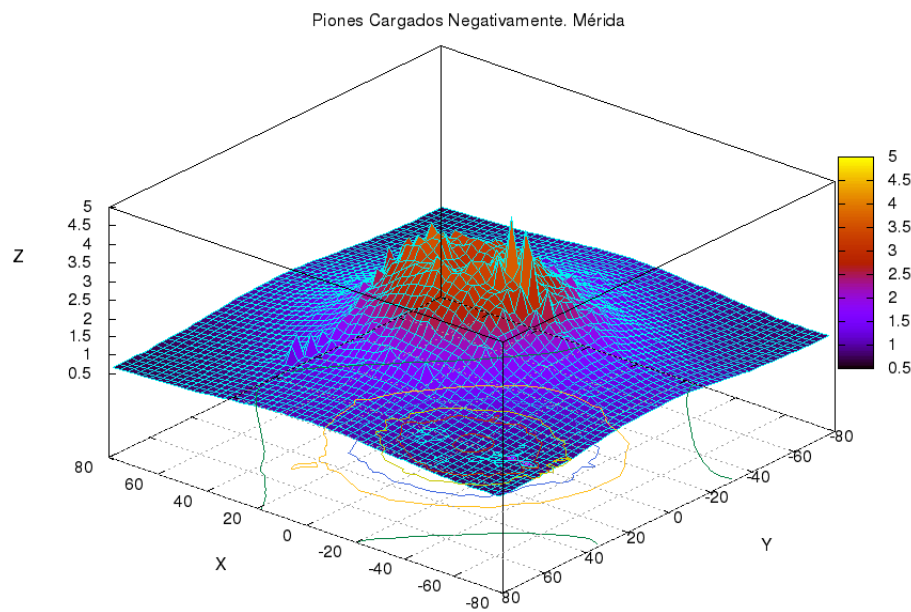


Figura 5.14: Afluencia de piones cargados negativamente. Vuelo Caracas-Mérida

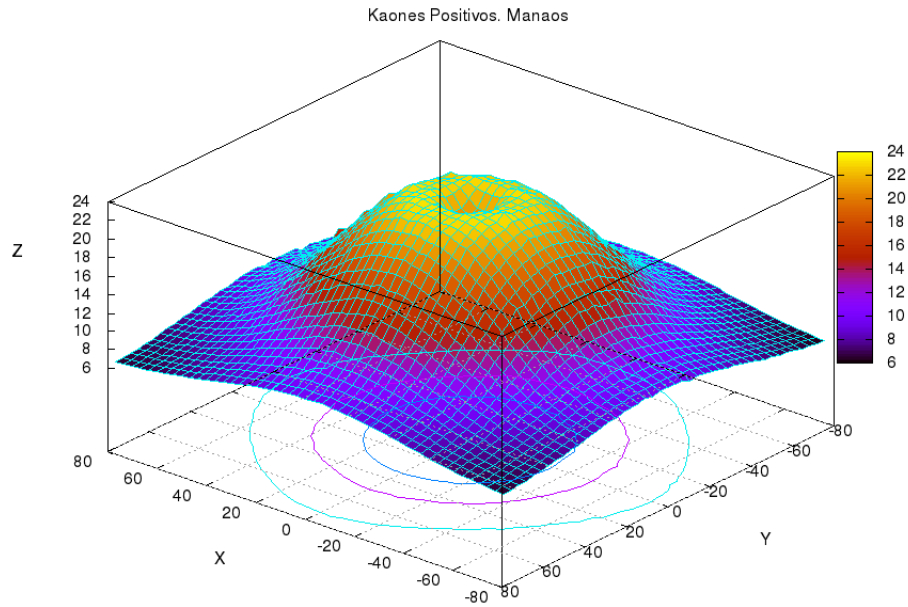


Figura 5.15: Afluencia de kaones cargados positivamente. Vuelo Caracas-Manaos

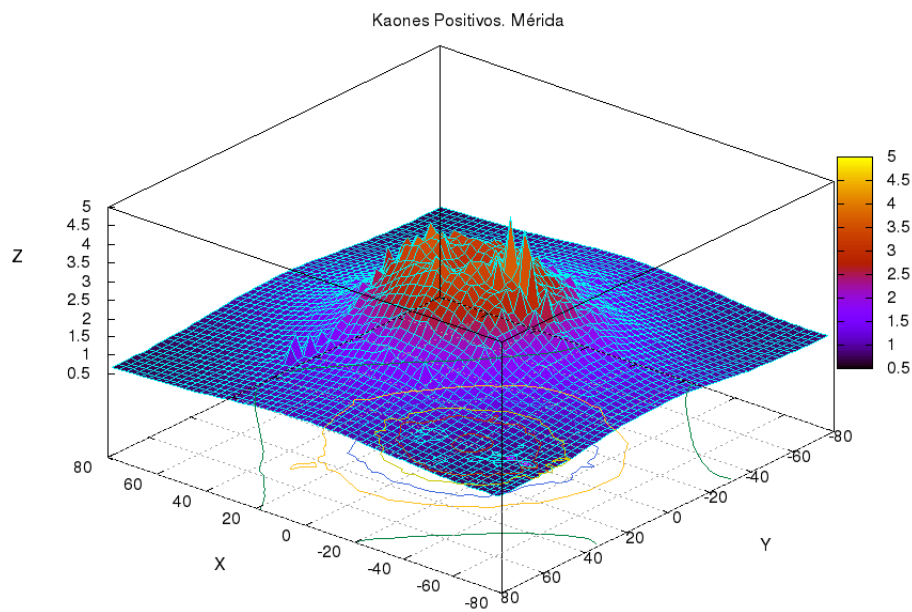


Figura 5.16: Afluencia de kaones cargados positivamente. Vuelo Caracas-Mérida

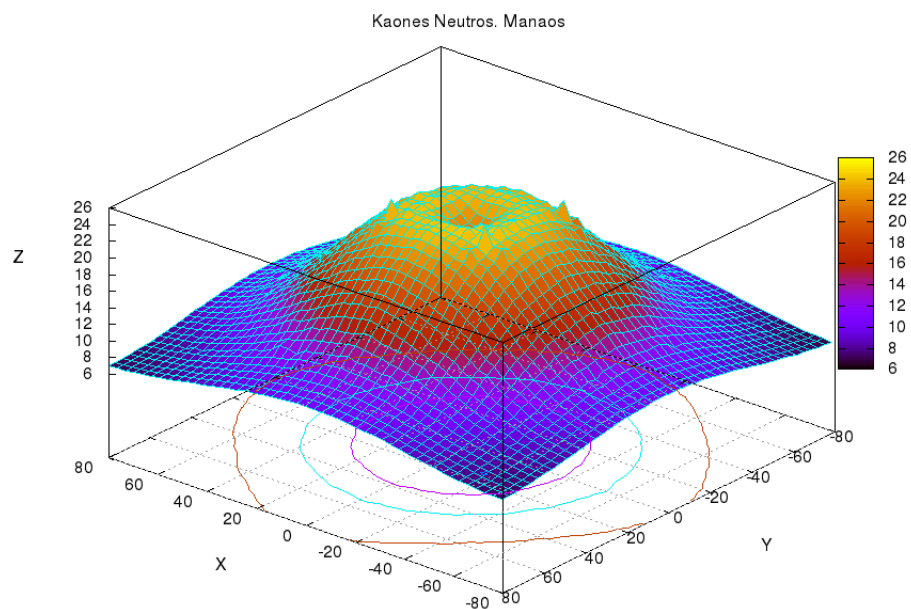


Figura 5.17: Afluencia de Kaones Neutros. Vuelo Caracas-Manaos

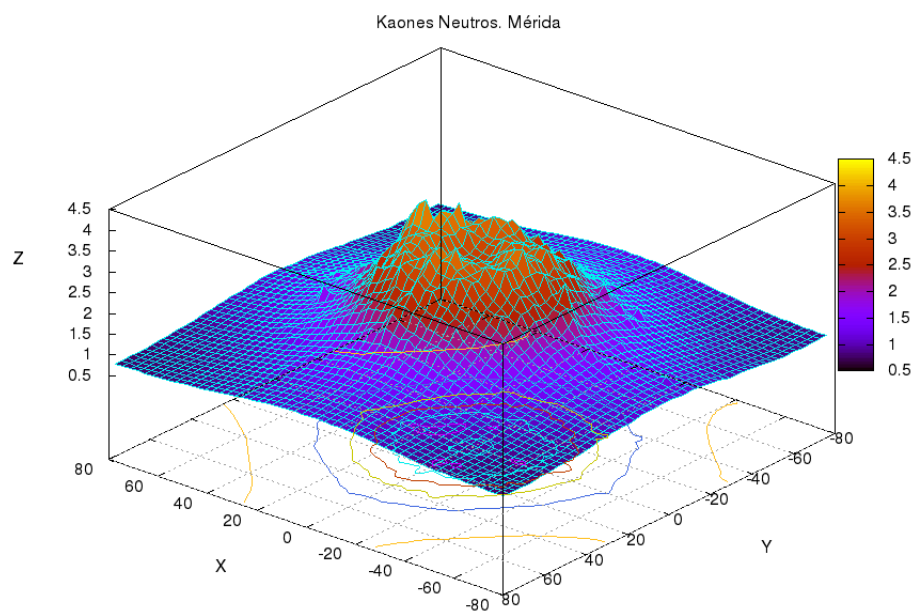


Figura 5.18: Afluencia de kaones neutros. Vuelo Caracas-Mérida

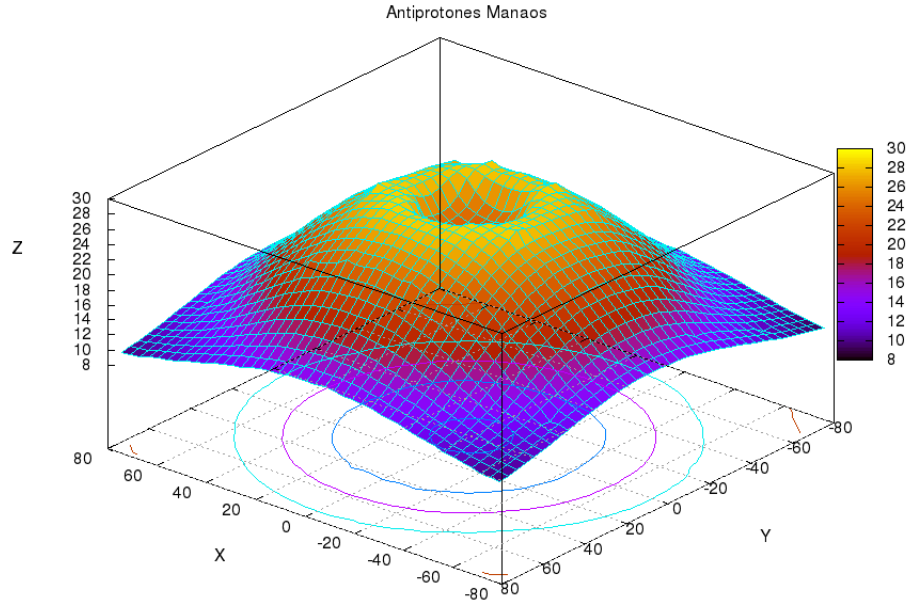


Figura 5.19: Afluencia de antiprotones. Vuelo Caracas-Manaos

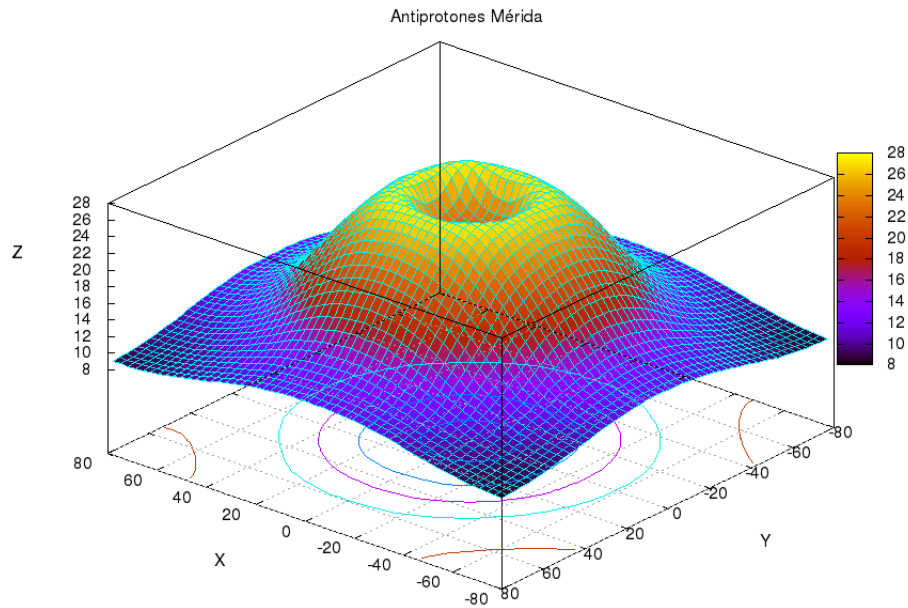


Figura 5.20: Afluencia de antiprotones. Vuelo Caracas-Mérida

En los gráficos anteriores se aprecia en gran medida la isotropía en la afluencia de partículas. Esto es lo esperado de acuerdo con la teoría. Al barrer el ángulo azimutal,

podemos observar que la afluencia es homogénea. La mayor densidad de partículas se genera en la zona cercana al eje, y a medida que uno se aleja de él, el número de partículas decrece sustancialmente. Esto es debido a que la distribución es axialmente simétrica en el plano perpendicular al eje de incidencia del primario. Como podemos notar, en las figuras 5.12, 5.14, 5.16 y 5.18 la isotropía no es tan visible, esto es debido a que el tiempo de vuelo desde Maiquetía hasta Mérida no fue suficiente como para generar un mayor número de kaones y piones. Si este tiempo hubiese sido mayor, habríamos observado isotropía en estos gráficos también.

5.2. Dependencia del ángulo cenital

Seguidamente, presentaremos los resultados considerando el ángulo cenital. El eje z es una escala normalizada del logaritmo del número de partículas. El eje x representa el módulo del momentum lineal. El eje y muestra los valores del ángulo cenital desde 0 hasta $\pi/2$

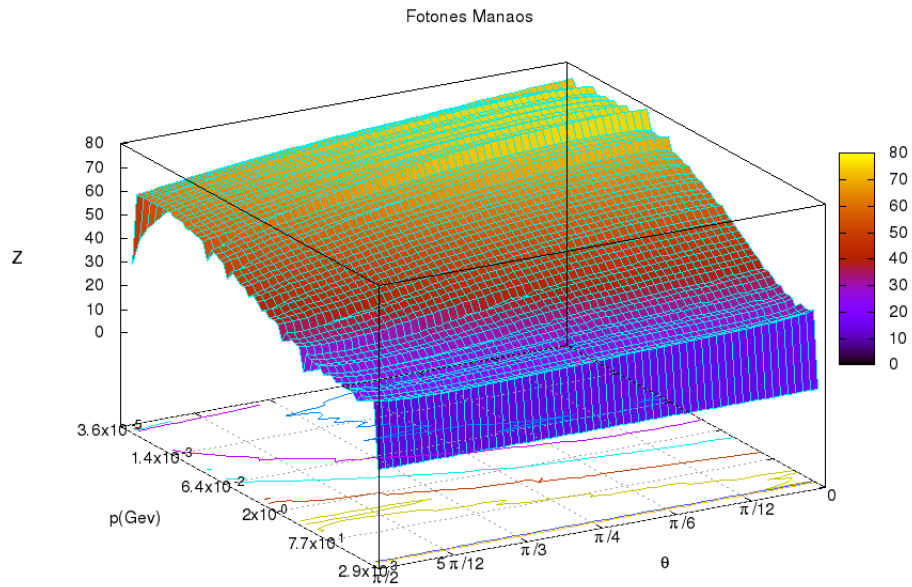


Figura 5.21: Fotones para determinados valores de ángulo θ . Vuelo Caracas-Manaos

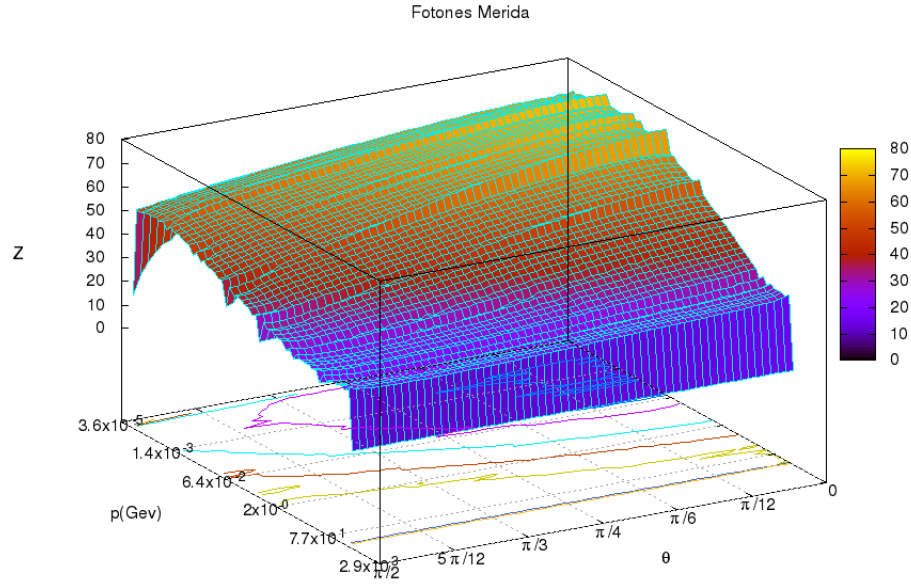


Figura 5.22: Fotones para determinados valores de ángulo θ . Vuelo Caracas-Mérida

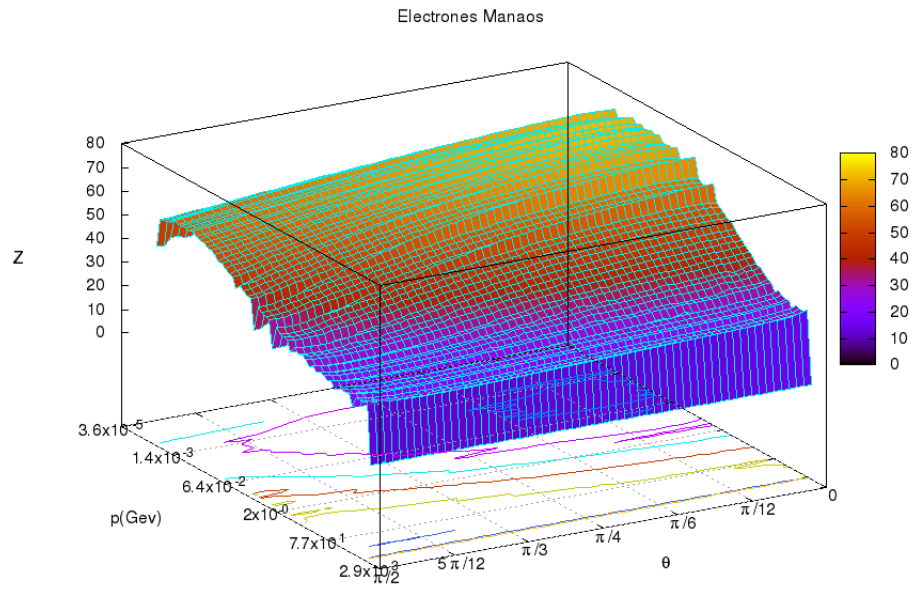


Figura 5.23: Electrones para determinados valores de ángulo θ . Vuelo Caracas-Manaos

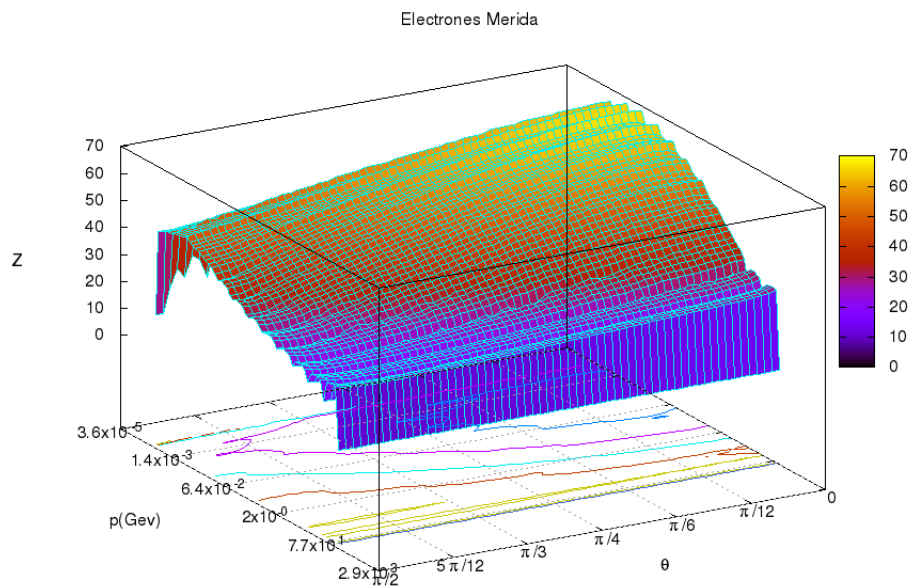


Figura 5.24: Electrones para determinados valores de ángulo θ . Vuelo Caracas-Mérida

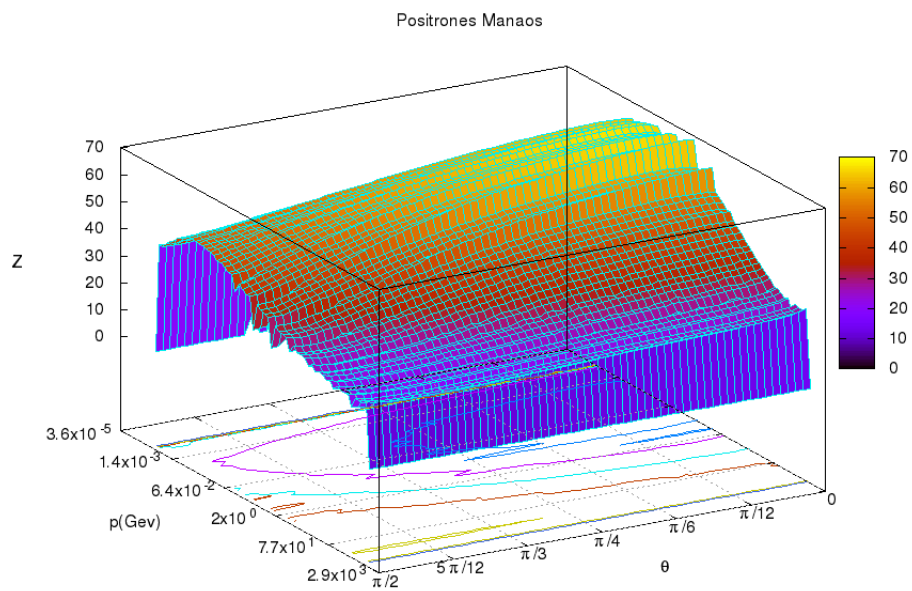


Figura 5.25: Positrones para determinados valores de ángulo θ . Vuelo Caracas-Manaos

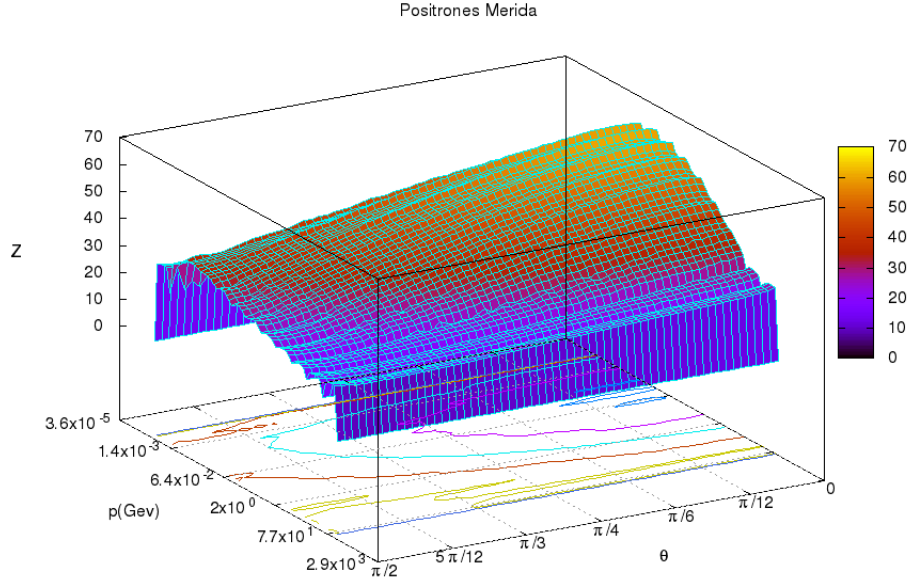


Figura 5.26: Positrones para determinados valores de ángulo θ . Vuelo Caracas-Mérida

En estos gráficos, podemos observar que para cada valor de ángulo, al recorrer todo el rango de energía se aprecia aproximadamente una parábola. Los experimentos han mostrado que la intensidad de las partículas depende fuertemente del ángulo cenital pero no del ángulo azimutal, lo cual se da porque las partículas que inciden con ángulos cenitales mayores, comparados con aquellas con ángulos cenitales más pequeños, pierden más energía en el medio a través del cual se propagan porque deben atravesar mayor cantidad de materia. Por tanto, se espera que la intensidad de las partículas que inciden con un ángulo cenital grande y que alcanzan determinada profundidad sea menor que la intensidad de partículas que inciden verticalmente [50]. Para verificar esta afirmación, realizamos un ajuste del tipo cuadrático:

$$f(x) = ax^2 + bx + c, \quad (5.2.1)$$

con a , b y c a determinar.

Después de realizar este ajuste a los gráficos anteriores, obtuvimos que el ajuste era el adecuado. Presentaremos los gráficos para un ángulo fijo. En este caso tomamos valores de ángulos desde 0 hasta $\pi/2$. El eje y es una escala normalizada del logaritmo del número máximo. El eje x representa el módulo del momentum lineal. Los gráficos que se muestran a continuación están dados para el ángulo 0.

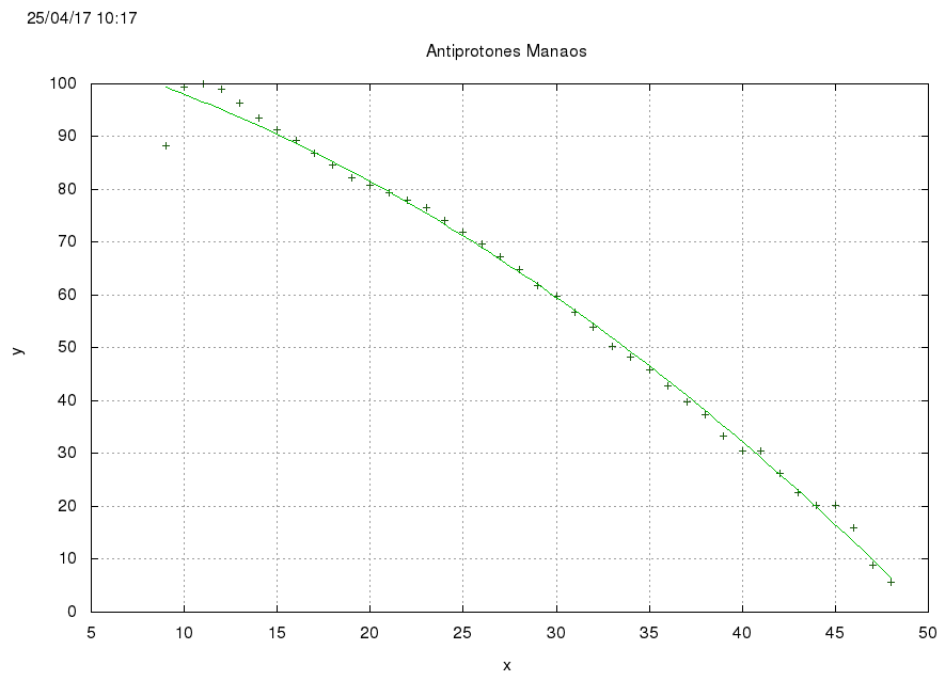


Figura 5.27: Ajuste para los antiprotones para $\theta = 0$. Vuelo Caracas-Manaos

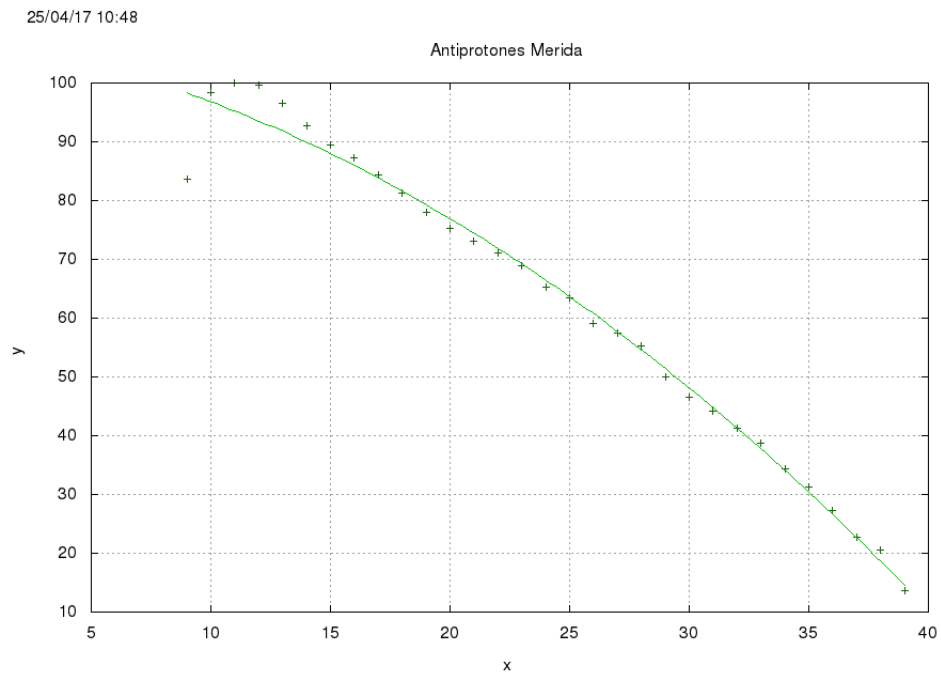


Figura 5.28: Ajuste para los antiprotones para $\theta = 0$. Vuelo Caracas-Mérida

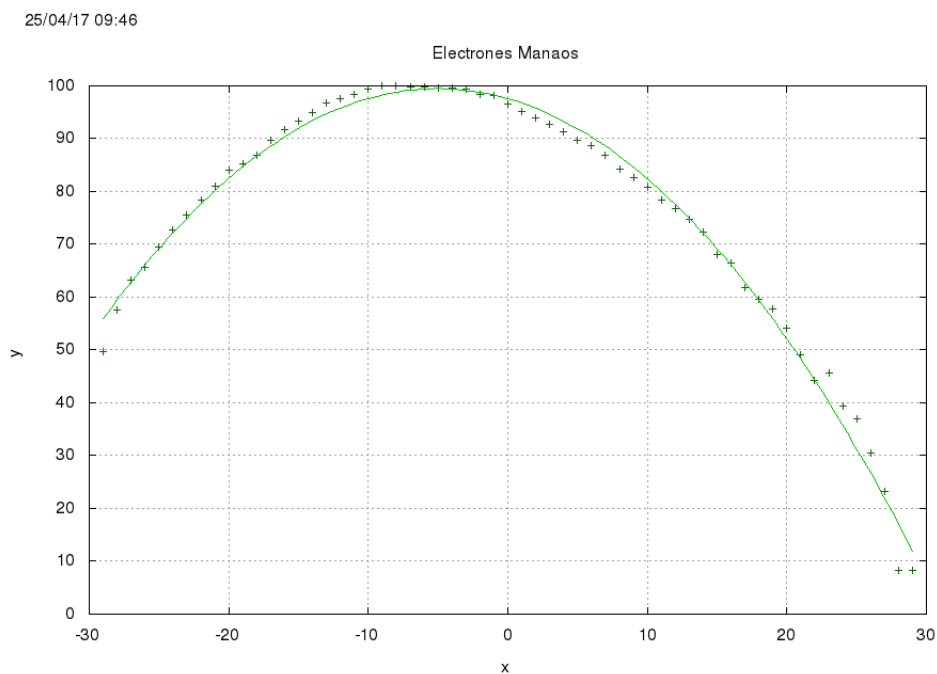


Figura 5.29: Ajuste para los electrones para $\theta = 0$. Vuelo Caracas-Manaos

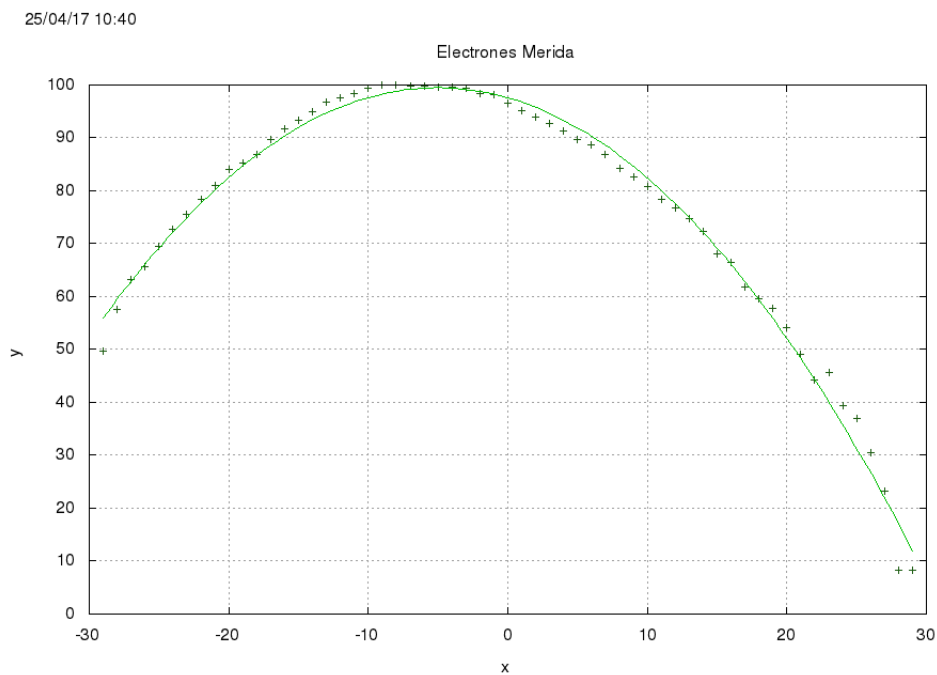


Figura 5.30: Ajuste para los electrones para $\theta = 0$. Vuelo Caracas-Mérida

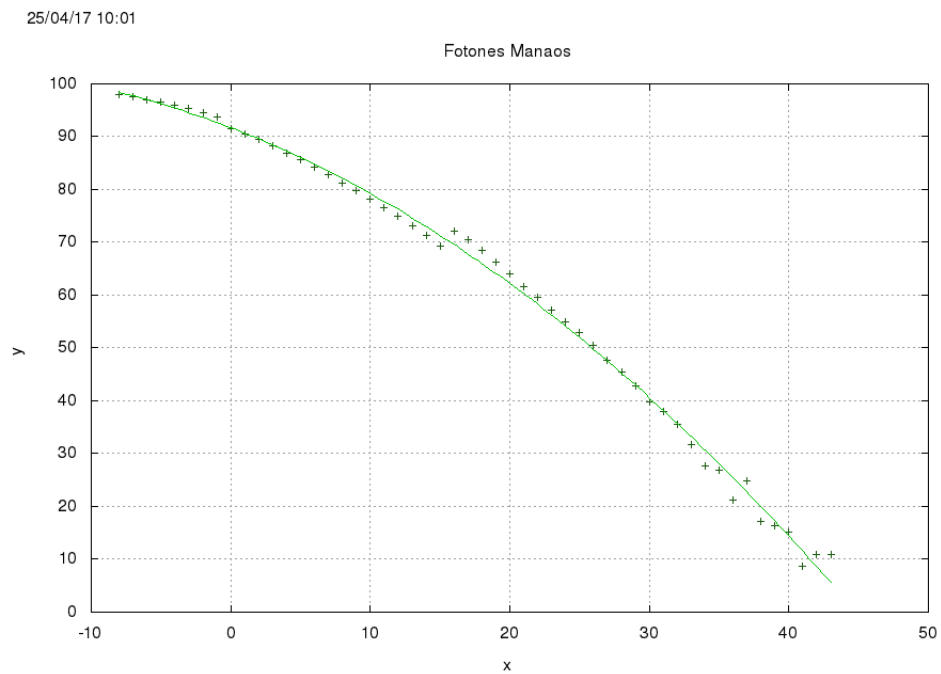


Figura 5.31: Ajuste para los fotones para $\theta = 0$. Vuelo Caracas-Manaos

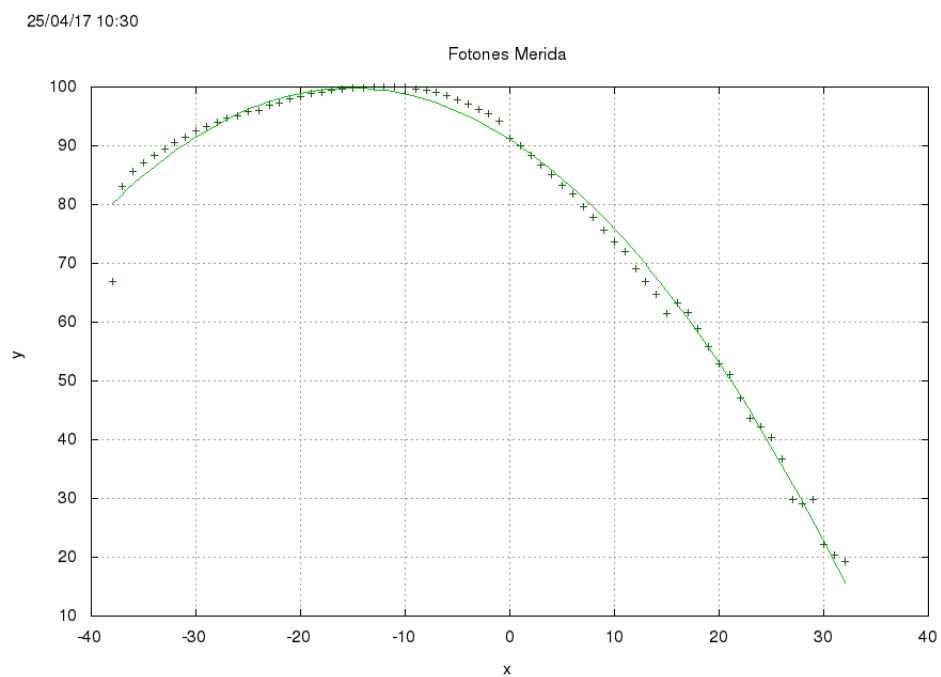


Figura 5.32: Ajuste para los fotones para $\theta = 0$. Vuelo Caracas-Mérida

Además mostraremos los valores de los parámetros concernientes al ajuste. Esto es:

Ángulo	a	b	c
$\theta = 0$	-0.0229048 +/- 0.001158	-1.01712 +/- 0.04342	91.7203 +/- 0.3704
$\theta = \pi/12$	-0.0277407 +/- 0.0004499	-0.911133 +/- 0.009578	90.7426 +/- 0.3292
$\theta = \pi/6$	-0.0276777 +/- 0.0005534	-0.918395 +/- 0.01155	88.0658 +/- 0.3953
$\theta = \pi/4$	-0.0288855 +/- 0.0006229	-0.994243 +/- 0.01238	83.1247 +/- 0.4128
$\theta = \pi/3$	-0.030928 +/- 0.0006993	-1.20539 +/- 0.01348	73.4028 +/- 0.3912
$\theta = 5\pi/12$	-0.0247001 +/- 0.001223	-1.28828 +/- 0.02571	57.9845 +/- 0.5387
$\theta = \pi/2$	-0.0466584 +/- 0.004157	-2.61806 +/- 0.1487	13.5016 +/- 1.121

Tabla 5.1: Valores de parámetros del ajuste para los fotones del vuelo Caracas- Manaos.

Ángulo	a	b	c
$\theta = 0$	-0.0378195 +/- 0.0007065	-1.14773 +/- 0.01362	91.0934 +/- 0.3952
$\theta = \pi/12$	-0.0374762 +/- 0.0006887	-1.18433 +/- 0.01327	86.3738 +/- 0.409
$\theta = \pi/6$	-0.0391813 +/- 0.0007942	-1.30586 +/- 0.01566	79.878 +/- 0.4035
$\theta = \pi/4$	-0.037783 +/- 0.00109	-1.43226 +/- 0.02247	69.8445 +/- 0.4981
$\theta = \pi/3$	-0.0330261 +/- 0.001602	-1.52217 +/- 0.03597	57.0652 +/- 0.6272
$\theta = 5\pi/12$	-0.0254393 +/- 0.002354	-1.46202 +/- 0.05843	43.3088 +/- 0.7782
$\theta = \pi/2$	-0.106732 +/- 0.01007	-5.76787 +/- 0.4795	-38.3111 +/- 5.186

Tabla 5.2: Valores de parámetros del ajuste para los fotones del vuelo Caracas-Mérida.

Ángulo	a	b	c
$\theta = 0$	-0.0756679 +/- 0.001179	-0.758456 +/- 0.01796	97.6122 +/- 0.4588
$\theta = \pi/12$	-0.0515959 +/- 0.0005901	-0.560599 +/- 0.01051	95.8031 +/- 0.2763
$\theta = \pi/6$	-0.0497526 +/- 0.0006767	-0.564421 +/- 0.01289	91.8689 +/- 0.3348
$\theta = \pi/4$	-0.0478543 +/- 0.001247	-0.673318 +/- 0.0246	85.0851 +/- 0.6336
$\theta = \pi/3$	-0.0528792 +/- 0.001104	-0.960437 +/- 0.01638	76.0771 +/- 0.4001
$\theta = 5\pi/12$	-0.0420427 +/- 0.002526	-1.18425 +/- 0.03739	60.1758 +/- 0.816
$\theta = \pi/2$	-0.150747 +/- 0.005363	-5.26901 +/- 0.1467	19.4689 +/- 0.8466

Tabla 5.3: Valores de parámetros del ajuste para los electrones del vuelo Caracas-Manaos.

Ángulo	a	b	c
$\theta = 0$	-0.0756679 +/- 0.001179	-0.758456 +/- 0.01796	97.6122 +/- 0.4588
$\theta = \pi/12$	-0.0700784 +/- 0.001252	-0.788991 +/- 0.01942	90.8739 +/- 0.5034
$\theta = \pi/6$	-0.0638815 +/- 0.001501	-0.895367 +/- 0.02285	82.1663 +/- 0.5837
$\theta = \pi/4$	-0.0669745 +/- 0.001871	-1.1554 +/- 0.02831	71.8675 +/- 0.5553
$\theta = \pi/3$	-0.0611621 +/- 0.00319	-1.3921 +/- 0.05017	57.9646 +/- 0.864
$\theta = 5\pi/12$	-0.0514088 +/- 0.005931	-1.58139 +/- 0.1044	41.321 +/- 1.309
$\theta = \pi/2$	-0.233756 +/- 0.01839	-8.38197 +/- 0.6192	-22.3076 +/- 4.556

Tabla 5.4: Valores de parámetros del ajuste para los electrones del vuelo Caracas-Mérida.

Ángulo	a	b	c
$\theta = 0$	-0.0270621 +/- 0.003141	-0.838062 +/- 0.1819	109.084 +/- 2.354
$\theta = \pi/12$	-0.0287868 +/- 0.004275	-0.765201 +/- 0.23	106.257 +/- 2.78
$\theta = \pi/6$	-0.0237934 +/- 0.003929	-1.07293 +/- 0.2276	106.394 +/- 2.944
$\theta = \pi/4$	-0.0229274 +/- 0.004954	-1.21246 +/- 0.2615	102.779 +/- 3.105
$\theta = \pi/3$	-0.0152349 +/- 0.008535	-2.01608 +/- 0.4065	104.264 +/- 4.396
$\theta = 5\pi/12$	-0.00356499 +/- 0.02442	-3.5436 +/- 0.9875	110.868 +/- 9.212
$\theta = \pi/2$	-0.434274 +/- 0.1919	7.72175 +/- 5.205	11.5716 +/- 34.06

Tabla 5.5: Valores de parámetros del ajuste para los antiprotones del vuelo Caracas-Manaos.

Ángulo	a	b	c
$\theta = 0$	-0.0445545 +/- 0.008706	-0.652556 +/- 0.4236	107.819 +/- 4.671
$\theta = \pi/12$	-0.045288 +/- 0.008511	-0.739081 +/- 0.4142	104.244 +/- 4.567
$\theta = \pi/6$	-0.007447 +/- 0.01185	-2.48103 +/- 0.5524	113.849 +/- 5.856
$\theta = \pi/4$	-0.00328763 +/- 0.02019	-3.20238 +/- 0.837	114.12 +/- 7.986
$\theta = \pi/3$	-0.0690915 +/- 0.07225	-2.24058 +/- 2.402	102.71 +/- 18.83
$\theta = 5\pi/12$	-0.49238 +/- 0.173	8.31169 +/- 4.868	27.1791 +/- 32.91
$\theta = \pi/2$	-4.18806 +/- 0.8384	90.0049 +/- 18.47	-449.05 +/- 100.4

Tabla 5.6: Valores de parámetros del ajuste para los antiprotones del vuelo Caracas-Mérida.

Con este trabajo se buscó desarrollar una metodología que permitiera el cálculo detallado del flujo de partículas al que se ve expuesta una aeronave a lo largo de dos rutas de vuelo a altitudes y longitudes distintas y en distintas condiciones de campo geomagnético. Con el fin de tener variabilidad geomagnética, se seleccionaron dos trayectorias de vuelo: Maiquetía-Manaos y Maiquetía-Mérida. Se realizaron simulaciones de lluvias en varios puntos a lo largo de las trayectorias a una altitud de 11 km para la ruta Maiquetía-Manaos y 7 km para la ruta Maiquetía-Mérida inyectando primarios. Al inyectar primarios en las simulaciones, no se tiene en cuenta la interacción de los rayos cósmicos con el campo geomagnético a alturas superiores a 112.8 km. De manera que para tener

en cuenta este efecto en los cálculos, se subdividieron las trayectorias en intervalos y en un punto característico de cada uno de estos intervalos se calcularon las componentes del campo magnético y se trató de hacerlas constantes y así obtener resultados más cercanos a la realidad. Además, tomando en cuenta las rigideces de corte, se realizó el filtrado de los primarios inyectados y se estimó el flujo de partículas en cada uno de los intervalos de las trayectorias. También variamos los ángulos cenital y azimutal para poder observar el efecto que esto tiene sobre la afluencia de partículas. Finalmente, se sumaron los flujos de cada tramo para obtener el total de partículas en cada ruta. Al respecto de esto, se graficó el número de partículas como función de la energía para cada especie y, de esta manera, apreciar las escalas correspondientes a cada una.

Lo antes dicho queda expresado en los siguientes gráficos:

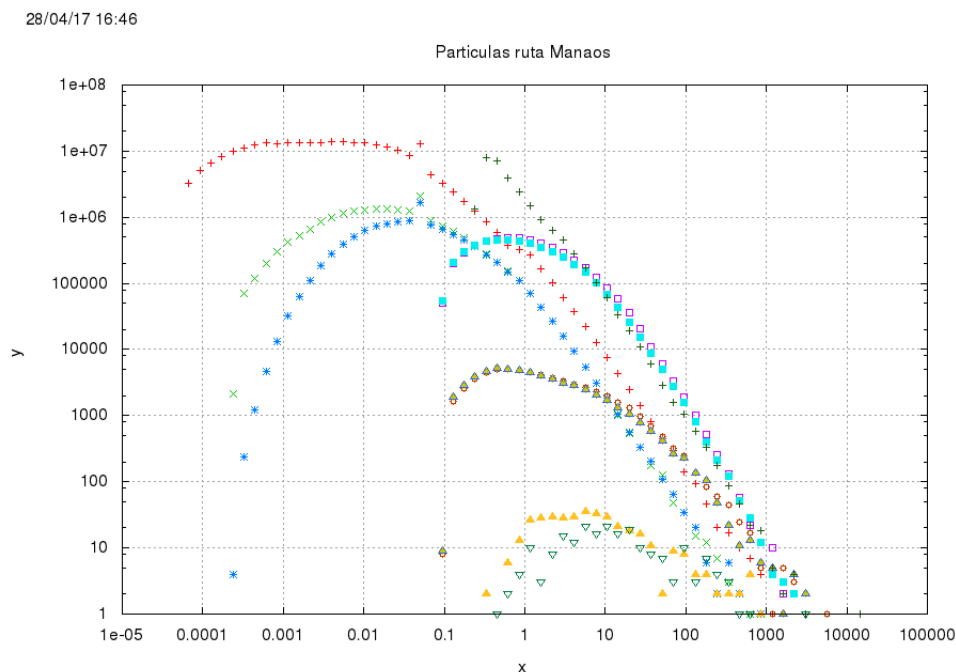


Figura 5.33: Número total de partículas en función de la energía. Vuelo Caracas-Manaos

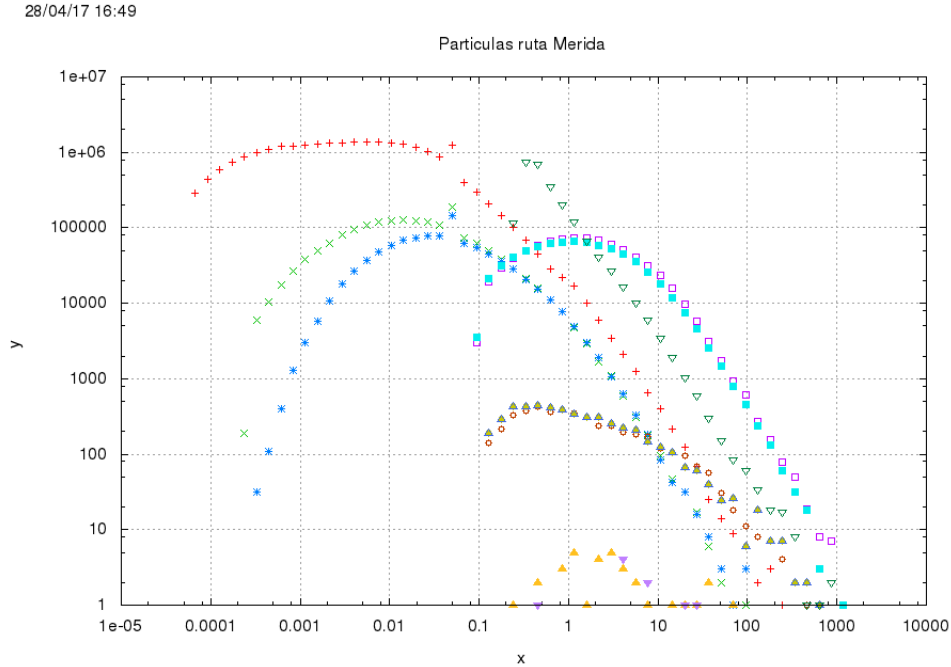


Figura 5.34: Número total de partículas en función de la energía. Vuelo Caracas-Mérida

Al comparar los gráficos anteriores, podemos observar como el número de partículas en general es un orden de magnitud mayor para la ruta Maiquetía-Manaos. Esto se debe a que el tiempo de vuelo de la ruta antes mencionada, es mayor que el de la ruta Maiquetía-Mérida y también cabe destacar que este vuelo se efectuó a una altitud mayor, por tanto, una mayor afluencia de partículas incidieron sobre la aeronave.

Si continuamos haciendo este análisis comparativo, en el gráfico realizado para la ruta Maiquetía-Manaos podemos apreciar que las distintas curvas correspondientes a cada tipo de partícula, las cuales están representadas por colores, se van ajustando a una ley de potencias conforme a lo descrito en el capítulo uno de este trabajo. Para el caso de los positrones y los electrones, que están representados por los colores azul y verde respectivamente, vemos como se produce una aniquilación de pares positrón-electrón. Puesto que la aniquilación de pares es un proceso fruto de la interacción electromagnética, la energía siempre se emitirá en forma de rayos gamma. Si las partículas se mueven a velocidades mucho menores que la de la luz o se encuentran en reposo, se producirán 2 fotones emitidos en la misma dirección pero con sentidos opuestos, cada uno con una energía de 0.511 MeV, lo que coincide con las masas en reposo del electrón y del positrón. El positrón antes de aniquilarse se va frenando con el medio hasta que su energía es suficientemente baja como para que sea capturado por un electrón.

Capítulo 6

Conclusiones

Con este trabajo se logró hacer un cálculo de la afluencia de partículas que inciden en dos rutas de vuelo diferentes. Con los resultados obtenidos es posible obtener el número de partículas que inciden en cada trayectoria por tipo de partícula y por energía, así como una descripción geomagnética detallada de cada una de las rutas seleccionadas.

Se comprobó que el flujo de partículas a la altura de vuelo de los aviones es afectado por el campo geomagnético según la latitud de la trayectoria. El blindaje que proporciona el campo geomagnético frente a la incidencia de rayos cósmicos está caracterizado por la rigidez de corte. Se comprobó que debido a la interacción de los primarios con el campo geomagnético, los secundarios descartados en las simulaciones son partículas de baja energía, lo cual es acorde con el hecho de que el campo geomagnético deflece a los primarios de baja energía e impide su arribo al punto de observación y son estos primarios los que producirán secundarios de baja energía.

Los tipos de secundarios que más fueron afectados por este filtro geomagnético fueron los protones, los piones, los kaones y los neutrones. Las simulaciones de lluvias realizadas se validaron encontrando para la distribución de partículas un ajuste tipo cuadrático.

Como futuro trabajo de investigación a partir de esta tesis es posible hacer un refinamiento de los cálculos, como en algunos casos que sea necesario por ejemplo aumentar el tiempo de simulación para una mayor obtención de partículas y, de esta manera, poder generar mejores espectros para cada una de las partículas con un mayor número de datos.

Posteriormente, una buena aplicación podría ser cuantificar el impacto sobre el tejido biológico haciendo el cálculo de la dosis efectiva mediante los pesos adecuados para cada especie de partícula.

Apéndice A

Glosario

A.1. Bremsstrahlung

Canal de interacción para la cascada electromagnética.

A.2. CORSIKA

Programa para la simulación detallada de extensas lluvias de aire iniciadas por partículas de rayos cósmicos de alta energía

A.3. Heliosfera

Capa situada en el límite superior de la atmósfera terrestre cuyo principal componente es el helio.

A.4. Heliopausa

Punto en el que el viento solar se une al medio interestelar o al viento estelar procedente de otras estrellas. Sería el límite de la Heliosfera.

A.5. Magnetósfera

Zona exterior de la atmósfera terrestre.

A.6. MAGNETOCOSMIC

código que permite hacer el cálculo de la trayectoria de partículas cargadas a través de diferentes campos geomagnéticos.

A.7. Lluvias Atmosféricas Extendidas

Cascada de partículas producida por la interacción de un rayo cósmico primario con los elementos constituyentes de la atmósfera.

A.8. Profundidad Atmosférica

Masa de aire por unidad de área que atravesó una partícula a lo largo de la atmósfera.

A.9. Rayos Cósmicos

Partículas que en su mayoría son núcleos atómicos (excluyendo los fotones) que se originan fuera del sistema solar y llegan a la tierra o su entorno cercano a velocidades cercanas a las de la luz.

A.10. Rayos Cósmicos de Ultra Alta Energía (UHECR)

Son aquellos rayos cósmicos primarios con energías $E_p \geq 10^{18}\text{ev}$.

A.11. Supernova

Estrella en explosión que libera una gran cantidad de energía; se manifiesta por un aumento notable de la intensidad del brillo o por su aparición en un punto del espacio vacío aparentemente.

Bibliografía

- [1] Theodor Wulf. About the radiation of high penetration capacity contained in the atmosphere. *Phys. Zeit*, page 5, 1910.
 - [2] D Pacini. cb a. de angelis. penetrating radiation at the surface of and in water. *ArXiv e-prints*, 2010.
 - [3] Raghavan Jayakumar. Nature’s own accelerator. In *Particle Accelerators, Colliders, and the Story of High Energy Physics*, pages 11–29. Springer, 2012.
 - [4] Marius Potgieter. Probing the universe with cosmic rays using high performance computing. *South African Journal of Science*, 104(11-12):465–471, 2008.
 - [5] SP Swordy. The energy spectra and anisotropies of cosmic rays. In *The Astrophysics of Galactic Cosmic Rays*, pages 85–94. Springer, 2001.
 - [6] T Antoni, WD Apel, AF Badea, K Bekk, A Bercuci, J Blümer, H Bozdog, IM Brancus, A Chilingarian, K Daumiller, et al. Cascade measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astroparticle physics*, 24(1):1–25, 2005.
 - [7] Johannes Blümer, Ralph Engel, and Jörg R Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(2):293–338, 2009.
 - [8] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16(17):748, 1966.
 - [9] Georgi T Zatsepin and Vadim A Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP lett.*, 4:114–116, 1966.
 - [10] Kunlaya Soiaporn, David Chernoff, Thomas Lored, David Ruppert, Ira Wasserman, et al. Multilevel bayesian framework for modeling the production, propagation and detection of ultra-high energy cosmic rays. *The Annals of Applied Statistics*, 7(3):1249–1285, 2013.
-

- [11] Enrico Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Physical Review*, 75(8):1169, 1949.
 - [12] TK Gaisser et al. Cosmic rays and particle physics, cambridge, uk: Univ, 1990.
 - [13] Peter L Biermann. The origin of the highest energy cosmic rays. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 23(1):1, 1997.
 - [14] AM Hillas. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 22(1):425–444, 1984.
 - [15] Jocelyn Keene. Far-infrared observations of globules. *the Astrophysical Journal*, 245:115–123, 1981.
 - [16] WI Axford, E Leer, and G Skadron. Acceleration of cosmic rays at shock fronts. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2, page 273, 1977.
 - [17] Gamil Cassam-Chenai, John P Hughes, Estela M Reynoso, Carles Badenes, and David Moffett. Morphological evidence for azimuthal variations of the cosmic-ray ion acceleration at the blast wave of sn 1006. *The Astrophysical Journal*, 680(2):1180, 2008.
 - [18] Heinz Dehnen. Particle acceleration by an electromagnetic wave. *ISRN High Energy Physics*, 2013, 2013.
 - [19] Pasquale Blasi, Richard I Epstein, and Angela V Olinto. Ultra-high-energy cosmic rays from young neutron star winds. *The Astrophysical Journal Letters*, 533(2):L123, 2000.
 - [20] Kumiko Kotera and Angela V Olinto. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49:119–153, 2011.
 - [21] Abraham Achterberg, Yves A Gallant, John G Kirk, and Axel W Guthmann. Particle acceleration by ultrarelativistic shocks: theory and simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 328(2):393–408, 2001.
 - [22] Vasiliki Pavlidou. Astronomy department, california institute of technology, usa, & department of physics, university of crete, greece. *HIPPARCHOS HIPPARCHOS*, page 15.
 - [23] Pijushpani Bhattacharjee and Günter Sigl. Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays. *Physics Reports*, 327(3):109–247, 2000.
-

-
- [24] Savas Dimopoulos and Howard Georgi. Softly broken supersymmetry and su (5). *Nuclear Physics B*, 193(1):150–162, 1981.
- [25] Y Pérez and F Yunior. *Caracterización de detectores Cherenkov en el Proyecto LAGO*. PhD thesis, Master’s thesis, Universidad de los Andes de Mérida, 2009.(Cited on page 23.).
- [26] Peter KF Grieder. *Cosmic rays at Earth*. Gulf Professional Publishing, 2001.
- [27] O Adriani, GC Barbarino, GA Bazilevskaya, R Bellotti, M Boezio, EA Bogomolov, M Bongi, V Bonvicini, S Borisov, S Bottai, et al. The discovery of geomagnetically trapped cosmic-ray antiprotons. *The Astrophysical Journal Letters*, 737(2):L29, 2011.
- [28] SJ van der Merwe, Pierre Cilliers, and Pieter de Villiers. Characterization of the ionosphere over the south atlantic anomaly by using a ship based dual frequency gps receiver as aid for hf propagation path prediction.
- [29] Vera Montalbano. Seeing and interacting with the invisible: A powerful tool for the learning of science. *arXiv preprint arXiv:1401.3047*, 2014.
- [30] Kenzo Nakamura, Particle Data Group, et al. Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A):075021, 2010.
- [31] Karel Kudela. *Variability of low energy cosmic rays near earth*. INTECH Open Access Publisher, 2012.
- [32] Sergio Pinilla, Hernan Asorey, and Luis A Núñez. Cosmic rays induced background radiation on board of commercial flights. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 267:418–420, 2015.
- [33] Aleksandr Andreevich Logachev and Vadim Pavlovich Zajarov. *Exploración magnética*. Reverté, 1978.
- [34] Ian Graham Gass, Peter J Smith, and Richard Christopher Lane Wilson. *Introducción a las Ciencias de la Tierra*. Reverté, 1980.
- [35] William Lowrie. *Fundamentals of geophysics*. Cambridge university press, 2007.
- [36] Geoffrey King, David Oppenheimer, and Falk Amelung. Block versus continuum deformation in the western united states. *Earth and Planetary Science Letters*, 128(3-4):55–64, 1994.
-

- [37] Jeffrey J Love. Fisher statistics. In *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism*, pages 272–273. Springer, 2007.
 - [38] Yolanda Cerrato, ELENA Saiz, CONSUELO Cid, and MA Hidalgo. Geomagnetic storms: their sources and a model to forecast the dst index. *Lecture notes and essays in Astrophysics*, 1:165–176, 2004.
 - [39] DJ Cooke, JE Humble, MA Shea, DF Smart, N Lund, IL Rasmussen, B Byrnak, P Goret, and N Petrou. On cosmic-ray cut-off terminology. *Il Nuovo Cimento C*, 14(3):213–234, 1991.
 - [40] DF Smart and MA Shea. A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft. *Advances in Space Research*, 36(10):2012–2020, 2005.
 - [41] L Desorgher, EO Flückiger, R Bütikofer, and MR Moser. Geant4 application for simulating the propagation of cosmic rays through the earth’s magnetosphere. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7, page 4281, 2003.
 - [42] Dieter Heck, G Schatz, J Knapp, T Thouw, and JN Capdevielle. Corsika: A monte carlo code to simulate extensive air showers. Technical report, 1998.
 - [43] J Knapp and D Heck. Extensive air shower simulation with corsika: A user’s guide (version 5.61 from april 21, 1998).
 - [44] Susan Macmillan and Stefan Maus. International geomagnetic reference field-the tenth generation. *Earth, planets and space*, 57(12):1135–1140, 2005.
 - [45] NA Tsyganenko. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. parameterization and fitting to observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A8), 2002.
 - [46] EE Woodfield, MW Dunlop, R Holme, JA Davies, and MA Hapgood. A comparison of cluster magnetic data with the tsyganenko 2001 model. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A6), 2007.
 - [47] Shaomei Wu, Shenwei Liu, Dan Cosley, and Michael Macy. Mining collective local knowledge from google mymaps. In *Proceedings of the 20th international conference companion on World wide web*, pages 151–152. ACM, 2011.
 - [48] Juerg Beringer, J-F Arguin, RM Barnett, K Copic, O Dahl, DE Groom, C-J Lin, J Lys, H Murayama, CG Wohl, et al. Review of particle physics particle data group. *Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation and Cosmology)*, 86(1), 2012.
-

-
- [49] Thomas Williams, Colin Kelley, Russell Lang, Dave Kotz, and John Campbell. 1 gnuplot. 2008.
- [50] Halil Arslan and Mehmet Bektasoglu. Geant4 simulation study of deep underground muons: vertical intensity and angular distribution. *Advances in High Energy Physics*, 2013, 2013.
-