



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE  
HIDALGO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

INVESTIGACIÓN DEL ESPECTRO DE LA  
COMPONENTE LIGERA DE LOS RAYOS  
CÓSMICOS ENTRE 10 TEV Y 100 TEV  
USANDO EL OBSERVATORIO HAWC

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
**Licenciado en Ciencias Físico Matemáticas**

PRESENTA:

**Jorge Antonio Morales Soto**

DIRECTOR DEL TRABAJO:

**Dr. Juan Carlos Arteaga Velázquez**

Morelia, Michoacán. Septiembre, 2017



## Resumen

La naturaleza, origen, propagación y mecanismo de aceleración de los rayos cósmicos de altas energías son aún desconocidos. Se sabe que el espectro de los rayos cósmicos y su composición pueden contener claves para resolver estos misterios, de ahí el interés que ha surgido en medir estas cantidades. Una de las regiones con menor estadística en las mediciones del espectro de rayos cósmicos ha sido el intervalo de energía entre 10 TeV y 1 PeV, el cual es dominado por protones y núcleos atómicos de helio de nuestra propia galaxia. Se espera que con los datos obtenidos por HAWC se pueda obtener nueva información sobre esta región de energía. El observatorio de rayos gamma HAWC es un laboratorio diseñado para el estudio de rayos gamma y rayos cósmicos con energías entre 100 GeV y 100 TeV. En este trabajo se presentan los resultados de un estudio preliminar del espectro de la componente ligera con los datos obtenidos por el observatorio HAWC.

Palabras clave: observatorio *HAWC*, rayos cósmicos, espectro de energía, composición, método de deconvolución.

## **Abstract**

The nature, origin, propagation and the acceleration mechanism of the cosmic rays of high energies are still unknown. It is well known that the energy spectrum and the composition of the cosmic rays may have the keys to solve these mysteries, therefore there's been an interest in measuring these quantities. One of the regions with less statistics in the measurements of the cosmic rays energy spectrum has been the energy range between 10 TeV and 1 PeV, which is dominated by protons and helium atomic nuclei from our Galaxy. It's expected that from the data obtained by the HAWC observatory we can get new information about this energy region. The High-Altitude Water Cherenkov gamma ray observatory (HAWC) is a base-ground laboratory designed to study gamma rays and cosmic rays with energies between 100 GeV and 100 TeV. In this work are presented the results from a preliminary study of the cosmic ray light component energy spectrum with the measurements made by the HAWC observatory.

A mi papá y a mi mamá,  
mi abuelita,  
y la chinita.

## Agradecimientos

Quiero agradecer en especial a mis papás por todo el apoyo brindado, su infinita paciencia y esfuerzo. Se que no ha sido fácil para ninguno de ustedes y siempre estaré agradecido por todo lo que me han dado. Todo lo que soy se los debo a ustedes.

A mi abuelita por sus sabios consejos, fabulosas historias y todos los grandes momentos en su compañía.

A toda mi familia, que siempre me ha apoyado. Cerca o lejos, se que siempre contaré con todos ustedes.

Un agradecimiento muy especial a mi asesor, el Dr. Juan Carlos Arteaga Velázquez, por el conocimiento brindado y la oportunidad que me dio de trabajar con él y formar parte de este proyecto, así como toda la paciencia que me tuvo a lo largo de este trabajo de tesis. También a un gran compañero y amigo, Juan de Dios Álvares Romero, gracias por todos tus consejos, he aprendido muchas cosas gracias a ti y has sido de gran ayuda en esta última etapa del trabajo.

A todos mis amigos de la facultad que siempre me apoyaron, acompañaron y me hicieron pasar grandes momentos: Erick, Iván, Richi Ochoa y Richi Caliz, Zhava, Rob, Fany Lemus y Fany chiquita, Lari, Memo, Diego, Jonas, Manolo, Dulcesito del alma, Sofi, Venecia, Gonzalo y Paquito, Mellado, Kim, Atziri, Paco, Tero, el amigo Isaac, Karen, Santeeee, Prima, Angie, Leti, los doctores Bosco, Naila y Gasde, et al. A los que ya llevan rato aguantandome (y seguirán aguantandome): Michael, Alex, Edgar, Noemí, Abraham (pikitas), mis queridísimas Cherry y doña Kalita, Santiago y Zianya. Si alguien falta espero me perdone. Gaby (me debes un helado), Itza (aunque me hagas enojar), Migue y Misha muchísimas gracias por integrarme a su grupo, me la he pasado muy bien con ustedes. Y a mi hermano del alma, Nestor.

A todos mis profesores, por ser parte importante en mi formación académica y personal.

A mis omnívoros favoritos: Juan e Izamar. Mil gracias por todo, amigos. Ustedes me han apoyado mucho y son de los que más me alentaron a seguir adelante en esta etapa final. Mejores compañeros no pude haber encontrado en la carrera. Les deseo todo el éxito y que sigan cumpliendo todas sus metas así como lo han hecho hasta ahora.

Por último, pero no menos importante, Teté y Ceci. Estos últimos años no hubieran sido lo mismo sin ustedes dos. Gracias por el buen rollo y por toda la magia.

Un agradecimiento a la Coordinación de la Investigación Científica de la UMSNH por el apoyo brindado para la realización de este trabajo que forma parte del proyecto “Estudios del espectro de rayos cósmicos en el intervalo de  $10^{14}$  a  $10^{15}$  eV usando el observatorio HAWC”, y a la colaboración HAWC.

¡Gracias totales!

# Índice general

<b>1. Rayos Cósmicos</b>	<b>1</b>
1.1. Breves datos históricos . . . . .	4
1.2. Espectro primario de rayos cósmicos . . . . .	8
1.3. Composición primaria de los rayos cósmicos . . . . .	10
1.4. Fuentes . . . . .	11
1.4.1. Origen de rayos cósmicos galácticos . . . . .	11
1.4.2. Origen de los rayos cósmicos extra galácticos . . . . .	12
1.5. Aceleración primaria . . . . .	12
1.5.1. Aceleración de Fermi . . . . .	12
1.5.2. Regiones de aceleración . . . . .	14
1.6. Propagación . . . . .	15
<b>2. Técnicas de medición directa</b>	<b>18</b>
2.1. <i>PROTON</i> . . . . .	19
2.2. <i>JACEE</i> y <i>RUNJOB</i> . . . . .	19
2.3. <i>CREAM</i> . . . . .	23
2.3.1. <i>CREAM-I</i> . . . . .	23
2.3.2. <i>CREAM-II</i> . . . . .	24
2.4. <i>ATIC</i> . . . . .	25
2.5. <i>DAMPE</i> . . . . .	27
2.6. <i>NUCLEON</i> . . . . .	29
2.7. <i>CALET</i> . . . . .	30
<b>3. Técnicas de detección indirectas</b>	<b>34</b>
3.1. Arreglos de superficie . . . . .	34
3.2. Arreglos de telescopios Cherenkov en aire . . . . .	35
3.3. Detectores de fluorescencia de aire . . . . .	35
3.4. <i>ARGO-YBJ</i> . . . . .	36
3.5. <i>KASCADE</i> . . . . .	37
3.6. <i>LHAASO</i> . . . . .	37
<b>4. Cascadas de partículas atmosféricas</b>	<b>41</b>
4.1. Componente hadrónica . . . . .	42
4.2. Componente electromagnética . . . . .	43
4.3. Componente Muónica . . . . .	43
4.4. Modelo de Heitler . . . . .	43

4.4.1.	Cascadas electromagnéticas . . . . .	44
4.4.2.	Modelo de Heitler modificado para cascadas hadrónicas . . . . .	45
4.5.	Modelos de interacción . . . . .	46
4.6.	Reconstrucción básica de una cascada de partículas atmosféricas . . . . .	47
4.6.1.	Dirección de arribo . . . . .	47
4.6.2.	Núcleo del chubasco . . . . .	47
4.6.3.	Edad (s) . . . . .	47
<b>5.</b>	<b>El observatorio <i>HAWC</i></b> . . . . .	<b>50</b>
5.1.	Objetivos científicos . . . . .	51
5.2.	Arreglo experimental de <i>HAWC</i> . . . . .	53
5.3.	Radiación Cherenkov . . . . .	53
5.4.	Tubos fotomultiplicadores ( <i>PMTs</i> ) . . . . .	56
5.4.1.	Procesamiento de la señal . . . . .	57
5.5.	Reconstrucción del chubasco atmosférico . . . . .	58
5.5.1.	Reconstrucción del núcleo del chubasco . . . . .	58
5.5.2.	Reconstrucción de la dirección de arribo . . . . .	60
5.5.3.	Parámetro de edad ( <i>s</i> ) . . . . .	60
5.5.4.	Estimación de la energía . . . . .	60
5.5.5.	Simulación . . . . .	61
5.5.6.	Selección de datos simulados . . . . .	65
5.5.7.	Observables . . . . .	65
5.5.8.	Cortes de calidad . . . . .	67
5.6.	Área efectiva . . . . .	68
5.7.	Errores Sistemáticos . . . . .	69
5.7.1.	Resolución angular . . . . .	70
5.7.2.	Resolución en la energía . . . . .	70
5.7.3.	Resolución en la posición del núcleo . . . . .	71
5.7.4.	Resultados para eventos inclinados . . . . .	72
5.7.5.	Resolución angular . . . . .	73
5.7.6.	Resolución para la energía . . . . .	73
5.7.7.	Resolución en la posición del núcleo . . . . .	74
<b>6.</b>	<b>Método de reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos</b> . . . . .	<b>77</b>
6.1.	Estimación del espectro de todas las partículas de los rayos cósmicos . . . . .	77
6.2.	Métodos de deconvolución . . . . .	78
6.2.1.	Método de deconvolución bayesiano . . . . .	79
6.3.	Reconstrucción del espectro de energía total de los rayos cósmicos . . . . .	80
6.4.	Reconstrucción del espectro de energía de la componente ligera de los rayos cósmicos . . . . .	81
6.5.	Reconstrucción del espectro de energía de la componente de los protones de los rayos cósmicos . . . . .	85

<b>7. Aplicación del método de deconvolución a los datos experimentales de <i>HAWC</i></b>	<b>89</b>
7.1. Datos experimentales . . . . .	89
7.2. Estimación del espectro total de los rayos cósmicos . . . . .	91
7.3. Espectro deconvolucionado de la componente ligera de los rayos cósmicos . . . . .	93
7.4. Estimación del espectro de la componente de los protones de los rayos cósmicos . . . . .	94
<b>8. Discusión</b>	<b>97</b>
8.1. Espectro de energía total de los rayos cósmicos . . . . .	97
8.2. Espectro de energía de la componente H + He de los rayos cósmicos . . . . .	98
8.3. Espectro de energía de los protones en los rayos cósmicos . . . . .	99
<b>9. Conclusiones</b>	<b>104</b>
<b>A. Trabajo en sitio</b>	<b>106</b>
A.1. 29 de Junio, 2017 . . . . .	108
A.2. 30 de Junio, 2017 . . . . .	110
A.3. 1 de Julio, 2017 . . . . .	111
<b>Bibliografía</b>	<b>113</b>

# Capítulo 1

## Rayos Cósmicos

*“The results of this observations seems to be explained in the easiest way by assuming that an extremely penetrating radiation enters the atmosphere from above.”*

-Victor Hess.

En el siglo XIX se dieron algunos de los descubrimientos que sentaron las bases de la física moderna, tales como los estudios de Hertz sobre la naturaleza de la luz, el descubrimiento de los rayos catódicos, el descubrimiento del electrón y de la radiactividad, así como de sus diferentes clases ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ).

Uno de los instrumentos más simples empleado para la medición de la radiactividad es el electroscopio (ver Fig. 1.1). El electroscopio es un instrumento que permite detectar la presencia de carga eléctrica en un cuerpo, medir el signo de la carga y determinar su valor con cierto grado de incertidumbre. Una de las formas más sencillas de construir un electroscopio consiste en tomar un recipiente de vidrio, perforar su tapa e introducir por el orificio un alambre, en uno de los extremos del alambre se colocan dos láminas de papel de aluminio y se cierra el recipiente con las láminas en su interior. Una vez que se induce una carga eléctrica por medio de un cuerpo cargado al electroscopio a través del contacto con el alambre, las placas internas se separan (en caso de que las láminas tengan cargas de mismo signo) debido a la fuerza de repulsión electrostática y, acto seguido, el gas, que está en su interior, provoca la descarga del electroscopio, ya que este se encuentra en un proceso de ionización continuo. Lo anterior se puede observar cuando las placas internas se mueven una hacia la otra, y la razón a la cual sucede esta descarga es una medida de la cantidad de ionización en el gas debido a la radiación externa. Con un diseño adecuado los efectos de descarga debidos a la ionización del gas (aire) del interior del electroscopio o al material que sostiene las placas metálicas, pueden ser reducidos casi por completo, pero aún así el electroscopio no retendrá la carga de manera indefinida.

A finales del siglo XIX, el fenómeno de la conductividad del aire era tema de estudio entre la comunidad científica, entre los científicos más destacados se encuentran C. T. R. Wilson, H. F. Geidel y J. Elster. En esa época ya se sabía que la materia está compuesta por átomos y que cada elemento químico representa un tipo diferente de átomo y, además, que estos poseen igual cantidad de cargas positivas y negativas, lo cual los hace neutros. De acuerdo a esto, la descarga del electroscopio era explicada por el hecho de que el aire o el gas que rodea a las placas siempre se encuentra ligeramente ionizado, lo que quiere decir que el gas pierde su naturaleza neutra. Una molécula del gas puede perder un electrón y quedar con

un exceso de carga positiva, mientras que el electrón puede quedar libre o añadirse a otra molécula dándole carga negativa. Por lo tanto, dentro del gas existe una pequeña fracción de electrones libres y moléculas cargadas, los cuales reciben el nombre de *iones*. Ahora, si las placas del electroscopio están cargadas positivamente, estas atraen iones negativos y la carga positiva de las placas es gradualmente neutralizada hasta que las placas regresan a su posición original. De manera similar, si las placas tienen carga negativa, atraen iones positivos y sucede la descarga de las placas. Como es natural, diferentes experimentos fueron propuestos y realizados para comprender la naturaleza del fenómeno de ionización del gas al interior del electroscopio.



Figura 1.1: En la imagen se muestra un electroscopio similar a los usados a finales del siglo XIX. *Fuente imagen [1]*.

J. Elster y H. F. Geiter establecieron que la radiación natural de la superficie de la Tierra (propuesta por Becquerel) y de los elementos químicos que se encuentran en ella deberían ser considerados como la fuente primaria de la ionización del aire [2].

Si la radiación es de origen terrestre, entonces su efecto debería de ser más fuerte cerca de la superficie y debería de disminuir gradualmente al incrementar la altura. En principio, esto debería de ser fácil de comprobar al hacer mediciones de la radiación a diferentes altitudes. Con el propósito de corroborar esta hipótesis, se empezaron a realizar mediciones a distintas altitudes, pero los resultados fueron contradictorios.

En 1900, Elster y Geiter compararon la ionización a nivel del mar con la medida a una altitud de 3,000 m. Encontraron que la pérdida de carga eléctrica en un cuerpo cargado es más grande a grandes altitudes que a nivel del mar [2].

Hermann Ebert probablemente fue la primer persona en realizar un vuelo en globo para medir la pérdida de carga eléctrica en un cuerpo cargado a diferentes altitudes [2]. Realizó un total de tres vuelos en globo (junio y noviembre de 1900 y enero de 1901) alcanzando una altitud máxima de 3,700 m encontrando un cambio con la altitud en la pérdida de carga eléctrica del cuerpo y observó que sus resultados dependían de las condiciones climatológicas.

En 1906, Heinrich Mache y Travis Rimmer estudiaron la intensidad de la penetración de la radiación y descubrieron que la radiación cambiaba durante el día y dependía de las condiciones atmosféricas [2]. Posteriormente, en 1908, Mache concluyó que la radiación

penetrante estaba constituida por dos partes: una parte originada por elementos químicos contenidos en la superficie terrestre y sus respectivos productos de decaimiento y la otra parte proveniente del decaimiento radioactivo de los elementos químicos que se encuentran distribuidos en la atmósfera.

El físico austriaco, Victor Hess, especulaba que la radiación no era terrestre sino de origen extraterrestre. Hess era un aficionado a los vuelos en globo y llevó a cabo una serie de diez vuelos en globo aerostático (varios de ellos durante la noche) con medidores de ionización (electroscopios) [3-5]. En 1912, Hess realizó siete vuelos en globo, de los cuales dos fueron de gran importancia. El primero de estos dos vuelos fue realizado en un eclipse de Sol, el 17 de Abril, entre las 11 a.m. y 1 p.m., hasta una altitud de 2,750 m. Hess descubrió que la radiación alrededor de 2,000 m de altura era mayor que a nivel de mar y el eclipse no tuvo ningún efecto sobre los resultados. Por lo tanto, el Sol fue descartado como la fuente principal de esta radiación, sugiriendo el origen de la misma fuera del sistema solar (aunque hoy se sabe que hay rayos cósmicos que provienen del Sol). El segundo vuelo fue realizado la mañana del 7 de Agosto a las 6 a.m., con una duración de vuelo de aproximadamente 6 hrs y una altitud aproximada de 5,300 m (ver fig. 1.2). Los resultados de este ascenso en globo (combinados con los resultados de los vuelos previos), llevaron a la conclusión de que la ionización se incrementa significativamente con la altura. Los resultados no mostraron diferencia de día o de noche.



Figura 1.2: Victor Hess en el aterrizaje en Austria del vuelo realizado el 7 de Agosto de 1912, en el cual alcanzó una altitud de aproximadamente 5,300 m.

Los rayos cósmicos pueden ser considerados como aquella radiación extraterrestre compuesta por núcleos atómicos, neutrones, electrones relativistas e incluso antipartículas que inciden sobre la atmósfera de la Tierra [4]. Su origen y mecanismo de propagación son aún desconocidos y siguen siendo fuente de estudio de diversas colaboraciones científicas alrededor del mundo, las cuales trabajan en modelos físicos, cálculos numéricos, simulaciones, mediciones del flujo y dirección de arribo de los rayos cósmicos, y que estudian los misterios del espacio con otras ventanas astrofísicas.

Algunas de las preguntas que se espera sean respondidas con el estudio de los rayos cósmicos son:

1. ¿Cuáles son las fuentes y los mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos?
2. ¿Qué nueva física se puede aprender de ellos?
3. ¿Cuál es el espectro de energía y la composición de masa de los rayos cósmicos primarios?
4. ¿Cómo se propagan por el Universo?

El estudio de los rayos cósmicos es útil para inferir propiedades del campo magnético de nuestra Galaxia, así como de los procesos físicos de alta energía que ocurren dentro de ella.

El estudio de rayos cósmicos de altas energías y las observaciones astronómicas en rayos gamma, entre otros, han arrojado pistas sobre los objetos astrofísicos que podrían ser los responsables de la aceleración de los rayos cósmicos. Las respuestas al parecer se encuentran dentro y fuera de nuestra Galaxia; las fuentes de los rayos cósmicos de altas energías dentro de la Vía Láctea podrían incluir a los remanentes de supernova [6] (ver fig. 1.3), las ondas de choque producidas por las explosiones estelares, púlsares, superburbujas, etc. Las fuentes extra galácticas podrían incluir objetos exóticos como agujeros negros supermasivos y los llamados *Gamma Ray Bursts*.

Los rayos cósmicos ofrecen la posibilidad de analizar muestras de materia de más allá de nuestro sistema solar. Al identificar los diferentes tipos de núcleos atómicos que están presentes en la radiación cósmica, se espera descubrir los mecanismos que los producen, como pueden ser los procesos de nucleosíntesis estelar o la fragmentación de núcleos atómicos en una colisión con otra partícula cargada (como puede ser otro núcleo atómico del medio interestelar o intergaláctico), a este último mecanismo se le conoce como espalación.

## 1.1. Breves datos históricos

A continuación se presentan de manera cronológica algunos de los datos históricos más relevantes en la física de rayos cósmicos [2, 4, 7]:

**1912** Victor Hess realiza una serie de vuelos en globo y descubre que la radiación ionizante aumenta con la altitud. Hess llega a la conclusión de que esta radiación tiene que ser de origen cósmico. En 1919, Hess recibe el premio *Lieben* de la Academia Austríaca de Ciencias por su descubrimiento de la *Hohenstrahlung* (radiación que viene de las alturas). Posteriormente en 1936 fue galardonado con el premio Nobel por su descubrimiento de la radiación cósmica.

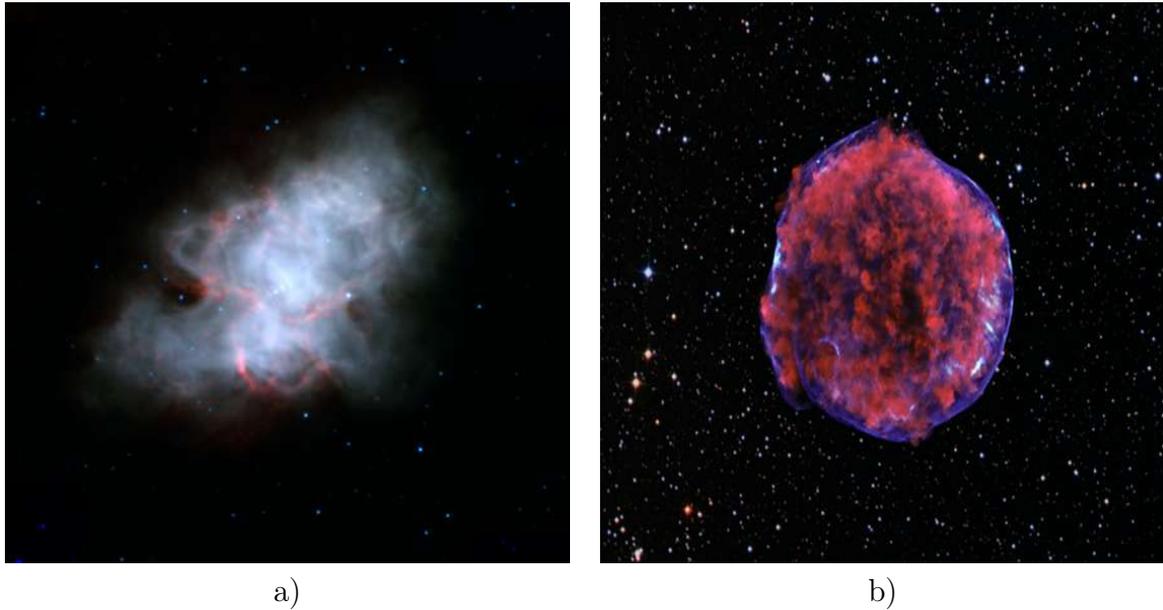


Figura 1.3: a) La Nebulosa del Cangrejo es el remanente de una estrella supermasiva que terminó su ciclo de vida en una explosión de supernova. En la imagen b) está la remanente de supernova de Tycho, la cual fue observada por primera vez en 1572 por el astrónomo danés Tycho Brahe *Crédito de la imagen:* a) NASA/JPL-Caltech/R. Gehrz (Universidad de Minnesota); b) X-ray: NASA/CXC/Rutgers/K.Eriksen et al.

**1914** El físico alemán, Werner Kolhörster confirma los resultados sobre el aumento de la ionización en el aire con la altitud, medida por V. Hess, realizando vuelos en globo de hasta 9300 m s. n. m.

**1928** Robert Andrews Millikan (ver fig. 1.4) acuña por primera vez el término de *rayos cósmicos*. Millikan no creía que la radiación tuviera un origen extraterrestre y asumía que tenía su origen en las sustancias radioactivas presentes en el aire. Así es que Millikan decide corroborar los resultados obtenidos por V. Hess y W. Kolhörster. Tras años de estudio e investigación, Millikan propone que únicamente una pequeña fracción de la radiación ionizante proviene del espacio exterior y, además, propone que estos son rayos gamma de alta energía, ya que esta era la radiación más penetrante conocida hasta ese entonces.

**1929** Dimitry Skobelzyn observa por primera vez los rayos cósmicos con una cámara de niebla. Posteriormente, Bothe y Kolhörster demuestran que las trazas formadas por el paso de rayos cósmicos secundarios dentro de la cámara de niebla son curvadas por un campo magnético. Esto demuestra que los rayos cósmicos secundarios observados en la superficie terrestre son partículas cargadas.

Jacob Clay observa el *efecto de latitud* al realizar mediciones durante sus viajes entre Ámsterdam y las islas del sur de Asia. Este efecto se manifiesta mediante una dependencia de la intensidad de los rayos cósmicos con la latitud geomagnética. Bothe y Kolhörster proponen la interpretación correcta de este efecto como una anisotropía



Figura 1.4: Robert Andrews Millikan (1868 - 1953) [8].

inducida por el campo magnético de la Tierra, proponiendo a su vez que los rayos cósmicos primarios tienen carga.

**1930-1945** El físico Arthur Compton demostró que los rayos cósmicos tienen una tendencia preferente de arribar a los polos terrestres y, que su intensidad mínima se encuentra sobre el ecuador de la Tierra. Posteriormente una extensa variedad de experimentos determinaron que los rayos cósmicos primarios son principalmente protones, y que los rayos cósmicos secundarios producidos en la atmósfera son principalmente electrones, muones y fotones.

**1932** Carl David Anderson descubre el positrón al realizar estudios en el *California Institute of Technology (Caltech)* sobre los rayos cósmicos en una cámara de niebla (ver fig. 1.5), Anderson también descubrió el muón (1936) como resultado de sus estudios de la radiación cósmica utilizando también la cámara de niebla.

**1934-1938** Bruno Rossi y Pierre Auger descubren independientemente, con resultados concordantes, la existencia de cascadas extendidas de partículas secundarias que son causadas por la colisión de rayos cósmicos primarios con núcleos atómicos del aire. Lo anterior, al hacer mediciones de rayos cósmicos secundarios en la atmósfera.

**1934** Hans Bethe y Walter Heinrich Heitler desarrollan la teoría de cascadas electromagnéticas en la atmósfera.

**1949** Enrico Fermi propone que los rayos cósmicos son acelerados al ir *rebotando* entre nubes magnéticas en movimiento dentro de la galaxia. A este mecanismo de aceleración se le conoce como aceleración de Fermi de segundo orden.

**1941** Norman Hilberry obtiene la curva de distribución de energía de los rayos cósmicos en el rango de energía de  $1 \times 10^{10}$  eV a  $5 \times 10^{10}$  eV (ver fig. 1.6).

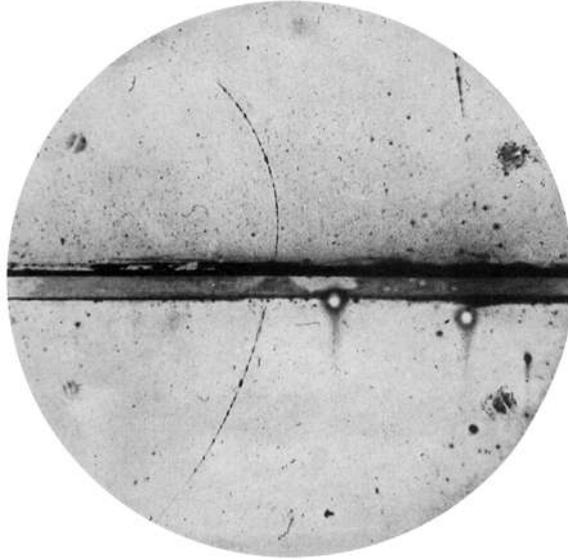


Figura 1.5: En la imagen se puede ver la traza dejada por la ionización del medio causada por el paso de un positrón dentro de una cámara de niebla. La partícula entra por la parte inferior de la imagen, se puede observar que su curvatura en esta región es menor, lo cual indica que su energía es mayor en esta zona. El aumento en la curvatura arriba de la barrera central indica una pérdida de energía al atravesar el bloque de metal que se observa en la fotografía. *Fuente: Carl David Anderson, 1933 [9].*

Marcel Schein et al. reportaron los resultados de un experimento en globo aerostático realizado en el campus de la Universidad de Chicago que demostraron que los rayos cósmicos están compuestos principalmente por protones.

**1952** Se hacen las primeras observaciones de luz Cherenkov en el cielo nocturno producida por chubascos atmosféricos de partículas usando un vidrio parabólico de 25 cm y un fototubo de 5 cm en el *UK Atomic Energy Research Establishment*, Harwell, Inglaterra. Estas mediciones fueron realizadas por William Galbraith y su colega, John V. Jelley.

**1953** William Galbraith y John V. Jelley desarrollan la técnica de aire Cherenkov para la detección de chubascos de partículas. Esto da paso al desarrollo de la astronomía Cherenkov. Esta técnica permite estimar la dirección de llegada de rayos cósmicos y rayos gamma primarios con gran precisión.

**2000** Se inicia la construcción del observatorio Pierre Auger en Argentina para el estudio de cascadas extendidas de rayos cósmicos ultraenergéticos ( $E > 10^{18}$  eV). Es el primer experimento en combinar un arreglo de detectores de agua Cherenkov y telescopios fluorescentes para la observación simultánea de chubascos de partículas. Un arreglo de detectores de agua Cherenkov en la superficie trabaja todo el día haciendo detecciones de rayos cósmicos, mientras que un telescopio de fluorescencia sólo puede trabajar durante la noche con condiciones climatológicas favorables y sin luna, pero puede hacer mediciones con más detalle que un detector de cascadas atmosféricas colocado en la superficie.

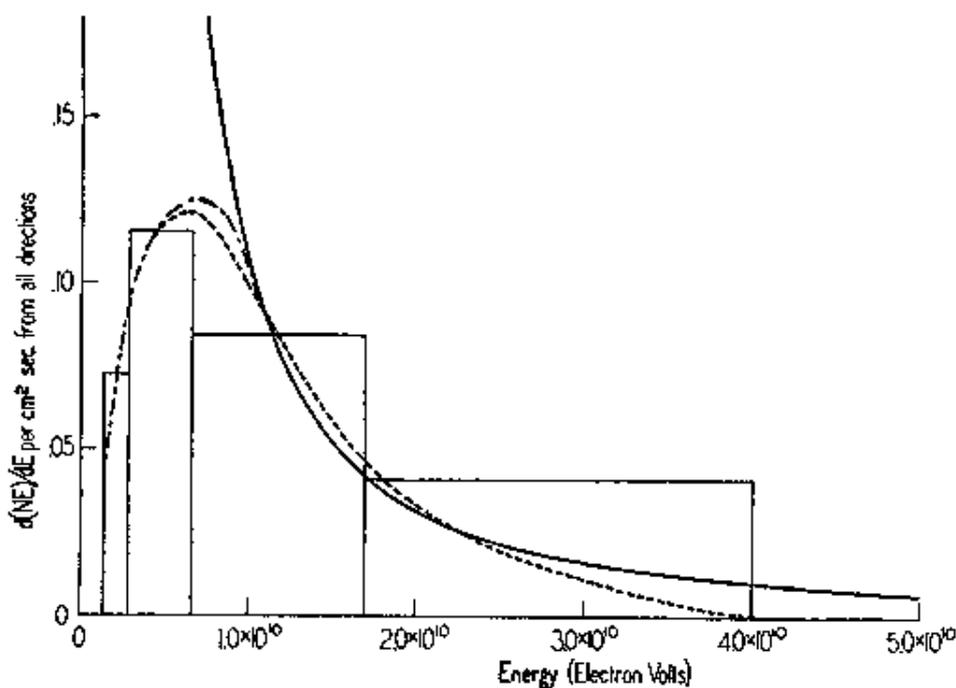


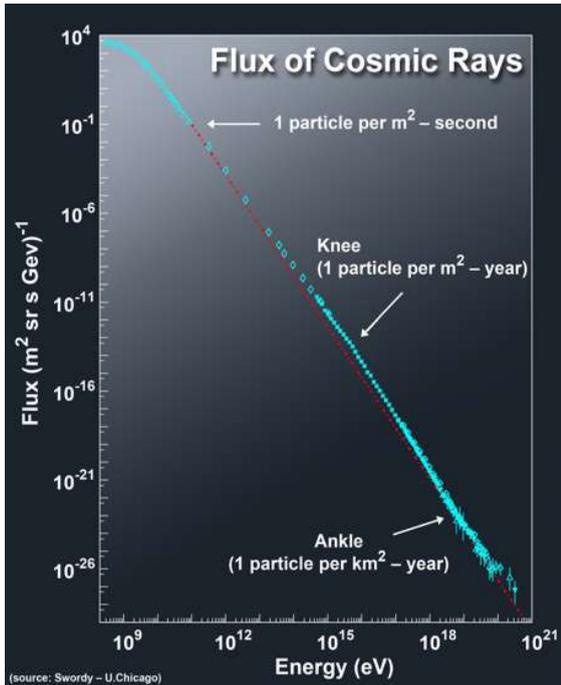
Figura 1.6: La curva de distribución de energía (representada por la curva continua) en la región de  $10^{10}$  eV obtenida por N. Hilberry [10]. Hilberry obtuvo esta curva al hacer un ajuste en los datos experimentales obtenidos con chubascos atmosféricos. El ajuste de los datos con la curva completa da la expresión de ley de potencias  $E^{-2.75}$ . La curva punteada es la curva de Bowen, Millikan y Neher y los bloques representan las observaciones experimentales de Bowen et al. *Fuente:* [10].

## 1.2. Espectro primario de rayos cósmicos

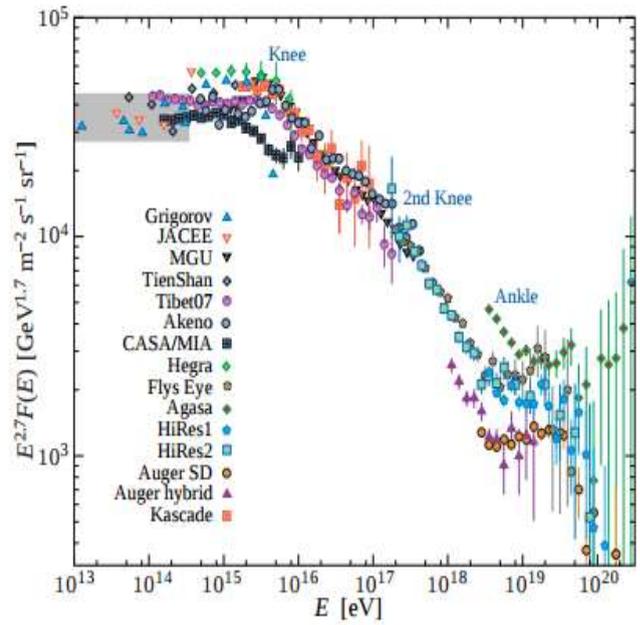
Los rayos cósmicos *primarios* son aquellas partículas de altas energías que se aceleran dentro de fuentes astrofísicas. Entre ellas encontramos electrones, protones, y núcleos de helio, carbón, oxígeno, neón, hierro, y otros elementos químicos que son resultado de la nucleosíntesis estelar. Los rayos cósmicos secundarios generalmente se refieren a aquellos que se producen de la interacción de los rayos cósmicos primarios con el gas interestelar/intergaláctico o con la atmósfera terrestre, y están compuestos por elementos que no son abundantes en la nucleosíntesis estelar, como litio, berilio y boro. Los antiprotones y positrones son secundarios, pero surge un gran interés en saber si una pequeña fracción de estas componentes son primarias [11].

En 1949, Enrico Fermi hizo una predicción de la distribución de energía de los rayos cósmicos [12]. Fermi encontró que esta distribución era de la forma de ley de potencias, sin embargo no hizo predicciones sobre el índice de la ley de potencias, ni encontró estructuras en dicha distribución. No fue hasta 1959 que G.V. Kulikov y G. B. Khristiansen observaron la primer estructura en el espectro de los rayos cósmicos [13] alrededor de  $3 \times 10^{15}$  eV, en donde se apreció un doblez o cambio en la pendiente del espectro. No se hicieron predicciones ni interpretaciones sobre esta estructura y recibió el nombre de *rodilla*.

Conocer como se distribuye la energía de los rayos cósmicos primarios es de suma importancia. Este conocimiento es fundamental para verificar la validez de cualquier teoría sobre el origen de los rayos cósmicos. Al número de partículas con energía  $E$  dentro de cierto intervalo diferencial de energía  $dE$  se le llama espectro [5]. El espectro total de los rayos cósmicos se extiende desde unos cuantos MeV hasta  $E \approx 10^{20}$  eV, y decrece siguiendo una ley de potencias del tipo  $dN/dE \propto E^\gamma$ , donde  $\gamma$  representa el índice espectral ( $\gamma \approx -3$ ). La intensidad diferencial (erróneamente llamada flujo) de los rayos cósmicos usualmente se expresa como el número de partículas que arriban a la superficie A del detector por unida de área, por unidad de tiempo, por ángulo sólido  $d\Omega$  (en estereorradianes), por intervalo de energía. En la fig. 1.7 se puede ver una compilación de diferentes mediciones del espectro total de rayos cósmicos.



a)



b)

Figura 1.7: a) Espectro total de rayos cósmicos de alta energía. A energías de aproximadamente  $10^{11}$  eV, el flujo es de 1 partícula por  $m^2$  por segundo, a energías de aproximadamente  $10^{15}$  eV, el flujo es de 1 partícula por  $m^2$  por año y a energías de aproximadamente  $10^{18}$  eV, el flujo es de 1 partícula por  $km^2$  por año. En la fig. b) el espectro de energía fue multiplicado por una potencia de la energía,  $E^{2.7}$ , para realzar las estructuras originadas por los cambios en el índice espectral. Crédito a): A. Chantelauze [14]; Fuente b): [11].

Existen por lo menos 3 formas de mostrar al espectro de los rayos cósmicos y esto es como función de [11]:

1. *Unidad rigidez,*
2. *Energía por nucleón,*
3. *Energía por núcleo.*

Las unidades de la intensidad diferencial  $I$  son  $[m^{-2}s^{-1}sr^{-1}\epsilon^{-1}]$ , donde  $\epsilon$  son las unidades de las variables anteriores.

En el espectro de rayos cósmicos se pueden apreciar tres importantes estructuras de gran interés, la *rodilla* aproximadamente a  $5 \times 10^{15}$  eV, la denominada *segunda rodilla* ubicada alrededor de  $1 \times 10^{17}$  eV, y el *tobillo* que se encuentra aproximadamente a  $3 \times 10^{18}$  eV. Las mediciones después del tobillo son difíciles de lograr y, por tanto, el espectro arriba de estas energías es muy difícil de medir. El índice espectral del espectro total es  $\gamma \approx -2.7$  justo por debajo de  $E \approx 4 \times 10^5$  eV, antes de llegar a la *rodilla*. El cambio del índice espectral arriba de la *rodilla* es de  $\gamma \approx -3.1$ , después toma un valor de  $\gamma \approx -2.7$  arriba del *tobillo* [15, 16]. Los resultados de diferentes experimentos de mediciones directas e indirectas sugieren que el cambio en el índice espectral puede ser un indicio de transición en la aceleración o un cambio en el tipo de fuente, la pérdida de capacidad del campo magnético en el origen para confinar rayos cósmicos de alta energía o un cambio en la composición [17].

La *rodilla* podría reflejar el hecho de que la mayoría de los aceleradores cósmicos en la galaxia han alcanzado su máxima energía, lo cual se vería reflejado en un cambio en la composición y con un incremento en abundancia de núcleos pesados [5]. Se sabe que en esta región de energía de  $5 \times 10^{15}$  eV el espectro es dominado por la componente ligera de los rayos cósmicos, esto es, por protones libres y núcleos atómicos de helio, carbono, oxígeno, entre otros ( $A < 16$ ). El estudio del espectro de la componente ligera podría arrojar nuevas pistas sobre el fenómeno de la *rodilla*. En general, se predice que los espectros de rayos cósmicos para distintos grupos de masa, deberían poseer una *rodilla* cuya posición depende de la composición. La energía de cada *rodilla* resulta ser proporcional a  $Z \cdot E_H$ , donde  $Z$  es la carga eléctrica del rayo cósmico y  $E_H \approx 4 \times 10^{15}$  eV [18]. Esto se ha comprobado con los experimentos de *KASCADE* [18] y *KASCADE-Grande* [19].

En la región de energía de la *segunda rodilla* la componente dominante es la pesada y está asociada con la presencia de la rodilla en el espectro del Fe [19].

### 1.3. Composición primaria de los rayos cósmicos

Cerca del 79 % de los núcleos primarios dentro de la galaxia son protones libres y, aproximadamente, cerca del 20 % son núcleos de He, y se infiere que esto sea general en el Universo [20]. Para determinar la composición elemental de los rayos cósmicos por medio de mediciones directas, se realizan experimentos en globo en la atmósfera superior o en satélites que orbitan la Tierra. El estudio de la composición también se puede llevar a cabo por medio del estudio de cascadas o de chubascos de partículas en la atmósfera en experimentos con base en la Tierra, pero la información de la composición es menos detallada debido a las incertidumbres en los modelos hadrónicos utilizados en las simulaciones de los chubascos que se usan para interpretar los datos medidos.

La composición química de los rayos cósmicos es similar a la abundancia de los elementos en el Sistema Solar (ver fig. 1.8), indicando un origen estelar de los rayos cósmicos. Sin embargo, hay algunas diferencias en los núcleos secundarios (Li, Be, B, Mn, V, Sc) producidos por la espalación de núcleos más pesados (C, O, Fe).

Los positrones y antiprotones son componentes de los rayos cósmicos. Se considera que estos elementos son principalmente de origen secundario, y el estudio detallado del espectro de energía de estos elementos podría revelar nueva información sobre los mecanismos de

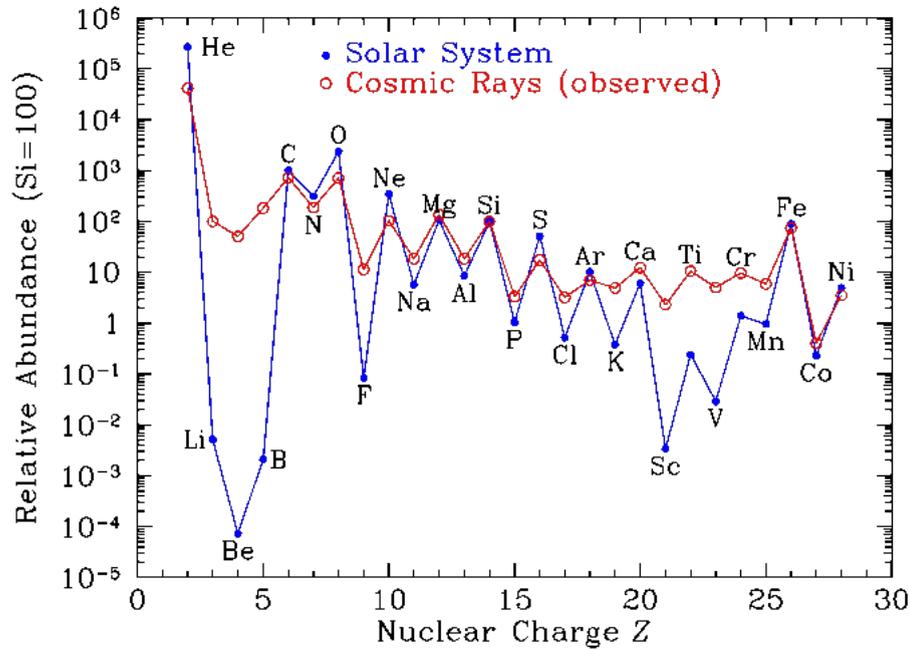


Figura 1.8: Abundancias relativas de los elementos químicos en los rayos cósmicos galácticos y en el Sistema Solar como función de la carga nuclear  $Z$ . Fuente Imagen: [21].

propagación de los rayos cósmicos [22]. Elementos como el antihelio o antideuterio no han sido encontrados en la radiación cósmica. Experimentos como *AMS* (*Alpha Magnetic Spectrometer*) tienen la misión de buscar materia oscura y antimateria en la radiación cósmica, así como hacer un análisis detallado de la composición y el flujo de los rayos cósmicos de bajas energías desde el espacio. *AMS* estudia la composición de los rayos cósmicos primarios explorando una nueva frontera en el campo de la física de partículas, buscando la antimateria de origen primigenio y estudiando la naturaleza de la materia oscura.

## 1.4. Fuentes

### 1.4.1. Origen de rayos cósmicos galácticos

La primer suposición es que las estrellas de masas pequeñas son responsables de inyectar rayos cósmicos de baja energía al medio interestelar debido a su actividad coronaria. Las estrellas de masa pequeña son muy activas y por tanto se espera que su contribución sea importante. Se propone que el mecanismo de entrada empieza con la aceleración de ciertos elementos a energías supra termales debido a la actividad coronaria, para luego ser expulsados al medio interestelar; después de ingresar al medio interestelar son acelerados por ondas de choque provocadas por remanentes de supernova, fuentes galácticas, el centro de la galaxia, etc. [5]

Otra suposición sobre el origen de los rayos cósmicos implica la ionización de partículas de

polvo interestelar. En 1949, L. Spitzer señaló que las partículas de polvo interestelar pueden ser acelerados a velocidades similares a la de la luz por la presión de la radiación de las supernovas [17]. En 1954, H. Alfvén notó que el polvo cósmico se carga de manera ordinaria y posteriormente es acelerado por los mismos procesos electromagnéticos que pueden producir rayos cósmicos [17].

Esta teoría explica bien la abundancia de elementos químicos que componen a los rayos cósmicos junto a la que toma en cuenta la inyección de rayos cósmicos provenientes de la actividad estelar.

Por último, tenemos a las estrellas masivas como otra posible fuente de los rayos cósmicos. Estas estrellas pueden ser de 3 tipos [5]:

1. Estrellas con una masa estelar de entre 8 y 15 masas solares, que pueden explotar dentro del medio interestelar.
2. Estrellas con masa de entre 15 y 25 masas solares, las cuales explotan enriqueciendo el viento estelar principalmente con hidrógeno.
3. Estrellas con masa superior a las 25 masas solares. Estas estrellas explotan al alcanzar la etapa de gigantes azules.

En esta teoría, la inyección de los rayos cósmicos al medio interestelar se da a través del viento estelar, explicando a su vez la variedad de elementos químicos en la composición de los rayos cósmicos.

### 1.4.2. Origen de los rayos cósmicos extra galácticos

Fuentes extra galácticas energizadas por hoyos negros masivos en los centros de galaxias son abundantes y suficientemente poderosas como para ser responsables del espectro arriba de la rodilla, a estas fuentes se les conoce como núcleos de galaxias activas o *AGN*, por sus siglas en inglés. Otra fuente de gran contribución podrían ser los GRB's.

## 1.5. Aceleración primaria

El tema de la aceleración primaria es un campo amplio de investigación. A continuación se mencionan los modelos principales utilizados para explicar la aceleración de los rayos cósmicos.

### 1.5.1. Aceleración de Fermi

#### Aceleración de segundo orden de Fermi

Observaciones en los rayos cósmicos indican que el proceso de aceleración da paso a la formación de un espectro de energía de tipo ley de potencias. El espectro de los rayos cósmicos tiene la forma  $dN(E) \propto E^{-\delta}dE$ , donde el exponente  $\delta$  se encuentra típicamente dentro del rango 2 a 3.

En 1949, Fermi propuso un modelo en el cual las partículas cargadas ganaban energía a través de colisiones con nubes interestelares y así podían ser aceleradas hasta altas energías

[23]. En la primera versión del mecanismo de aceleración de Fermi, las partículas cargadas son reflejadas por *espejos magnéticos* que son asociados con irregularidades en el campo magnético de la galaxia. Los *espejos magnéticos* se mueven de manera aleatoria con velocidad  $V$ , de esta manera las partículas ganan energía de manera estocástica en las colisiones [24]. Para obtener una distribución tipo ley de potencias, las partículas deben de permanecer en la región de aceleración por un cierto tiempo característico  $\tau$  [24].

La energía promedio ganada por colisión es:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left( \frac{V}{c} \right)^2 \quad (1.1)$$

De la ec. 1.1 se ve que el incremento promedio en energía es de *segundo orden* en el término  $V/c$ . A esto se le llama aceleración de segundo orden de Fermi [24].

El espectro final de energía predicho por este modelo es:

$$N(E)dE = \text{constante} \times E^{-x} \quad (1.2)$$

donde  $x = 1 + (\alpha\tau_{esc})^{-1}$ ,  $\tau_{esc}$  es el tiempo característico que una partícula permanece en la región de aceleración debido al confinamiento del campo magnético, y  $\alpha = \frac{4}{3} \left( \frac{V^2}{cL} \right)$ , y  $L$  es la distancia que recorre la partícula entre los *espejos magnéticos*.

Este modelo de Fermi presenta distintos problemas con la teoría actual, sin embargo existe una versión moderna de este modelo. Algunos de los problemas que el mecanismo de aceleración de segundo orden de Fermi muestra son los siguientes:

- La velocidad de las nubes interestelares de la galaxia son pequeñas en comparación con la velocidad de la luz,  $V/c \leq 10^{-14}$ , lo cual resulta en una ganancia de energía muy baja para las partículas cargadas.
- A pesar de que este modelo logra generar un espectro de la forma de ley de potencias, no hay nada en el modelo que indique que el índice espectral debe ser aproximadamente 2.7, el cual es el valor promedio obtenido de las observaciones del espectro de los rayos cósmicos.

### Aceleración de primer orden de Fermi

La meta del mecanismo de aceleración a primer orden de Fermi es obtener una ganancia de energía que sea lineal en  $(V/c)$ , esta es una condición que hace más efectivo el proceso de aceleración, especialmente a valores grandes de  $V$ . Esta configuración ocurre cuando las partículas relativistas colisionan con ondas de choque intensas (por ejemplo, ondas de choque producidas por explosiones de supernovas, núcleos activos de galaxias, etc.), que pueden alcanzar velocidades supersónicas [25].

La ganancia de energía queda expresada como:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \left( \frac{V}{c} \right) \quad (1.3)$$

Y el espectro de energía obtenido es:

$$N(E)dE = \text{constante} \times E^{-2}dE \quad (1.4)$$

El mecanismo de aceleración a primer orden de Fermi es muy prometedor, a pesar de que con este modelo tampoco se obtiene el valor observado del índice espectral i.e. 2.7, pero es más probable que se encuentre presente en el universo en diferentes ambientes astrofísicos y es más efectivo. A diferencia del modelo a segundo orden, aquí se encuentra un valor fijo para el índice espectral y la diferencia con el valor observado puede deberse a los efectos de propagación en el medio interestelar.

### Aceleración difusiva por choque

El modelo más aceptado desde los años 70's está asociado con la aceleración de partículas cargadas en ondas de choque, y se le conoce como aceleración difusiva por choque. En este proceso la aceleración es de primer orden en la velocidad de choque (tomando en cuenta el modelo de aceleración de primer orden de Fermi) y automáticamente resulta en un espectro de energía de ley de potencias con un índice espectral  $\delta \approx 2$  [24].

Las partículas se aceleran en una especie de ping-pong entre los extremos de la onda de choque. Esto puede ocurrir en escenarios tales como explosiones de supernovas. Las trayectorias de los rayos cósmicos son dispersadas por las fluctuaciones del campo magnético. Si el campo magnético local fuera uniforme, los rayos cósmicos escaparían fácilmente de la región de choque al fluir a lo largo de las líneas del campo magnético. Los rayos cósmicos realizan un viaje de manera aleatoria a lo largo de las líneas de campo a través de toda la región de choque, resultando en un ir y venir de los rayos cósmicos por la región múltiples veces, ganando energía en cada cruce.

Se han hecho observaciones de posibles rayos cósmicos galácticos con energías cerca de la rodilla y hasta aproximadamente  $10^{20}$  eV. ¿Cómo es posible que alcancen semejantes energías? Se cree que estas partículas también son aceleradas por las ondas de choque en supernovas o núcleos de galaxias activos. Otra opción sugiere un proceso similar a la aceleración de Fermi entre varias ondas de choque.

### 1.5.2. Regiones de aceleración

En 1984, A. M. Hillas encontró que para que una región pueda acelerar rayos cósmicos hasta altas energías esta debe de ser al menos el doble de grande que el radio de Larmor. Cuando esta región es del tamaño de la fuente se pierde eficiencia. Esto fija un límite en la energía máxima de la partícula acelerada en la fuente [26]:

$$E_{MAX} \simeq Z \left( \frac{B}{\mu G} \right) \left( \frac{R_{fuente}}{kpc} \right) \times 10^{18} eV, \quad (1.5)$$

donde Z es la carga de partícula,  $R_{fuente}$  es el tamaño de la región de aceleración y B es el campo magnético en la región de aceleración.

Existen diferentes posibles tipos de fuentes que cumplen con las características para acelerar rayos cósmicos hasta las energías observadas. Esto se puede observar en la llamada *gráfica de Hillas*[27] (fig. 1.9), donde las posibles fuentes de aceleración se muestran en el espacio fase del campo magnético característico de la región de aceleración, B, contra el tamaño característico, R, de la fuente.

Con el modelo de Hillas se pueden identificar varias poblaciones (ver fig. 1.10) de fuentes de rayos cósmicos de alta energía. En [29] tres tipos de fuentes con diferentes  $E_{max}$  se usan

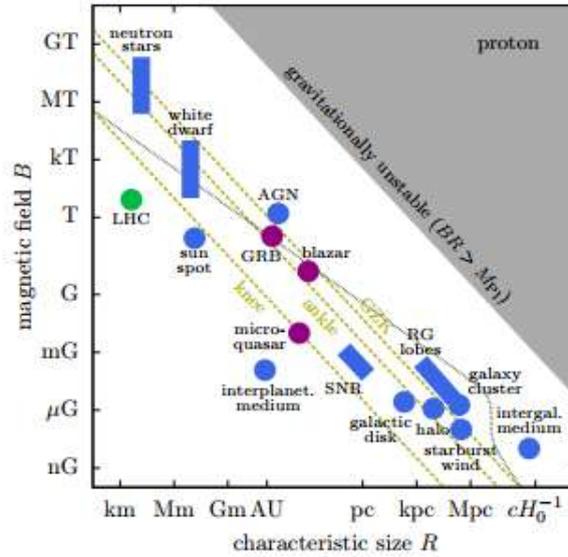


Figura 1.9: La *gráfica de Hillas* para diferentes posibles fuentes de aceleración de rayos cósmicos (en azul). Las líneas punteadas indican los límites superiores para ser considerados aceleradores de protones en la rodilla ( $\approx 10^{15}$  eV), y en el tobillo ( $\approx 10^{18}$  eV). Una vez que la partícula alcanza su máxima energía, el campo magnético ya no es capaz de mantener la partícula confinada a la región de aceleración y la partícula escapa. *Fuente imagen:* [28].

para para el modelado del espectro de energía de los rayos cósmicos. Estas fuentes son:

**Población 1:** Se asocia con remanentes de supernovas (*SNRs*), con la *rodilla* como indicador del corte de energía de esta población.

**Población 2:** Esta población está considerada como una componente de rayos cósmicos galácticos de altas energías de origen desconocido. El corte de energía de esta población es en  $E = 4$  PeV.

**Población 3:** Se asume que esta población de rayos cósmicos ultra energéticos es de origen extra-galáctico. Esta población tiene un corte de energía en  $E = 1.3$  EeV.

## 1.6. Propagación

Aún se desconocen bien los procesos de propagación de los rayos cósmicos en el medio interestelar. A medida que los rayos cósmicos viajan por el espacio, son desviados por los campos magnéticos del espacio e interaccionan con partículas del medio, tales como el gas interestelar. En esta interacción se generan diferentes emisiones de partículas tales como rayos gamma, neutrinos y pares electrón-positrón que proceden, por ejemplo, del decaimiento de piones y neutrones. El estudio de estas emisiones puede arrojar nuevas pistas sobre la propagación de los rayos cósmicos, así como sobre su origen [30].

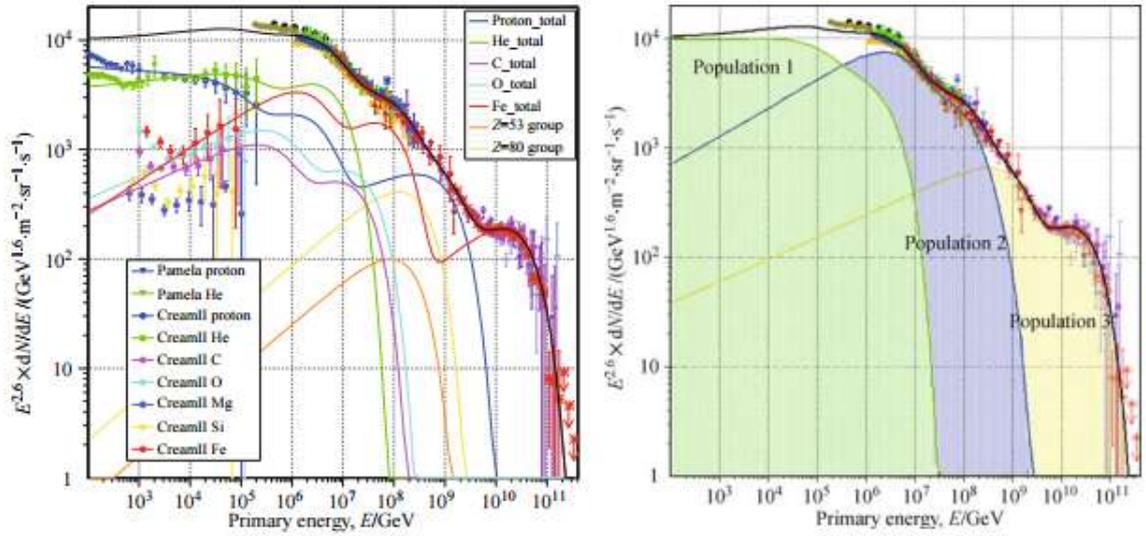


Figura 1.10: Modelo de las tres poblaciones que podrían explicar el espectro de los rayos cósmicos. Fuente: [29].

Las partículas que escapan continuamente las regiones de aceleración (pulsares, remanentes de supernovas, superburbujas, etc.) son introducidos al medio interestelar y se convierten en lo que conocemos como rayos cósmicos. Las pérdidas de energía y algunos procesos de reaceleración durante la propagación e incluso el escape de la Galaxia de los rayos cósmicos cambia el espectro inicial de las partículas.

En el modelo de la caja rota de la Vía Láctea (*leaky box*<sup>1</sup>) se asume que los rayos cósmicos son acelerados en el plano galáctico y se propagan dentro de una caja cilíndrica de altura  $H$  y radio  $R$ , y son reflejados en las fronteras. Existe una pequeña probabilidad de que las partículas escapen al momento de alcanzar la frontera. El confinamiento dentro de la caja se debe a la presencia del campo magnético galáctico en el cual se propagan difusivamente.

Durante la propagación de los rayos cósmicos existen diferentes procesos de pérdida de energía, los tres principales procesos son [26]:

- Pérdidas adiabáticas de energía debido a la expansión del Universo,
- Producción de pares ( $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ ),
- Producción de piones ( $p\gamma \rightarrow \pi N$ ).
- Interacciones tipo Compton,
- Entre otros.

Los campos magnéticos, por otra parte, afectan la dirección de arribo de los rayos cósmicos, produciendo desviaciones de estos últimos por lo que los rayos cósmicos dejan de apuntar a su fuente (excepto los rayos cósmicos de energías extremas,  $E \sim 10^{20}$  eV).

<sup>1</sup>Para más información sobre este modelo, revisar: [31].

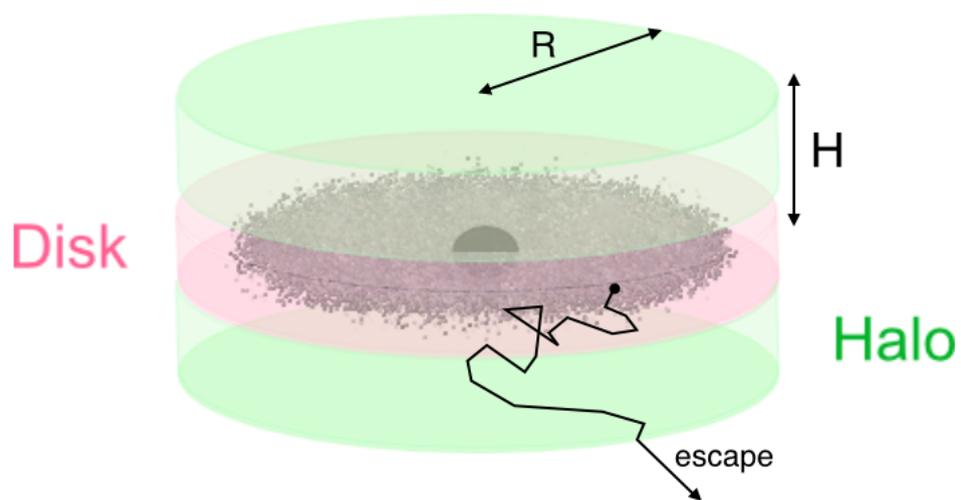


Figura 1.11: Diagrama simple del modelo caja rota de una galaxia como la Vía Láctea de radio  $R$ . Los rayos cósmicos viajan en todas direcciones en el disco galáctico interactuando con el campo magnético de la Vía Láctea y el medio interestelar. Algunas partículas logran escapar el confinamiento del campo magnético. *Fuente imagen:* [32].

# Capítulo 2

## Técnicas de medición directa

*“Detectors can be classified into three categories:  
those that don't work, those that break down,  
and those that get lost.”*

-Anónimo.

El estudio preciso del flujo de los rayos cósmicos a altas y bajas energías puede arrojar nuevas pistas sobre el origen, naturaleza e interacciones de los rayos cósmicos con el medio interestelar y la atmósfera terrestre.

Las mediciones directas realizadas por satélites y experimentos en globos aerostáticos han explorado rangos de energía de hasta aproximadamente  $10^{15}$  eV. A energías superiores se pierde estadística en este tipo de mediciones debido a que el flujo de partículas comienza a decaer (a energías de  $10^{15}$  eV, por ejemplo, el flujo es de 1 partícula/m<sup>2</sup>/año). A energías superiores a 1 PeV, las mediciones son realizadas indirectamente por detectores de cascadas atmosféricas de partículas instalados a nivel del suelo los cuales, debido a su gran tamaño pueden compensar el flujo tan bajo de rayos cósmicos a altas energías.

Las mediciones directas son realizadas por instrumentos situados completamente o casi fuera de la atmósfera. Típicamente esta clase de detectores cuenta con cuatro componentes principales:

- Magnetos que curvan las trayectorias de las partículas cargadas para determinar la carga de dichas partículas. Los magnetos también son utilizados en cámaras de rastreo para medir el momento de las partículas cargadas.
- Una capa delgada de plástico centellador donde los rayos cósmicos cargados crean un destello de luz. Este destello de luz, que es proporcional a la energía de la partícula, es generado debido a que los rayos cósmicos al pasar a través del plástico centellador depositan parte de su energía en dicho material.
- Cámaras de emulsión donde el rayo cósmico primario interactúa, se registran las trayectorias de las partículas cargadas generadas por dicha interacción y, posteriormente, se reconstruye la dirección del rayo cósmico primario.
- Un calorímetro donde la energía de una partícula es depositada. Dentro del calorímetro, la partícula interactúa con el material por medio de colisiones e interacciones electromagnéticas o hadrónicas, dependiendo de la naturaleza de la partícula primaria.

La energía de la partícula primaria es subdividida entre múltiples partículas secundarias. Por último, la energía primaria es disipada vía ionización y excitación del material y es medida.

- Existen otros tipos de componentes (como detectores de tiempo de vuelo, de transición tipo Cherenkov, espectrómetros, etc.), pero no se entrará más en detalles debido a que es un tema muy extenso.

Los experimentos que son instalados en estaciones o naves espaciales tienen una excelente resolución angular y energética, además, tienen un ciclo de trabajo muy extenso. Pero el espacio disponible de los orbitadores en donde son montados limita el tamaño del detector y, por lo tanto, el área efectiva del mismo ( $\leq 1$  m). Los experimentos en globo poseen un área efectiva más grande, pero están limitados por su ciclo de trabajo corto. La limitante en el área efectiva de estos detectores restringe las mediciones al rango  $E \lesssim 10^{15}$  eV.

A continuación se mencionan algunos de los experimentos de medición directa de rayos cósmicos más importantes que contribuyeron de manera efectiva y contribuirán al estudio de los rayos cósmicos con energías entre 10 TeV y 1 PeV que es donde se tiene interés en este trabajo de tesis.

## 2.1. *PROTON*

*PROTON* fue un programa ruso de satélites artificiales diseñados para poder estudiar rayos cósmicos de muy altas energías,  $E \lesssim 10^{14}$  eV. Los satélites fueron diseñados por la compañía soviética de cohetes *NPO Mashinostroyeniya*. La duración del programa fue de 1965 a 1968. Dentro de este periodo 4 satélites fueron lanzados desde la base de lanzamiento en Tyuratam (Baikonur Cosmodrome), U.R.S.S.

*PROTON 4* fue lanzado en noviembre 16 de 1968, orbitando la Tierra por un periodo de 250 días. El satélite tenía forma cilíndrica y poseía paneles solares, ver Fig. 2.1. Además de estudiar el espectro de energía de los rayos cósmicos de altas energías [33], *PROTON 4* también estudió su composición química y las posibles interacciones de esta radiación con núcleos de hidrógeno, carbono y hierro. Se esperaba que durante los 250 días en órbita el satélite pudiera descubrir a la entonces hipotética partícula fundamental, el quark.

El instrumento principal usado en los satélites *PROTON* fue un calorímetro de ionización. Este consistía en una gran cantidad de barras de acero entre las cuales se encontraba un plástico centellador. Cuando un rayo cósmico primario colisionaba con una de las barras de acero, las partículas secundarias originadas se esparcían para hacer más colisiones con blancos de acero y así producir múltiples generaciones de partículas secundarias. Posteriormente la energía depositada en estas interacciones era estudiada.

## 2.2. *JACEE* y *RUNJOB*

Ambos experimentos fueron transportados por globos aerostáticos a la alta atmósfera y emplearon cámaras de emulsión en la medición de rayos cósmicos. En las tablas 2.1 y 2.2 se presenta un resumen de los datos de vuelo de ambos experimentos (altitud, fechas y lugares de lanzamiento) [35-37].

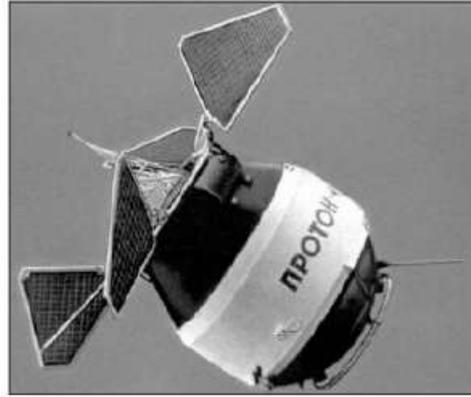


Figura 2.1: Imagen de uno de los satélites *PROTON*. Crédito de la imagen: *Soviet Space Program*.. Fuente Imagen: [34]

*JACEE* (*Japanese-American Cooperative Emulsion Experiment*) y *RUNJOB* (*RUssia-Nippon JOint Balloon collaboration*) presentaron resultados sobre el espectro de energía de la componente ligera de los rayos cósmicos (núcleos de hidrógeno y helio) [35]. *RUNJOB*, a su vez, también presentó datos de tres grupos de elementos intermedios y pesados, CNO, NeMgSi, y Fe, cubriendo con sus resultados la región de energía entre 10 y 1000 TeV [37].

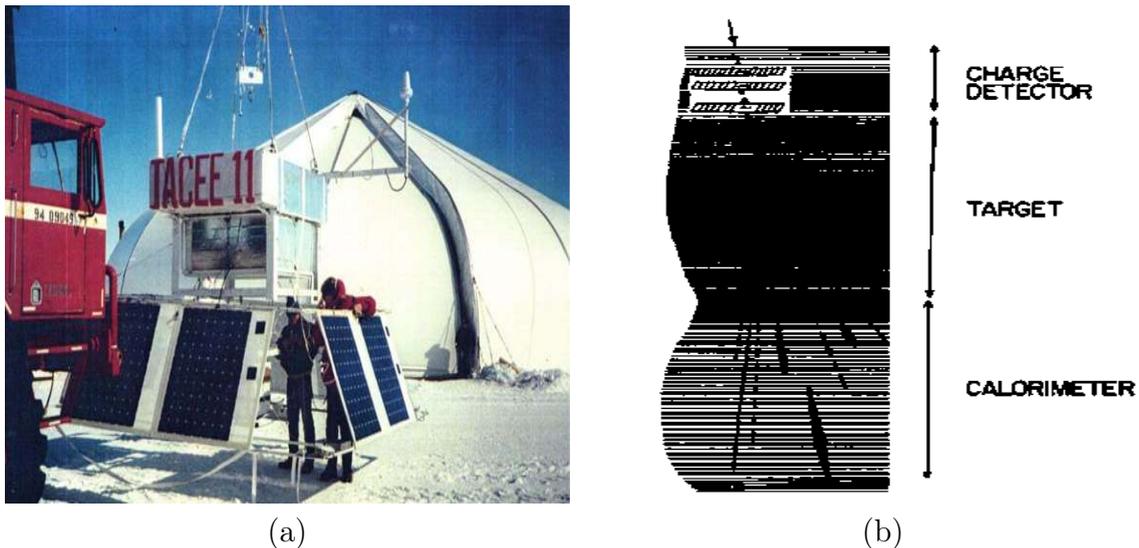


Figura 2.2: En la figura a) el vuelo número 11 de *JACEE* se extravió después de 11 días en el aire. El instrumento y los datos nunca fueron recuperados. En la figura b) se muestra el diagrama del detector empleado en los vuelos de *JACEE*, el cual estaba compuesto por un detector de carga, un blanco para que las partículas interaccionaran y un calorímetro [35].

*JACEE* realizó una serie de 15 vuelos en globo (ver fig. 2.2), incluyendo varios vuelos de larga duración desde Australia hasta el sur de América y vuelos circumpolares en la Antártica, presentando las mejores estadísticas en mediciones directas arriba de los 10 TeV hasta 800 TeV. La colaboración de *JACEE* estudió la composición, espectro de energía e

Vuelo	Fecha	Lugar de lanzamiento	Altitud [ g/cm <sup>-2</sup> ]
0	Mayo 1979	Sanriku, Jap.	8.0
1	Septiembre 1979	Palestina, TX.	3.7
2	Octubre 1980	Palestina, TX.	4.0
3	Junio 1982	Greenville, C	5.0
4	Septiembre 1983	Palestina, TX.	5.0
5	Octubre 1984	Palestina, TX.	5.0
6	Mayo 1986	Palestina, TX.	4.0
7	Enero 1987	Alice Springs, Australia	5.5
8	Febrero 1988	Alice Springs, Australia	5.0
9	Octubre 1990	Fort Sumner, NM	4.0
10	Diciembre 1990	McMurdo, Antártica	3.5
11	Diciembre 1993	McMurdo, Antártica	4.5
12	Enero 1994	McMurdo, Antártica	5.0
13	Diciembre 1994	McMurdo, Antártica	5.0
14	Diciembre 1995	McMurdo, Antártica	5.0

Tabla 2.1: Resumen de los vuelos en globo realizados por *JACEE*. *JACEE-11* se perdió en el océano después de 9 días de vuelo. La altitud se mide como función de la densidad superficial integrada de aire, esto indica la cantidad total por unidad de superficie de aire que se encontraría arriba de la altitud considerada considerando condiciones de atmósfera estándar (*International Standard Atmosphere*). La atmósfera estándar se define como una serie de condiciones teóricas de presión y temperatura del aire a nivel del mar (15 °C y 1013 mb), con una variación típica en función de la altura.

interacciones nucleares de los rayos cósmicos.

En el año del último vuelo de *JACEE*, la colaboración de *RUNJOB* realizó el primer vuelo de su detector en globo aerostático. *RUNJOB* realizó estudios sobre el espectro de energía y la composición de los rayos cósmicos en la región de energía entre 10 TeV y 1000 TeV. Los once vuelos de larga duración de *RUNJOB* comenzaron en la península de Kamchatka y diez de ellos fueron recuperados cerca de la región de Volga después de alcanzar una altitud aproximada de 32 km, entre 1995 y 1999. En la fig. 2.3 se ve la estructura de la cámara de emulsión de *RUNJOB*.

Los resultados sobre el espectro para los protones en el flujo de rayos cósmicos obtenidos por ambos experimentos son congruentes entre sí dentro de los errores estadísticos (ver fig. 2.4), sin embargo, los resultados obtenidos para las mediciones de los núcleos de helio son inconsistentes el uno con el otro. El espectro de energía de la componente del helio obtenida por *RUNJOB* es aproximadamente 40% menor que la obtenida por *JACEE*. Esta controversia duró varios años y fue resuelta posteriormente por las mediciones realizadas por la colaboración de *CREAM*.

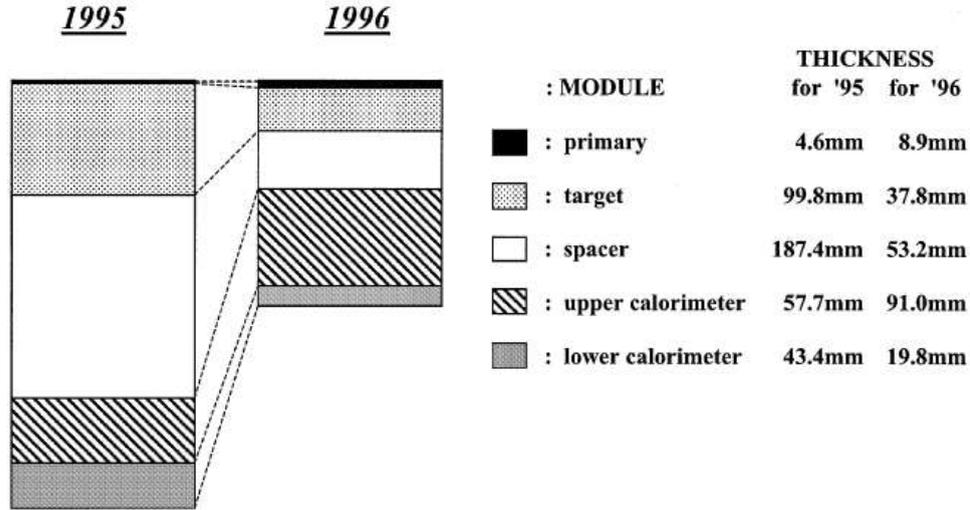


Figura 2.3: Diagrama de la estructura del detector empleado en el experimento *RUNJOB* en los años 1995 y 1996. La cámara de emulsión estaba dividida en 4 partes principales: un módulo primario para identificar al rayo cósmico primaria, un módulo de interacción, un módulo espaciador para separar las partículas secundarias y un módulo calorímetro para observar las cascadas electromagnéticas. Fuente: [37].

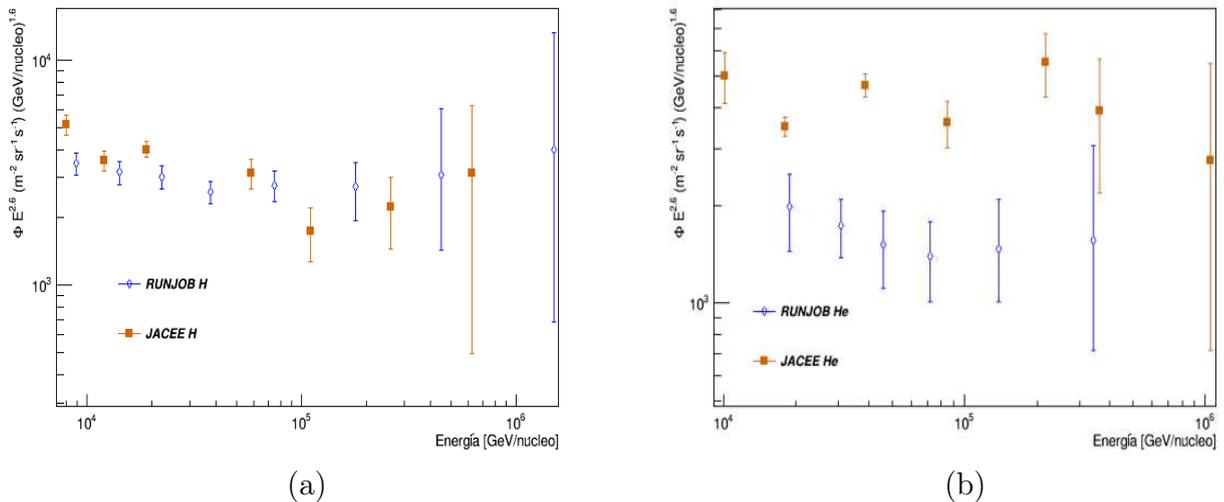


Figura 2.4: Comparación de las mediciones de la componente ligera del flujo de los rayos cósmicos obtenidas por los experimentos *JACEE* y *RUNJOB*. Como se puede ver en la figura (a), las mediciones del espectro de los protones en el flujo de rayos cósmicos obtenidos por ambos experimentos coinciden dentro de los errores estadísticos. En la figura (b) se puede ver que las mediciones del espectro de energía de la componente del helio no son congruentes entre sí, ambos experimentos reportaron valores diferentes para esta componente (véase [35] y [37].)

Vuelo	Año de lanzamiento	Tiempo de vuelo [horas]	Altitud [g/cm <sup>2</sup> ]
1	1995	130.0	10.0
2	1995	167.0	9.6
3	1996	134.0	9.8
4	1996	147.5	10.2
5	1997	139.5	10.5
6	1997	139.5	10.7
7	1997	fallido	fallido
8	1999	141.0	9.5
9	1999	145.0	9.2
10	1999	148.0	9.2
11	1999	146.0	9.0

Tabla 2.2: Resumen de los vuelos en globo realizados por *RUNJOB*. *RUNJOB-7* falló debido a un mal funcionamiento del sistema [37].

## 2.3. *CREAM*

El experimento en globo *CREAM* (*Cosmic Ray Energetics And Mass*) realizó mediciones del espectro de protones y helio en el flujo de los rayos cósmicos. Fue diseñado y construido para extender las mediciones en globo de los espectros elementales de los rayos cósmicos a las más altas energías posibles ( $\approx 10^{14}$  eV) en una serie de vuelos en globo. En la fig. 2.5 se observa un diagrama del detector empleado en los vuelos de *CREAM*. Desde el 2004, varios instrumentos de *CREAM* han volado exitosamente en la Antártida. La configuración de cada instrumento ha variado ligeramente, debido a varias mejoras de los detectores. A continuación se hace un breve resumen con los datos más relevantes de los primeros dos vuelos en globo aerostático de *CREAM*.

### 2.3.1. *CREAM-I*

El primer vuelo en globo de larga duración de *CREAM* despegó desde la Estación McMurdo, Antártica el 16 de Diciembre de 2004 [38]. Subsecuentemente circunnavegó el Polo Sur tres veces durante 42 días; el vuelo terminó el 27 de Enero de 2005. Los datos fueron recolectados a una altitud promedio de 38.5 km con una densidad superficial atmosférica promedio de  $3.9 \text{ g cm}^{-2}$ .

*CREAM-I* hizo mediciones del espectro de protones a energías entre 2.5 y 250 TeV, y también del espectro de helio a energías entre 630 GeV nucleón<sup>-1</sup> y 63 TeV nucleón<sup>-1</sup> [38].

En la figura 2.6 se muestran los espectros de energía obtenidos por *CREAM-I* para las componentes de hidrógeno y helio, y son comparados con los obtenidos por otros experimentos. Los resultados obtenidos por *CREAM-I* son consistentes con los obtenidos por *JACEE* [35], ambos presentan flujos mayores para la componente del helio en comparación con *RUNJOB*.

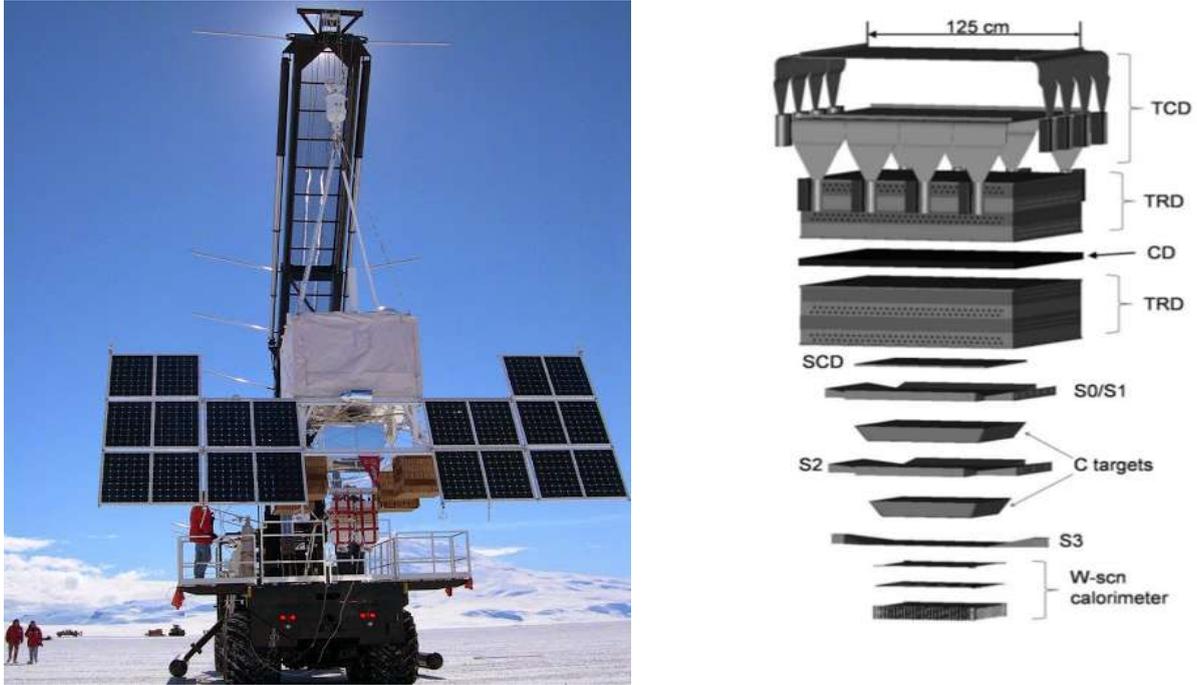


Figura 2.5: A la izquierda se observa una foto del instrumento a bordo del primer vuelo de *CREAM* antes de ser lanzado. A la derecha se tiene el diagrama del detector utilizado en el experimento. La configuración del detector incluye un detector de carga de tiempo (*TCD*), un detector de radiación de transición (*TRD*), un detector de radiación Cherenkov (*CD*), un detector de carga de silicio (*SCD*), hodoscopios para determinar la trayectoria de la partícula primaria (*HDS*), y un calorímetro con fibras centelladoras de tungsteno [38]. Fuente:[39, 40].

### 2.3.2. *CREAM-II*

*CREAM-II* fue lanzado el 16 de Diciembre de 2005 desde la estación de McMurdo y voló en globo sobre la Antártica durante 28 días, a una altitud de 35 a 40 km. Todos los detectores funcionaron de manera adecuada durante el vuelo. El segundo vuelo de *CREAM* únicamente recopiló datos de núcleos atómicos de carbón a hierro, hasta energías de  $10^{14}$  eV [41]. El espectro de energía obtenido para los diferentes núcleos atómicos se muestra en la figura 2.7.

El futuro de este experimento es el espacio exterior. El detector de *CREAM* será instalado en la Estación Espacial Internacional (*ISS*), y portará el nombre de *ISS-CREAM*. *ISS-CREAM* cubrirá el rango de energía entre  $10^{12}$  y  $10^{15}$  eV. Se espera que el tiempo de duración del experimento sea de al menos tres años.

Algunos de los objetivos futuros de *ISS-CREAM* son:

- Determinar la evolución del espectro de energía observado de la componente de los protones y el de otros núcleos pesados en los rayos cósmicos.
- La búsqueda de estructuras en los espectros de H y He.
- Hacer mediciones de electrones con suficiente precisión y datos estadísticos para determinar la existencia de fuentes cercanas de rayos cósmicos.

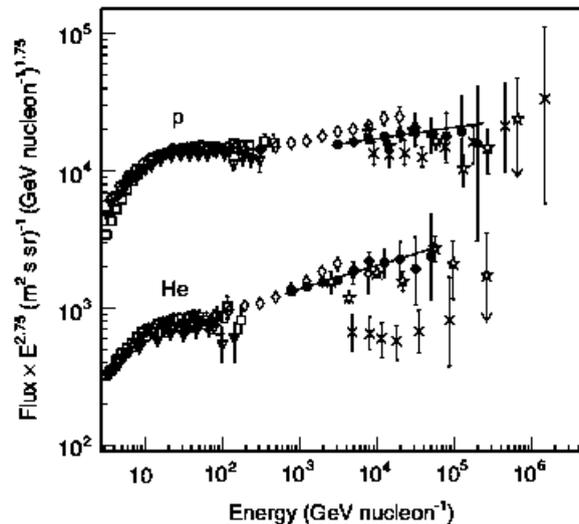


Figura 2.6: Espectro de los núcleos atómicos de hidrógeno y helio obtenidos por *CREAM-I* (círculos rellenos) [38]. Junto a estos resultados también se muestran las mediciones previamente obtenidas por: *BESS* (cuadrados), *CAPRICE98* (triángulos invertidos), *AMS* (círculos blancos), *ATIC-2* (diamantes), *JACEE* (estrellas) y *RUNJOB* (cruces).

## 2.4. *ATIC*

El experimento en globo *ATIC* (*Advanced Thin Ionization Calorimeter*) fue diseñado para medir diferentes núcleos atómicos en el espectro de energía de los rayos cósmicos, desde protones a hierro, en el rango de energía desde aproximadamente 50 GeV a 200 TeV. El espectrómetro de *ATIC* consistió en una matriz de silicio, un blanco de grafito, un centellador, y un calorímetro de bismuto germanate completamente activo [42]. El bismuto germanate por lo general es empleado como material centellador.

Dentro del marco de trabajo del proyecto *ATIC*, dos vuelos en globo se lograron con éxito en la Antártica:

- Diciembre 28, 2000 a Enero 13, 2001 (*ATIC-1*, vuelo de prueba).
- Diciembre 29, 2002 a Enero 18, 2003 (*ATIC-2*).

El calorímetro de *ATIC-1* era muy delgado y, por lo tanto, detectaba solamente una parte de la energía total de un rayo cósmico primario. Debido al tamaño del calorímetro, existe un problema al momento de la reconstrucción de la energía total de la partícula primaria a partir de la energía depositada en el detector [43]. Este problema fue solucionado en el siguiente vuelo de *ATIC* (*ATIC-2*), utilizando una mejor calibración del calorímetro y una mejor corrección de la sensibilidad térmica del mismo. En la fig. 2.8 se encuentra un diagrama del instrumento utilizado en los vuelos de *ATIC*.

Los resultados obtenidos por *ATIC-2* [43] de los espectros primarios de protones y helio en el flujo de los rayos cósmicos se muestran en la fig. 2.9. Los espectros de los diferentes grupos de núcleos atómicos medidos por *ATIC-2* se muestran en la fig. 2.10.

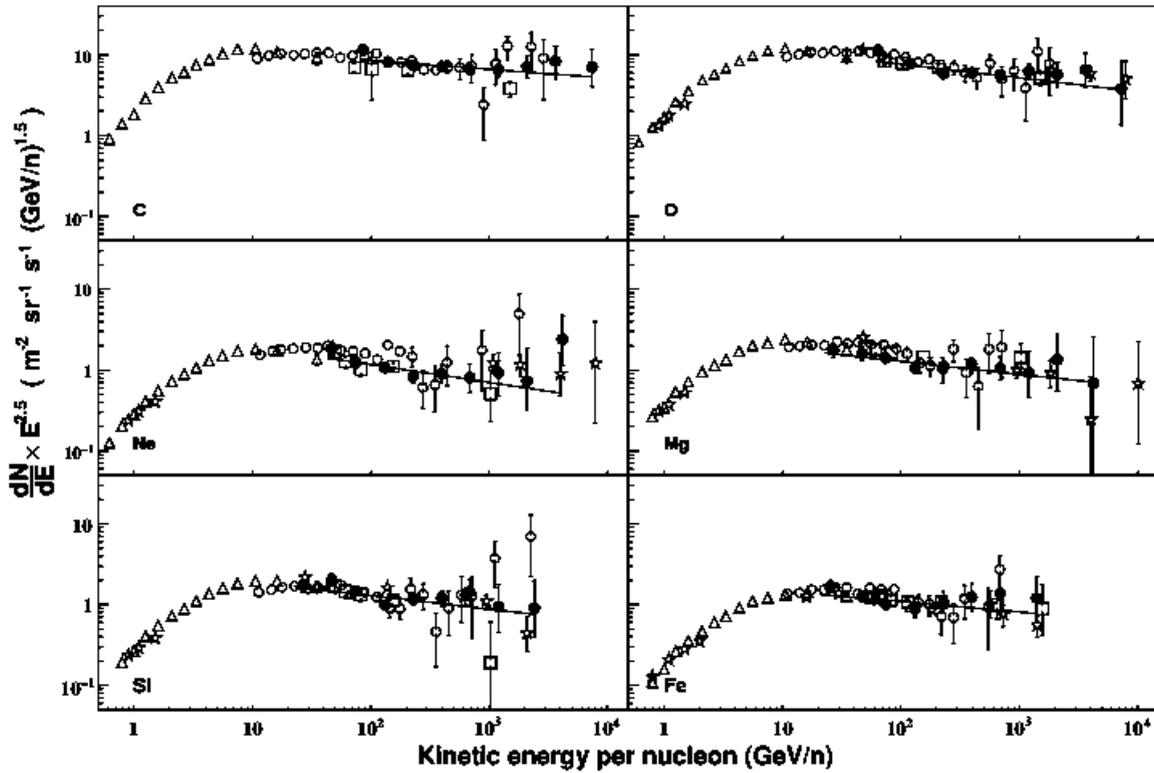


Figura 2.7: Espectro de energía de los grupos de núcleos atómicos obtenido por *CREAM-II* (Círculos rellenos) [41]. Estos resultados son comparados con las mediciones previamente realizadas por: *HEAO 3-C2* (triángulos), *CRN* (cuadrados), *ATIC-2* (círculos blancos), *TRACER* (estrellas). La línea recta representa un ajuste de ley de potencias realizado a los datos de *CREAM-II*.

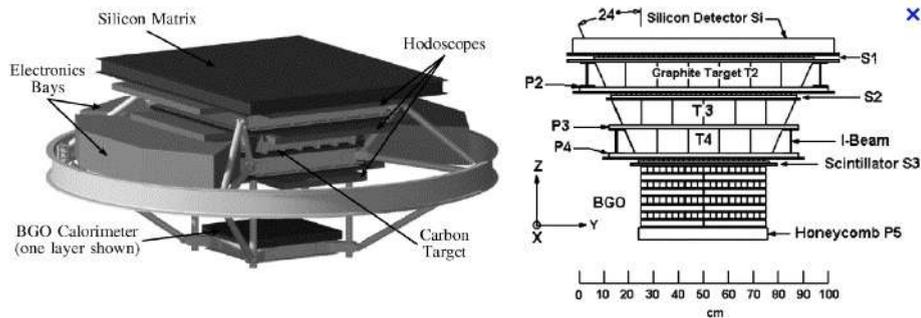


Figura 2.8: Diagrama del instrumento utilizado en los dos vuelos de *ATIC*. Este detector fue diseñado para medir la composición y el espectro de energía de los rayos cósmicos primarios en el rango energético entre aproximadamente 50 GeV y 100-200 TeV por partícula [44].

Existen una serie de nuevos experimentos que se encuentran en operación y cuyos primeros resultados han sido reportados en la *ICRC 2017 (International Cosmic Ray Conference)*. A continuación se mencionan algunos de los experimentos cuyas mediciones son de interés para el tema de estudio de este trabajo de tesis.

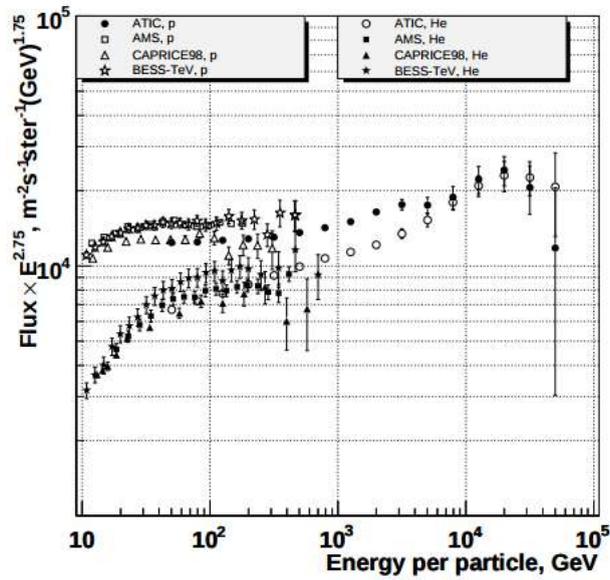


Figura 2.9: Espectros de los núcleos atómicos de hidrógeno y helio obtenidos por *ATIC-2* [43].

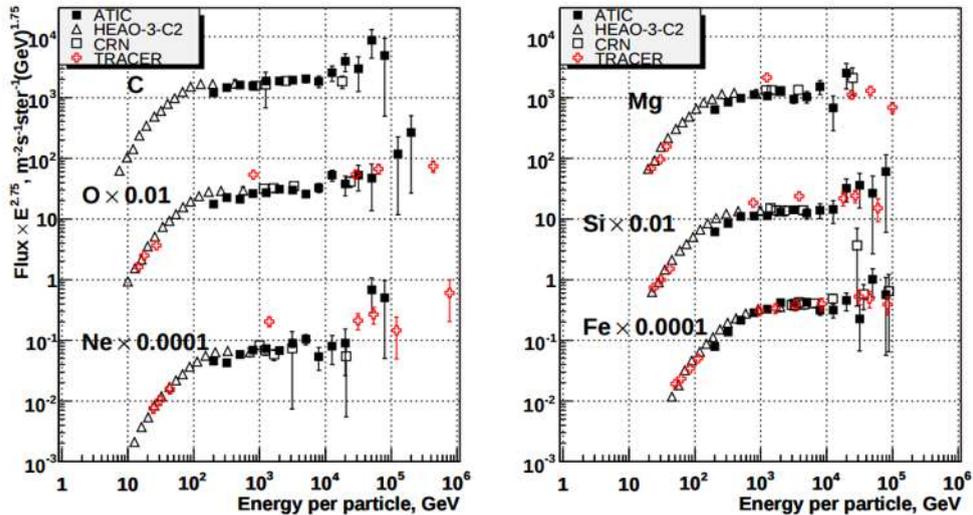


Figura 2.10: Espectro de los núcleos atómicos de C, O, Ne, Mg, Si, Fe, obtenido por *ATIC-2* [43].

## 2.5. DAMPE

*DAMPE* (*D*ARK *M*ATTER *P*ARTICLE *E*XPLORER) es una de las 5 misiones en satélite promovidos por la Academia China de Ciencias y construido en colaboración con Italia y Suiza. El peso total del satélite es de 1900 kg. *DAMPE* fue lanzado el 17 de Diciembre de 2015 a las 08:12

tiempo de Beijing. El detector consiste en cuatro subsistemas de detección (ver fig 2.11): una capa doble de tiras de plástico centellador, un convertidor-rastreador de silicio-tungsteno, un calorímetro BGO, y un detector de neutrones. *DAMPE* fue diseñado para medir electrones y fotones entre 5 GeV y 10 TeV con una excelente resolución para buscar posibles señales de Materia Oscura, y de rayos cósmicos (protones y núcleos pesados) en un rango de entre 100 GeV y 100 TeV. *DAMPE* tiene gran potencial en mejorar la información que se tiene sobre el origen y propagación de los rayos cósmicos [45].

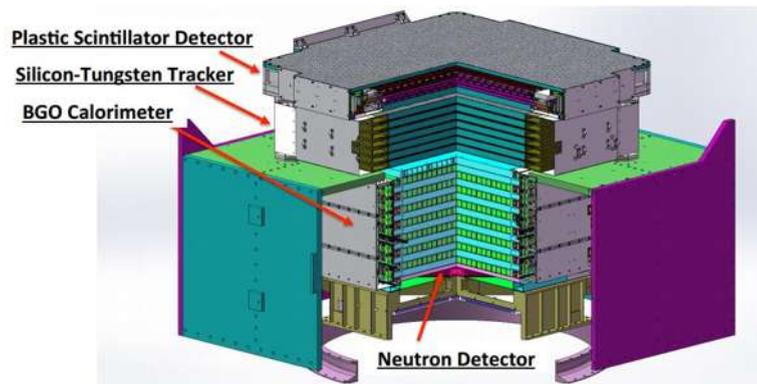


Figura 2.11: *DAMPE* consiste en una capa doble de plásticos centelladores (PSD), un rastreador de silicio-tungsteno (STK), un calorímetro de 14 capas de bismuto-germanio (BGO), y por último se encuentra un detector de neutrones (NUD) por debajo del calorímetro. Fuente: [45].

La colaboración de *DAMPE* recientemente publicó resultados preliminares sobre el espectro de energía de los núcleos de helio los cuales se muestran en la fig. 2.12.

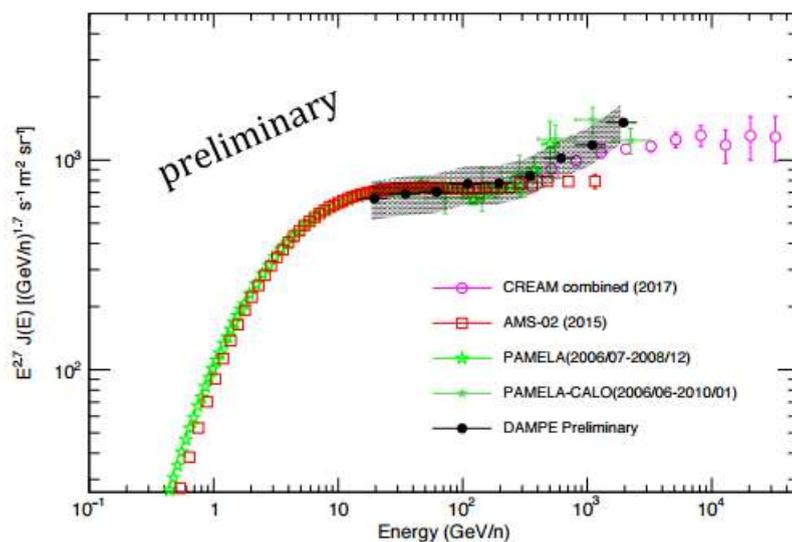


Figura 2.12: Resultados preliminares del espectro de energía de la componente de helio en el rango de energía entre 5 GeV y 2.5 TeV presentados en la *ICRC 2017*. Fuente: [46].

## 2.6. *NUCLEON*

*NUCLEON* es un experimento ruso diseñado para estudiar el espectro de los rayos cósmicos en el rango de energía entre 10 TeV y 1 PeV. Fue lanzado junto con el satélite *RESURS-P* el 28 de Diciembre del 2014. El tiempo de actividad de *NUCLEON* se espera que sea de no menos de 5 años [47].

*NUCLEON* implementa dos técnicas diferentes para determinar la energía de los rayos cósmicos:

- El método *KLEM* (*Kinematic Lightweight Energy Method*), basado en las mediciones de la densidad de las partículas secundarias producidas en un blanco de carbono,
- La técnica tradicional de un calorímetro de ionización.

En la figura 2.13 se muestra el diseño y composición del instrumento de *NUCLEON* y su posición en el satélite *RESURS-P*.

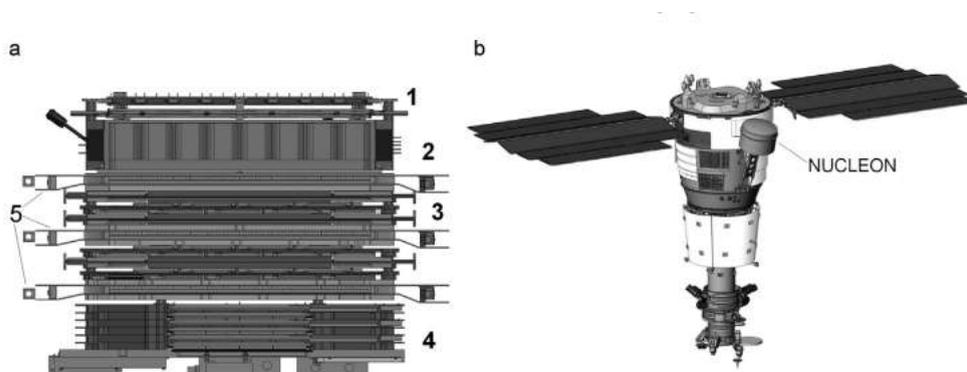


Figura 2.13: Diagrama del instrumento de *NUCLEON* (a) y el satélite *RESURS-P* (b). El instrumento de *NUCLEON* está compuesto por un sistema de medición de carga conformado por 4 capas de detectoras de silicio (1), el sistema de medición de energía *KLEM* que incluye un blanco de carbono para que las partículas interaccionen (2), detectores de silicio separados por capas delgadas de tungsteno (3), seis capas centelladoras (5) y el calorímetro de ionización (4). Fuente de la imagen: [47].

Los resultados preliminares de *NUCLEON* sobre el espectro de energía de los rayos cósmicos para las componentes total y ligeras (H, He) se muestran en la figura 2.14.

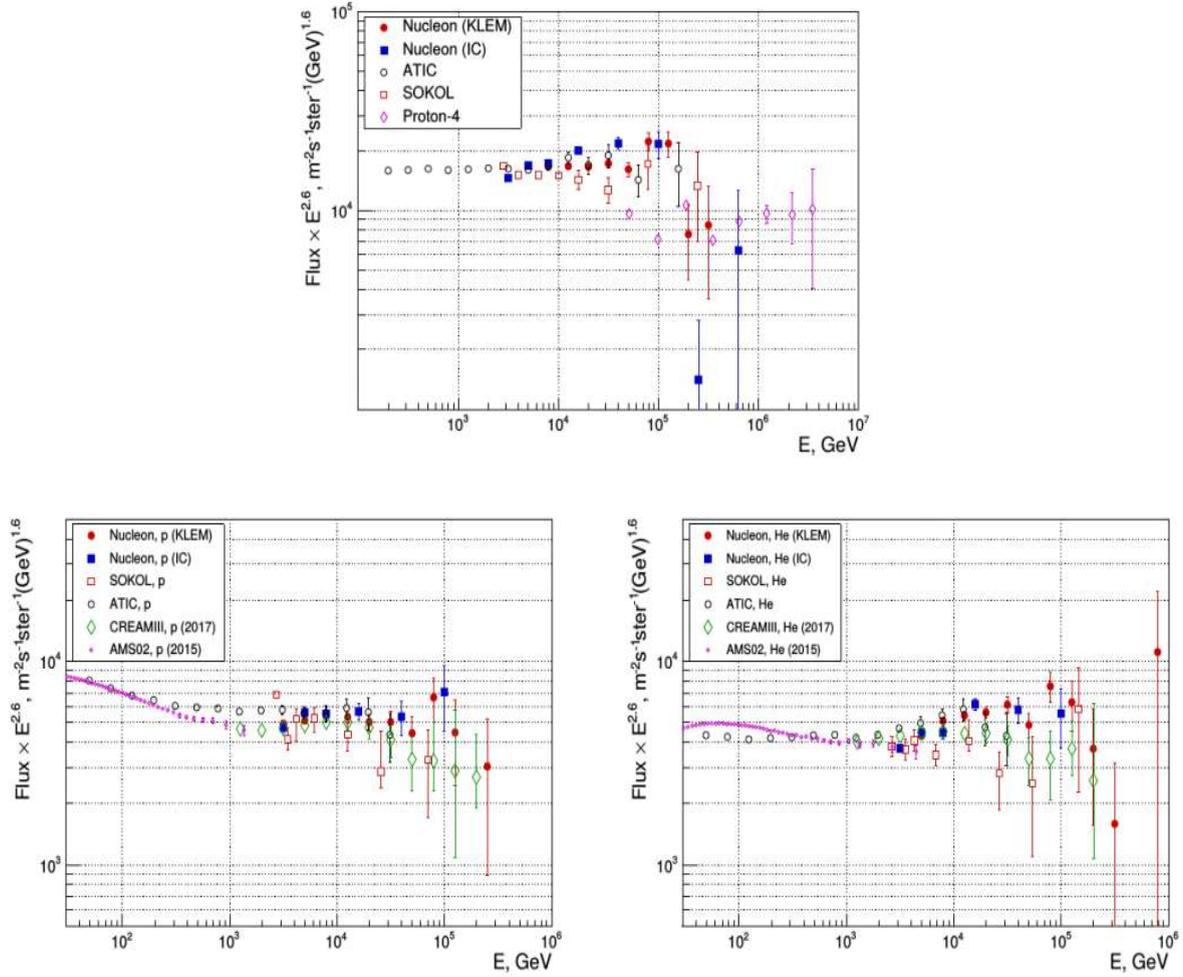


Figura 2.14: Espectro de energía todas las partículas de los rayos cósmicos (superior) y espectro de los núcleos atómicos de hidrógeno y helio (inferior) obtenidos por *NUCLEON*. Fuente: [48].

## 2.7. CALET

*CALET* (*CALorimetric Electron Telescope*) es un experimento liderado por la Agencia Espacial Japonesa (*JAXA*) y cuenta con la participación de la Agencia Espacial Italiana (*ASI*) y la *NASA*. *CALET* fue lanzado el 19 de Agosto de 2015, por el cohete japonés *H-II Transfer Vehicle (HTV-5)* e instalado en el *Japanese Experiment Module Exposure Facility (JEM-EF)* de la Estación Espacial Internacional (*ISS*) el 24 de Agosto del mismo año para una misión de 2 dos años con una posible extensión de 5 años de tiempo de actividad [49].

Una de las misiones principales de *CALET* es medir el espectro de energía y la composición de los rayos cósmicos en el rango de energía entre 10 GeV y 1 PeV. El instrumento de *CALET* (ver fig. 2.15) consiste en un módulo de medición de carga de las partículas primarias (*Charge Detector - CHM*), un calorímetro de fibras centelladoras de tungsteno (*Imaging Calorimeter - IMC*) para identificar el tipo de partícula, y un calorímetro de cristal *PWO*

(*Total Absortion Calorimeter - TASC*) para determinar la energía de los rayos cósmicos.

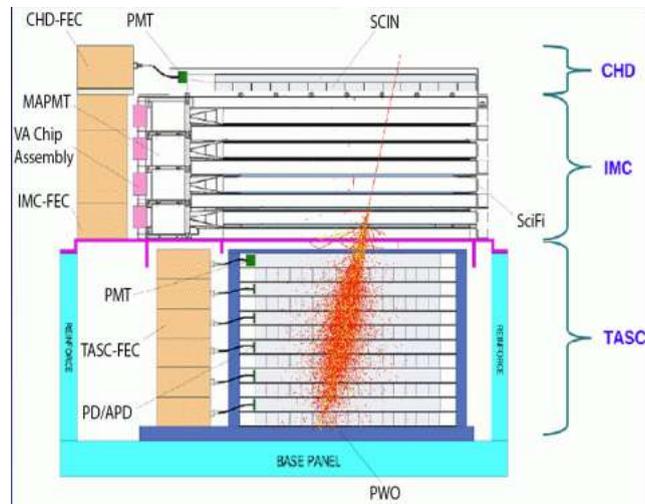


Figura 2.15: Diagrama del instrumento de *CALET*. Fuente imagen: [50].

*CALET* presentó los resultados preliminares sobre el análisis del espectro de energía de protones y los núcleos atómicos ligeros (desde protones a oxígeno). Estos resultados se muestran en las figuras 2.16 y 2.17 respectivamente.

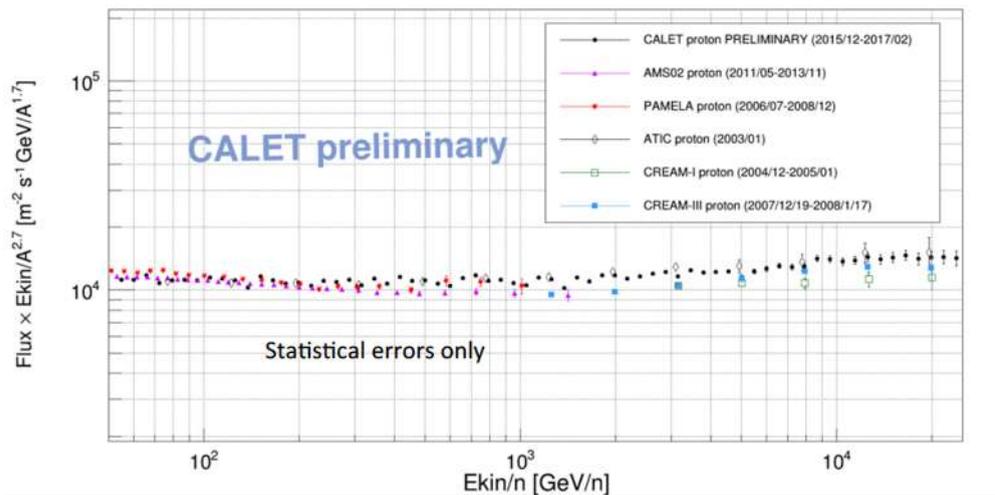


Figura 2.16: Resultados preliminares de las mediciones de la componente de los protones del flujo de los rayos cósmicos obtenidos por *CALET*. Fuente: [51].

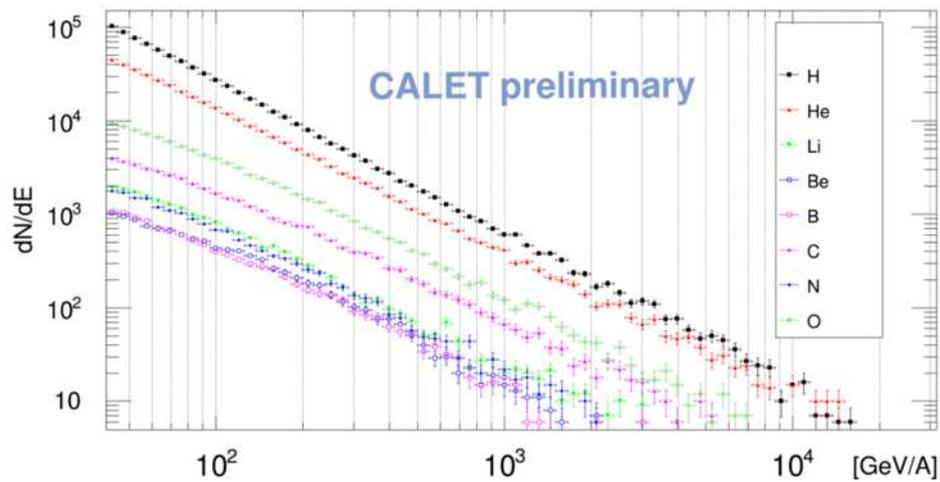


Figura 2.17: Resultados preliminares de los espectros de los núcleos atómicos de hidrógeno, helio, litio, berilio, boro, carbono, nitrógeno y oxígeno obtenidos por *CALET*. Fuente: [51].

*CALET* continuará recopilando datos desde la *ISS* para continuar con el el espectro de energía y la composición de los rayos cósmicos. Por lo pronto, esto es todo lo referente *CALET*.

Para finalizar con el sumario de los experimentos de mediciones directas, se presenta una gráfica (ver fig. 2.18) obtenida por el *Particle Data Group (PDG)* en la cual se muestran los resultados de diferentes experimentos de mediciones directas sobre los espectros de diferentes núcleos atómicos (H, He, C, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca y Fe), algunos de los cuales no fueron mencionados en este capítulo. Los datos fueron obtenidos hasta energías  $E \sim 10^6$  GeV.

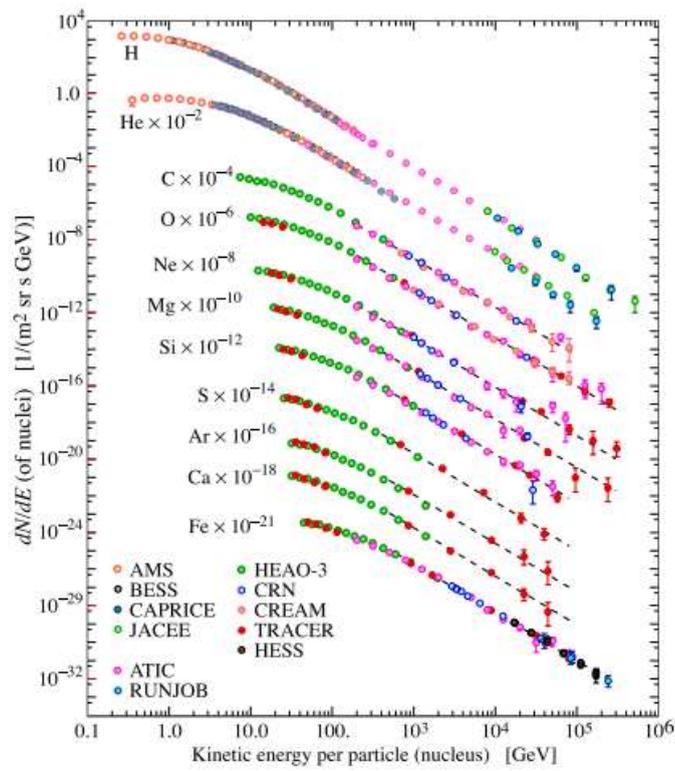


Figura 2.18: Mediciones del flujo de los rayos c3smicos para diferentes n3ucleos at3omicos [11]. Cada flujo es multiplicado por un factor de escala para mayor claridad en la imagen.

# Capítulo 3

## Técnicas de detección indirectas

*“Cosmic rays are interstellar travellers.  
People always wants to travel to the stars  
and what’s so incredible about these rays  
is that it’s like the stars are coming to us.”*  
-Scott Nutter.

Dada la dificultad de mandar naves espaciales y la recuperación de los instrumentos en globo aerostático y el tamaño limitado de los detectores de medición directa, se han desarrollado instrumentos capaces de detectar rayos cósmicos en la superficie terrestre de forma indirecta. Estos detectores toman en cuenta la interacción de los rayos cósmicos primarios con la atmósfera, es por esto que es de gran importancia entender estas interacciones.

La interpretación de los resultados depende de las simulaciones de las interacciones de partículas primarias con las partículas de aire las cuales están sujetas a incertidumbres teóricas y experimentales. Una de las tareas más desafiantes es la extracción de las abundancias de las componentes individuales del espectro de todas las partículas [52].

A diferencia de los instrumentos en globo o naves espaciales, los detectores en la superficie no pueden medir de manera directa los rayos cósmicos primarios. En lugar de esto, observan o miden de manera directa o indirecta las cascadas de partículas secundarias producidas en la atmósfera. Estos instrumentos poseen una gran área efectiva del orden de  $10^5$  m o mayores, lo cual les permite hacer observaciones en el rango energético de TeV o superior donde el flujo es menor.

En los últimos años se han logrado avances en la sensibilidad de los detectores de mediciones indirectas en la región de TeV’s que se sobrepone con las mediciones directas en la región de bajas energías [52].

Existen diferentes métodos de detección indirectas. Algunos de estos se describen brevemente a continuación [17, 53].

### 3.1. Arreglos de superficie

Este es el método más común empleado en la detección de cascadas de partículas atmosféricas y se basa en la observación y medición a nivel del suelo del disco de partículas atmosféricas, producidas por los rayos cósmicos al interactuar en la atmósfera, usando detectores de partículas.

Los primeros experimentos que emplearon este método utilizaban contadores Geiger. Los experimentos actuales emplean detectores centelladores (ver ejemplos en [13]) y detectores de agua o hielo Cherenkov (como por ejemplo *MILAGRO*, *IceCube*, *Pierre Auger Observatory*), entre otros.

Los datos relevantes que un arreglo de detectores de partículas registra para la reconstrucción de la cascada de partículas atmosféricas son el *tiempo de arribo* de las partículas al detector con respecto a un tiempo de referencia, y la *densidad de partículas* en el frente del chubasco, medida por los detectores. Frecuentemente el instante de arribo de la primer partícula del chubasco a los detectores se toma como el tiempo de referencia [17].

## 3.2. Arreglos de telescopios Cherenkov en aire

En este método se utilizan telescopios ópticos de alta resolución angular que registran emisiones Cherenkov generadas en el aire por las cascadas de partículas atmosféricas (ver fig. 3.1).



Figura 3.1: Imagen de un detector de aire Cherenkov, también conocidos como Telescopios Cherenkov de visualización atmosférica (*IACT*, por sus siglas en inglés). *Fuente Imagen:* Colaboración H.E.S.S.

Los detectores de aire Cherenkov detectan todos los eventos que se encuentran en su campo visual. La principal desventaja de este método es que se requieren condiciones climatológicas favorables, tales como un cielo despejado, sin precipitación pluvial y poca contaminación atmosférica. Además, para poder usar estos detectores también se requiere de una noche despejada sin Luna.

Los datos relevantes que se deben registrar con un arreglo de detectores de aire Cherenkov son el *número* y el *tiempo y dirección de arribo* de los fotones [17].

## 3.3. Detectores de fluorescencia de aire

La fluorescencia del aire se produce por la emisión de luz por los iones y moléculas excitados de nitrógeno al paso de la cascada, principalmente en el rango de 300-400 nm, y

es emitida de manera *isotrópica*. La emisión de fluorescencia en el aire puede, en principio, ser detectada desde todas las direcciones.

Los datos relevantes que se deben registrar son la *densidad de fotones*, los ángulos *cenital* y *azimutal* (las direcciones de arribo de los fotones) y el *tiempo de arribo* de la radiación.

Un detector que emplea este método puede observar un gran volumen de la atmósfera sobre una enorme superficie. Estos detectores se emplean para calibrar la energía de los chubascos sin usar modelos hadrónicos [17].

El observatorio *Fly's Eye* (1981-1983) que estuvo ubicado en Dugway, Utah, E.U., empleó la técnica de detección de fluorescencia. El primer arreglo del telescopio consistió en 67 módulos diseñados para la búsqueda de rayos cósmicos de ultra altas energías. En la figura 3.2 se observan los telescopios que conformaron a *Fly's Eye*.



Figura 3.2: En la imagen, se puede apreciar el arreglo del observatorio *Fly's Eye* que fue construido para la obtención de datos de rayos cósmicos de Ultra Altas Energías. Los detectores que componían el observatorio se encontraban limitados a un 10% de su ciclo activo debido a que este tipo de detectores únicamente funciona en noches despejadas y sin Luna [54]. Fuente imagen: Universidad de Utah.

Actualmente la técnica es empleada por los observatorios *Telescope Array* y *Pierre Auger*.

A continuación se describen algunos detectores de mediciones indirectas que han contribuido a la medición de la composición de los rayos cósmicos a bajas energías y cerca de la rodilla.

### 3.4. ARGO-YBJ

El experimento *ARGO-YBJ* es un experimento dedicado al estudio de rayos cósmicos y rayos gammas situado en el observatorio de rayos cósmicos de Yangbajing, Tíbet (ver fig. 3.6). El detector consiste de 1836 cámaras de placas resistivas distribuidos en una superficie de  $\approx 74 \times 78$  m<sup>2</sup>. *ARGO-YBJ* trabajó en el rango energético de 20 TeV a 5 PeV, iniciando operaciones en noviembre de 2007 y finalizando en febrero de 2013.

*ARGO-YBJ* presentó resultados del espectro energético de la componente ligera (H + He), los cuales se muestran en la figura 3.3. Estos resultados fueron obtenidos con el conjunto

de datos obtenido en el periodo de tiempo entre 2008 y 2012, y fueron reportados en el año 2015<sup>1</sup> [56].

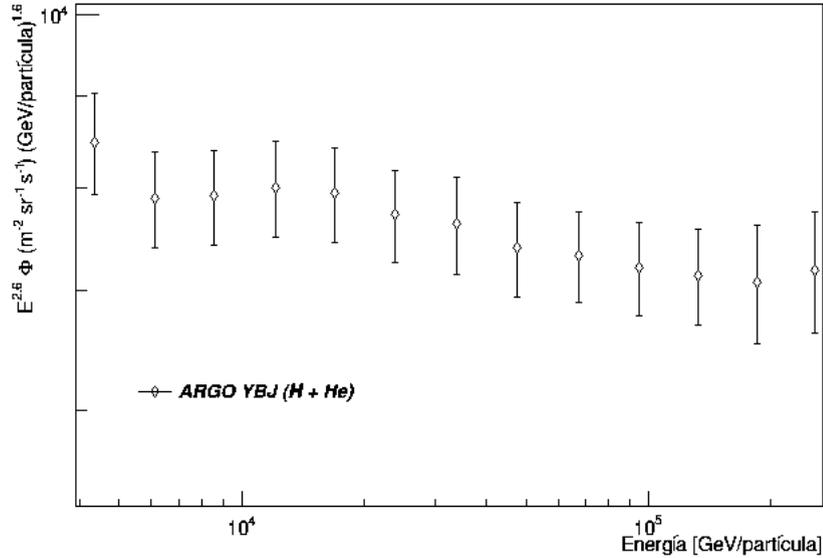


Figura 3.3: Espectro de energía de la componente ligera (hidrógeno + helio) de los rayos cósmicos medido por *ARGO YBJ* [56].

### 3.5. KASCADE

*KASCADE* (*Karlsruhe Shower Core and Array Detector*) fue un arreglo de detectores que recogió datos durante 20 años de manera exitosa. Estuvo ubicado en el campus norte del *Karlsruhe Institute of Technology*, Karlsruhe, Alemania (ver fig. 3.4). Durante sus 20 años de trabajo, *KASCADE* registró más de 1.7 billones de datos. *KASCADE* trabajó en el rango energético de 100 TeV a 100 PeV [57] para el estudio de la rodilla alrededor de 1 PeV en el espectro de rayos cósmicos. *KASCADE* tuvo una extensión que fue bautizada como *KASCADE-Grande*, el cual trabajó en el rango de energía entre 10<sup>16</sup> eV y 10<sup>18</sup> eV.

El arreglo de *KASCADE* tenía un área de 200 × 200 m<sup>2</sup> (ver fig. 3.4) y contaba con 3 componentes principales: arreglo de detectores centelladores para medir la componente electromagnética y muones, un detector central con un calorímetro para medir la componente hadrónica y un túnel de muones.

### 3.6. LHAASO

El proyecto *LHAASO* (*Large High Altitude Air Shower Observatory*) es un instrumento de nueva generación de rayos gamma y rayos cósmicos que será construido a una altitud de

<sup>1</sup>La colaboración de *ARGO YBJ* retiro de manera oficial sus resultados más recientes sin dar alguna explicación por el momento [55].



Figura 3.4: Instalaciones del experimento *KASCADE*, ubicado en  $49,1^{\circ}\text{N}$ ,  $8,4^{\circ}\text{E}$ . *Fuente imagen:* [58].

4410 m en Yangbajing, Tíbet (ver fig. 3.6), con la meta de estudiar con una sensibilidad sin precedentes el espectro de energía, la composición elemental y la anisotropía de los rayos cósmicos en el rango de energía entre  $10 \text{ eV}^{12}$  y  $10 \text{ eV}^{17}$  [59].

*LHAASO* es un observatorio que utiliza diferentes técnicas de detección para la medición de los chubascos atmosféricos. Los principales arreglos que conformarán al observatorio *LHAASO* para el estudio de rayos gamma y rayos cósmicos son (ver fig. 3.5):

- Un arreglo de detectores de plástico centellador distribuidos en un área circular de aproximadamente  $1 \text{ km}^2$  para medir las componentes electromagnéticas y muónicas de los chubascos atmosféricos.
- Un arreglo de 1146 tanques de agua Cherenkov subterráneos de  $36 \text{ m}^2$  cada uno para la detección de muones.
- Una instalación cerrada de agua Cherenkov (*Water Cherenkov Detector Array - WCDA*) con un área total de aproximadamente  $78000 \text{ m}^2$  y una profundidad de 4.4 m.
- 12 telescopios de aire Cherenkov de amplio campo visual.

Se estima que la primera etapa de construcción de *LHAASO* sea completada a finales del año 2018. La finalización de la construcción del observatorio *LHAASO* está programada para el año 2021.

Se espera que este proyecto juegue un rol fundamental en la exploración de las zonas de más altas energías del Universo. *LHAASO* permitirá la reconstrucción del espectro de energía de diferentes núcleos atómicos de los rayos cósmicos en el rango de energía entre  $10^{12}$  y  $10^{17}$  eV con una estadística y resolución sin precedentes. *LHAASO* también podría establecer el máximo de energía que los objetos cósmicos dentro de la Vía Láctea pueden producir.

Estos fueron algunos de los experimentos de mediciones indirectas que han contribuido o jugarán un papel importante en el estudio del espectro de energía de los rayos cósmicos. A continuación se presentará una gráfica con algunos de los resultados de mediciones directas (ver capítulo 2) e indirectas de diferentes experimentos sobre el espectro de energía

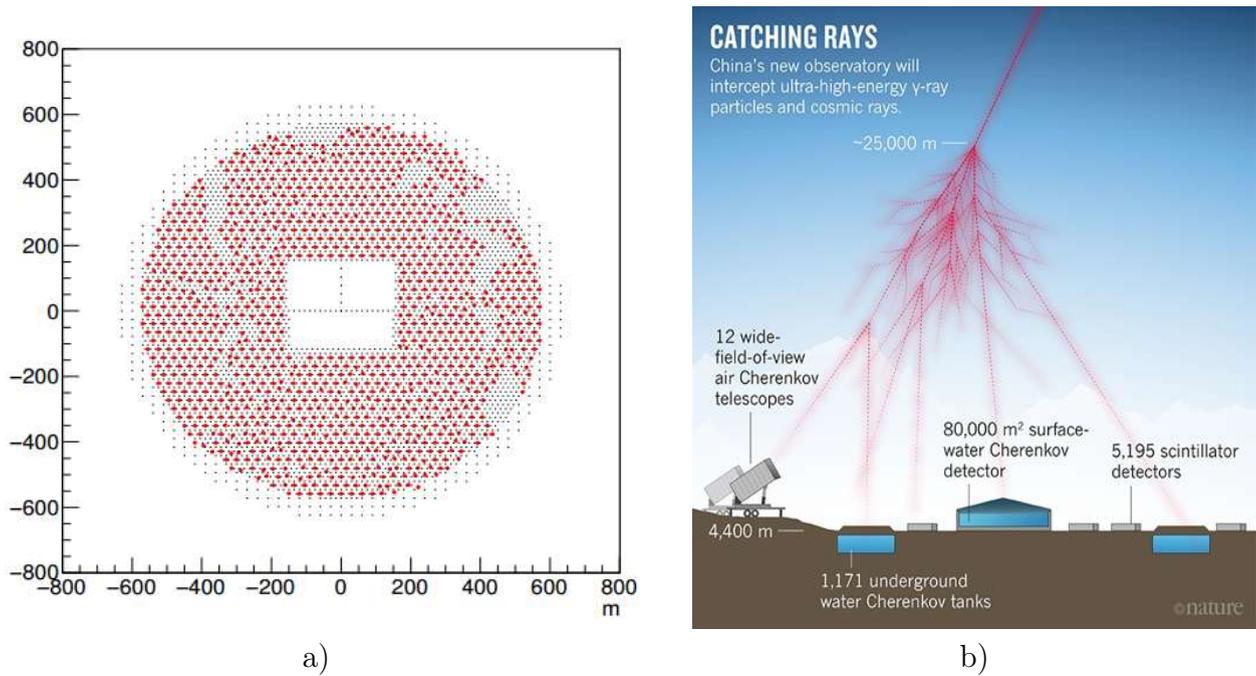


Figura 3.5: La disposición del instrumento de *LHAASO* se muestra en la figura. Los puntos negros y de menor tamaño representan los detectores de plástico centellador, los puntos rojos y de mayor tamaño representan los detectores de muones. Al centro del arreglo se encuentran los tres estanques que componen el *WCDA*. Fuente: [60]. b) Diferentes métodos de detección que serán empleados en el observatorio *LHAASO*. Fuente de la imagen: nature [61].

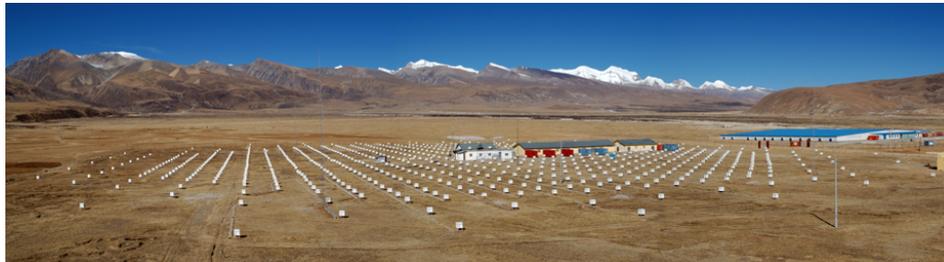


Figura 3.6: Futura base de *LHAASO* en la región de Yangbajing, Tíbet. Se pueden observar las instalaciones de *Tibet AS $\gamma$*  y *ARGO-YBJ*. Fuente imagen: [62].

de la componente ligera y de protones de los rayos cósmicos que son de interés para este trabajo. Dicha gráfica se muestra en las figuras 3.7 y 3.8, respectivamente. En ambas figuras es apreciable que las mediciones del espectro de energía a bajas energías son dominadas por los experimentos de mediciones directas, mientras que las mediciones a altas energías son dominadas principalmente por experimentos de medición indirecta. La evolución en los experimentos de mediciones directas e indirectas permitirán a ambas técnicas de detección ampliar sus rangos de medición. Por el momento, es claro también que la región de energía entre entre 10 TeV y 1 PeV, previa a la *rodilla*, es una zona aún sin mucha exploración.

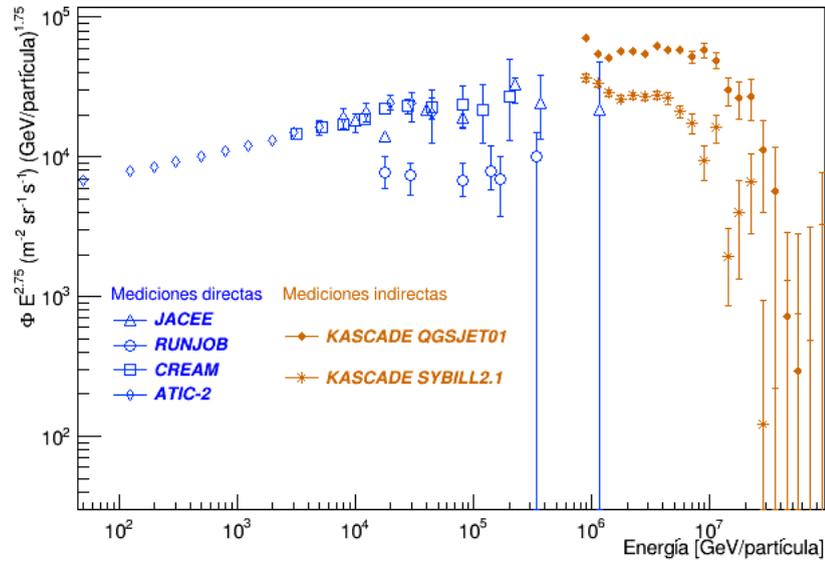


Figura 3.7: Recopilación de diferentes mediciones directas e indirectas del espectro de energía del espectro de energía de helio en los rayos cósmicos, usando los datos de las referencias [18, 36-38, 44].

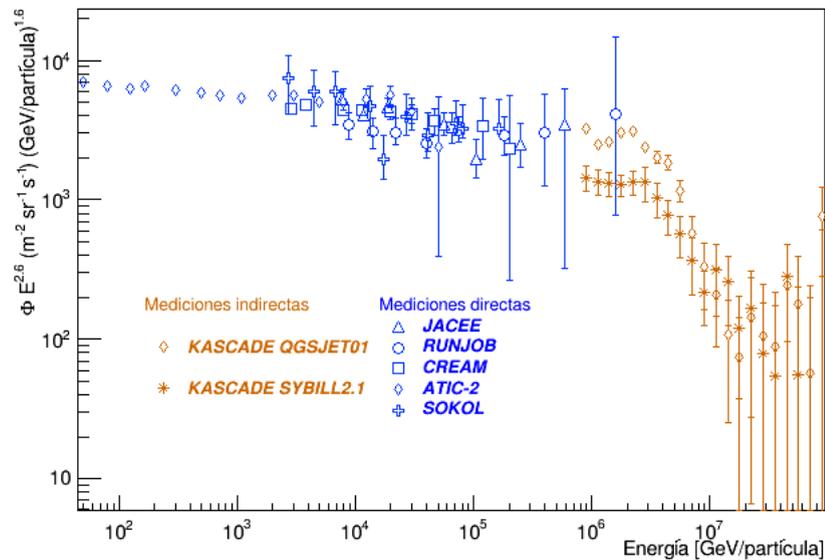


Figura 3.8: Recopilación de diferentes mediciones directas e indirectas del espectro de energía del espectro de energía de protones en los rayos cósmicos, usando datos de las referencias [18, 36-38, 44, 63, 64].

# Capítulo 4

## Cascadas de partículas atmosféricas

*“There are more things in heaven and earth, Horacio,  
than are dreamt of in your philosophy.”*

-Shakespeare, *Hamlet*.

En 1938, Pierre Auger y su equipo posicionaron varios detectores de partículas en los Alpes Suizos. Auger utilizó cámaras de Wilson y medidores Geiger-Müller, los cuales estaban separados a grandes distancias y operaban simultáneamente. Descubrió que los medidores registraban el arribo de partículas cargadas simultáneamente, concluyendo que se trataban de partículas secundarias generadas en la atmósfera originadas por un rayo cósmico primario. Usualmente el crédito del descubrimiento de las cascadas de partículas secundarias, mejor conocidas como cascadas atmosféricas de partículas o chubasco atmosférico de partículas, se le otorga a P. Auger y su equipo de colaboradores, a pesar del trabajo previo de Bruno Rossi, quien en 1934 había propuesto que los rayos cósmicos primarios producen partículas secundarias.

Desde su descubrimiento en 1938, el estudio de las cascadas de aire ha dado como resultado grandes avances en áreas tales como la física de altas energías, física de partículas y astrofísica. Sin embargo, este fenómeno aún sigue representando un reto para la física ya que es muy complicado describir todas las interacciones que tienen lugar en la cascada atmosférica de partículas. Las cascadas de partículas en el aire pueden ser medidas utilizando diferentes técnicas de detección como ya se vio en el capítulo anterior.

Las cascadas atmosféricas de partículas poseen 3 componentes principales:

- Hadrónica: formada por mesones, neutrones y núcleos atómicos procedentes de la espalación de los núcleos en la atmósfera.
- Electromagnética: compuesta por electrones y rayos gamma.
- Muónica: como su nombre lo dice, esta componente está formada por muones.
- Neutrónica: esta componente está formada por neutrinos.

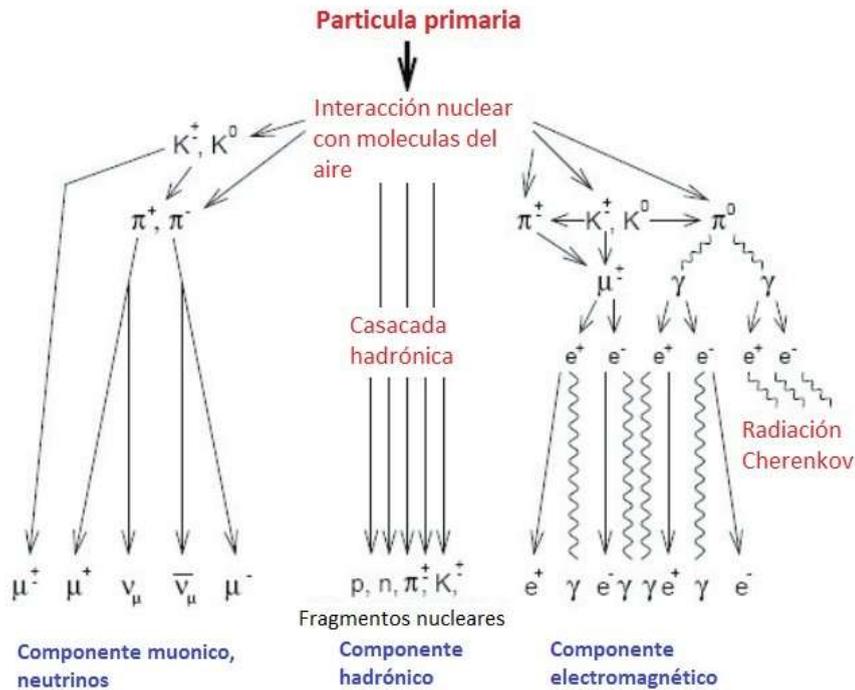


Figura 4.1: Cuando un rayo cósmico primario entra en la atmósfera y colisiona con ella se produce una cascada de partículas secundarias, formada por 3 componentes principales: hadrónica, electromagnética y muónica. *Fuente Imagen:* Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (ITeDA) [65].

## 4.1. Componente hadrónica

Es el resultado de numerosas colisiones sucesivas del rayo cósmico primario, de fragmentos del primario y de partículas secundarias (o de mayor orden) con núcleos atmosféricos de nitrógeno y oxígeno principalmente. Las partículas secundarias producidas en las colisiones son piones, kaones, partículas *encanto*, etc. que terminan decayendo.

Debido al momento transversal de las partículas secundarias que emergen de las colisiones y como consecuencia del proceso de dispersión, la cascada se propaga lateralmente también. La extensión del desarrollo longitudinal y lateral depende principalmente de la energía de la partícula primaria. Los eventos de bajas energías alcanzan su máximo desarrollo en las capas exteriores de la atmósfera y únicamente sus componentes muón/neutrino llegan a la superficie terrestre, mientras que los eventos de altas energías alcanzan su máximo desarrollo cerca del nivel del mar.

La componente hadrónica es dominada principalmente por piones, los cuales son fundamentales para el desarrollo de la componente electromagnética. El decaimiento del pión neutro es:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (4.1)$$

De este decaimiento se genera una cascada dominada por fotones y electrones que puede alcanzar grandes proporciones si la partícula primaria es muy energética. Generalmente, la

componente electromagnética es la dominante en el chubasco para eventos verticales.

El resultado principal del decaimiento de los piones y kaones cargados de la componente hadrónica y algunas partículas encantadas, son los muones y los neutrinos, los cuales son producidos en abundancia. Los neutrinos son prácticamente indetectables para un arreglo estándar de detectores de cascadas de aire. Los muones son más fáciles de detectar, aunque no de forma sencilla por ser muy penetrantes.

## 4.2. Componente electromagnética

Los procesos más importantes en el desarrollo de la componente electromagnética son la producción de pares de electrones por fotones y el efecto *bremsstrahlung* de los electrones. La pérdida de energía por ionización (en las colisiones) también está presente.

También se tienen procesos relevantes como: efecto fotoeléctrico, radiación Cherenkov y emisión radio.

## 4.3. Componente Muónica

El resultado principal del decaimiento de los piones cargados ( $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu$ ) y kaones cargados ( $k^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu$ ), son los muones y los neutrinos, los cuales son producidos abundantemente en la cascada. La mayoría de los muones son producidos a grandes alturas en la atmósfera ( $\approx 15$  km), y los muones que no decaen en la atmósfera tienen una pérdida de energía de  $\sim 2$  GeV antes de alcanzar la superficie terrestre [11]. Los muones que decaen pueden contribuir con electrones a la componente electromagnética del chubasco ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ) [66].

En la mayoría de los experimentos que miden chubascos atmosféricos, los neutrinos permanecen sin ser detectados pero su contribución se toma en cuenta en el cálculo de la energía total al usar métodos como el de fluorescencia.

Los muones son leptones e, por consecuencia, interaccionan electromagnética y débilmente con otras partículas. Además, su sección eficaz de interacción es inversamente proporcional a su masa. Esto implica que al ser producidos en eventos de altas energías, estos pueden atravesar varias columnas de materia sin verse muy afectados en comparación con los electrones [17].

## 4.4. Modelo de Heitler

A través de un modelo sencillo conocido como el modelo de Heitler se puede describir de manera cualitativa la dependencia del desarrollo del chubasco atmosférico con algunos parámetros básicos de la interacción de partículas.

El modelo de Heitler fue diseñado inicialmente para la reconstrucción de cascadas electromagnéticas, pero puede ser aplicado para cascadas hadrónicas. A continuación se da una descripción general de dicho modelo en ambos casos.

#### 4.4.1. Cascadas electromagnéticas

Por simplicidad, en vez de tener tres tipos de partículas ( $\gamma$ ,  $e^-$  y  $e^+$ ) como debe ser en las cascadas electromagnéticas, se considerará una partícula con energía  $E$  que en una sola interacción electromagnética produce dos nuevas partículas de energía  $E/2$  después de propagarse a lo largo de la dirección característica fija  $\lambda_e$ , conocida como longitud de interacción, como se observa en la figura 4.2.

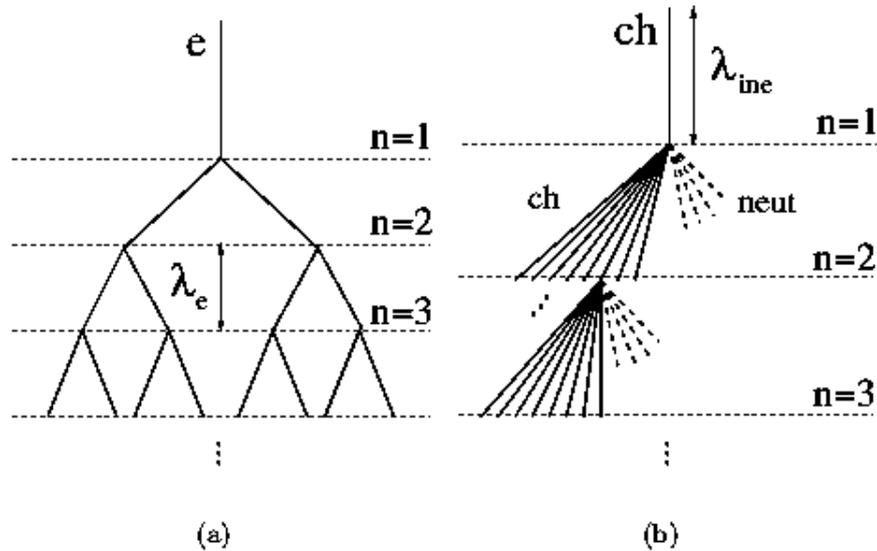


Figura 4.2: Diagrama de un modelo de generación de una cascada (a) electromagnética y otra (b) hadrónica. En el caso de la cascada hadrónica, las líneas punteadas representan partículas neutras ( $\pi^0$ ), mientras que las líneas continuas representan partículas cargadas ( $\pi^\pm$ ). Únicamente se muestra una interacción para un hadrón cargado para cada generación. Fuente: [67].

El número de partículas a una profundidad dada ( $X = n \cdot \lambda_e$ ) viene dado por:

$$N(x) = 2^n = 2^{x/\lambda_e}, \quad (4.2)$$

donde  $n$  se define como el número de generaciones o interacciones consecutivas.

La energía  $E$  por partícula para una energía primaria,  $E_0$ , dada es:

$$E(x) = \frac{E_0}{2^{x/\lambda_e}}. \quad (4.3)$$

La energía crítica,  $E_c$ , se define como la energía umbral debajo de la cual el proceso de pérdida de energía domina al proceso de producción de partículas. Se puede asumir que el máximo de la cascada se alcanza a una profundidad a la cual la energía de las partículas secundarias llega a  $E_c$ . En este punto, el número máximo de partículas es [67]:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c}, \quad (4.4)$$

mientras que la profundidad correspondiente es dada por:

$$X_{max}(E_0) \sim \lambda_e \cdot \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right). \quad (4.5)$$

#### 4.4.2. Modelo de Heitler modificado para cascadas hadrónicas

El modelo de Heitler se puede extender a la componente hadrónica al considerar una partícula hadrónica como la partícula primaria. La interacción hadrónica de una partícula con energía  $E$  se asume que producirá  $n_{tot}$  partículas nuevas con energía  $E/n_{tot}$ , de las cuales dos tercios serán partículas cargadas  $n_c$  (piones cargados), y el otro tercio serán partículas neutras  $n_n$  (piones neutros), como se muestra en la figura 4.2(b). Los piones neutros decaen rápidamente en partículas electromagnéticas ( $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ), mientras que los piones cargados decaen en muones y neutrinos ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ,  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ) [67].

La componente electromagnética recibe aproximadamente un tercio de la energía de la componente hadrónica en cada interacción hadrónica. La energía de las componentes hadrónica y electromagnética después de un determinado número,  $n$ , de interacciones está dada por [67]:

$$E_h = \left( \frac{2}{3} \right)^n E_0, \quad (4.6)$$

$$E_{EM} = \left[ 1 - \left( \frac{2}{3} \right)^n \right] E_0. \quad (4.7)$$

De acuerdo a los datos obtenidos en diferentes simulaciones, el número de interacciones o generaciones ( $n$ ) es aproximadamente entre 5 y 6 [68].

Después de varias interacciones, la componente electromagnética portará la mayor parte de la energía ( $\sim 90\%$  para  $n=6$ ), aún y cuando el chubasco atmosférico haya sido iniciado por un hadrón. Por lo tanto, la profundidad del máximo de la cascada de partículas atmosféricas está dada por aquella de la componente electromagnética,  $X_{max}^e$ . Considerando que la primera interacción hadrónica produce partículas electromagnéticas de energía  $\sim E_0/n_{tot}$ , se obtiene [67]:

$$X_{max}(E_0) \sim \lambda_{hi} + \lambda_e \cdot \ln \left( \frac{E_0}{n_{tot} E_c} \right) \quad (4.8)$$

donde  $\lambda_{hi}$  es la longitud de interacción hadrónica de la partícula primaria. La ec. (4.8) representa una expresión aproximada para la profundidad del máximo de un chubasco atmosférico iniciado por un hadrón.

Continuando con un modelo simple, se asume que todos los hadrones cargados decaen en muones cuando alcanzan la energía  $E_{dec}$ . Después de  $n$  interacciones, las partículas cargadas alcanzaran la energía de decaimiento [67]:

$$E_{dec} = \frac{E_0}{(n_{tot})^n}. \quad (4.9)$$

Ahora, dado que un hadrón produce un muón en el proceso de decaimiento después de algunos cálculos, se tiene que [67]:

$$N_\mu = n_{ch}^n = \left( \frac{E_0}{E_{dec}} \right)^\alpha, \quad (4.10)$$

donde  $\alpha = \ln(n_{ch})/\ln(n_{tot})$ , y  $n_{ch}$  es el número de piones cargados producidos en una interacción.

El principio de superposición se puede utilizar en el caso en el que la partícula primaria sea un núcleo atómico. De ser así, a través del principio de superposición se pueden deducir las observables principales de la cascada atmosférica generada. Un núcleo de masa  $A$  y energía  $E_0$  es considerado, con esta hipótesis, como la superposición de  $A$  nucleones independientes con energía  $E_h = E_0/A$ . De esto se obtiene [67]:

$$N_{max}^A \approx A \cdot \frac{E_h}{E_c} = \frac{E_0}{E_c} = N_{max}, \quad (4.11)$$

$$X_{max}^A \approx X_{max}(E_0/A), \quad (4.12)$$

$$N_\mu^A \approx A \cdot \left( \frac{E_0/A}{E_{dec}} \right)^\alpha = A^{1-\alpha} \cdot N_\mu. \quad (4.13)$$

## 4.5. Modelos de interacción

Para extraer información de la partícula primaria es necesario contar con simulaciones detalladas de las cascadas de partículas atmosféricas que permitan interpretar las observaciones en términos de las propiedades del primario.

Los parámetros de producción hadrónica son de los más importantes para el desarrollo y producción del chubasco atmosférico. Entre estos se encuentran la sección transversal ( $\lambda_{hi}$ ), la multiplicidad de partículas atmosféricas ( $n_{tot}$ ), y la razón de producción de partículas neutras sobre partículas cargadas. Desafortunadamente, estos parámetros no están bien acotados por las mediciones obtenidas de producción de partículas en los aceleradores de partículas. Dependiendo de las suposiciones para extrapolar los datos existentes de los aceleradores, las predicciones de los modelos de interacción hadrónica difieren considerablemente.

Existen diferentes modelos de interacción hadrónica para la simulación de cascadas de partículas atmosféricas. Todos los modelos de interacción a altas energías reproducen razonablemente los datos de los aceleradores de partículas, pero predicen diferentes extrapolaciones a energías relevantes para el estudio de rayos cósmicos [67].

Algunos de los modelos de interacción hadrónica para altas energías ( $E_{lab} > 100$  GeV) son:

- DPMJET II.55 y III [69],
- QGSJET-II [70],
- SIBYLL 2.3 [71],
- EPOS-LHC [72].

Dentro de los modelos para bajas energías se encuentran:

- FLUKA [73],
- GHEISHA [74],

Las diferencias en el modelado de las interacciones hadrónicas son la principal fuente de la incertidumbre en las predicciones de las cascadas de partículas atmosféricas y en los estudios del espectro y composición de los rayos cósmicos.

## 4.6. Reconstrucción básica de una cascada de partículas atmosféricas

Los procedimientos para la reconstrucción de los parámetros de una cascada de partículas atmosféricas dependen en detalle del diseño y configuración del arreglo del detector.

La reconstrucción de los parámetros del chubasco atmosférico empiezan por la determinación de la posición del núcleo de la cascada y la dirección de arribo de la cascada atmosférica. Estos dos últimos parámetros requieren de la medición de la distribución lateral del chubasco y tiempos de arribo del frente del chubasco (ver fig. 4.3).

A continuación se mencionan de manera general los principios para la reconstrucción de un evento de cascada atmosférica.

### 4.6.1. Dirección de arribo

La dirección de arribo de la cascada es perpendicular al frente del chubasco y está dada por los ángulos cenital ( $\theta$ ) y azimutal ( $\phi$ ). Las diferencias en los tiempos de arribo de las partículas son utilizadas para determinar la dirección de arribo, y así mismo obtener los valores de  $\theta$  y  $\phi$  (ver fig. 4.3).

### 4.6.2. Núcleo del chubasco

La región central de un chubasco es conocido como el núcleo y en esta región es donde se encuentra una mayor densidad de partículas, la cual disminuye rápidamente lejos del núcleo. Algunos chubascos atmosféricos presentan distintos subnúcleos o múltiples núcleos. Esto puede ser debido a la presencia de nucleones o fragmentos de núcleo originados por la fragmentación de una partícula primaria pesada, o por partículas secundarias de altas energías.

### 4.6.3. Edad (s)

El parámetro de edad es utilizado para la descripción del estado de desarrollo de la cascada de partículas en la atmósfera. Este concepto surgió gracias al estudio del desarrollo longitudinal y lateral de la componente electromagnética generada por fotones y electrones [75]. Sin embargo, el concepto de edad también es válido para cascadas atmosféricas de partículas iniciadas por hadrones tales como protones o núcleos atómicos.

Los valores del parámetro de edad en el caso de un chubasco electromagnético indican:

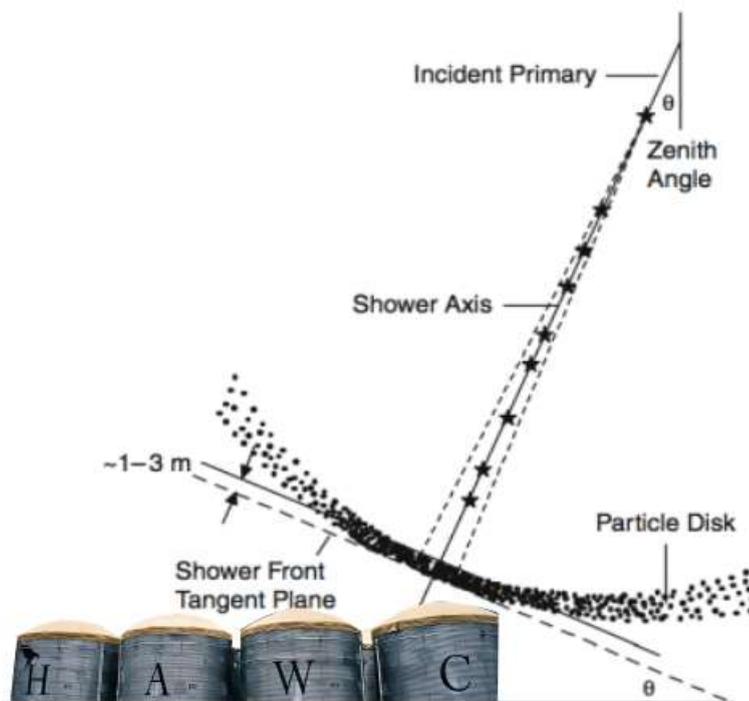


Figura 4.3: En la figura se muestra el frente curvo de la cascada de partículas atmosféricas y el disco delgado de partículas de un chubasco atmosférico inclinado. *Imagen modificada de: [17].*

- $s=0$ : en la primera interacción.
- $s=1$ : en el máximo de la partícula.
- $s>1$ : después del máximo de la partícula.

El parámetro de edad longitudinal fue el primero en emplearse para describir el desarrollo longitudinal de las cascadas electromagnéticas generadas por fotones o electrones. Este parámetro está relacionado con el crecimiento y decaimiento del número de partículas en el chubasco y con el espectro de energía de los fotones y electrones [17].

Siguiendo un modelo simple, todos los chubascos electromagnéticos son similares entre sí cuando han alcanzado su punto de desarrollo máximo. La similitud entre chubascos puede ser explicada por el hecho de que en el máximo de la cascada el espectro de energía de los electrones y de los fotones tiene la misma forma. Estas partículas tienen, además, la misma distribución lateral alrededor del eje del chubasco.

El número de electrones,  $N_e(X)$ , en una cascada electromagnética inducida por un fotón como función del parámetro de edad longitudinal a una profundidad  $X$ , es aproximadamente [4]:

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln(s) \right) \right], \quad (4.14)$$

donde  $\beta = \ln(E/E_c)$ ,  $t = X/X_0$ , la profundidad  $X = \int_h^\infty \rho(h') dh' \simeq X_0 e^{-h/h_0}$ ,  $X_0 = 1030 \text{ g/cm}^2$  es la profundidad atmosférica a nivel del mar,  $h$  es el nivel de observación,  $h_0 = 8.4 \text{ km}$ ,  $\rho(h)$  es la densidad atmosférica, y  $s$  longitudinal tiene la forma:

$$s = \frac{3t}{t + 2\beta}. \quad (4.15)$$

Uno de los parámetros comúnmente usados para describir la distribución de densidad lateral es el parámetro de edad lateral del chubasco (*LSAP* por sus siglas en inglés) de la función *NKG* (*Nishimura-Kamata-Greisen*) [76, 77]. El nombre de este parámetro expresa la relación entre la forma de la distribución lateral de los electrones y la posición del máximo de la cascada. Las cascadas que han sido generadas a mayores altitudes en la atmósfera son llamadas “viejas”, se caracterizan por un valor mayor en la edad lateral y por lo general son eventos de bajas energías. Las cascadas atmosféricas “jóvenes” fueron generadas a altitudes menores dentro de la atmósfera, poseen un valor menor del parámetro de edad, están relacionadas con eventos de altas energías.

La edad lateral inicialmente fue desarrollada para describir el desarrollo de las cascadas electromagnéticas. Nishimura, Kamata y Griesen desarrollaron una función que relaciona la distribución lateral de las partículas de la cascada con el parámetro de edad [76]. Esta función es llamada *NKG* y tiene la forma:

$$\rho(R) = C \frac{N}{R_0^2} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{s-2} \left( 1 + \frac{R}{R_0} \right)^{s-4.5}, \quad (4.16)$$

donde  $\rho(R)$  es la densidad de partículas a una distancia  $R$ ,  $N$  es número total de partículas secundarias del chubasco,  $C$  es una constante de normalización,  $R_0$  es el radio de Moliere y  $s$  es la edad lateral de la cascada [76, 77].

La edad longitudinal y lateral de una cascada electromagnética coinciden, mientras que en el caso de una cascada hadrónica estos dos parámetros no son iguales. La edad lateral de chubasco electromagnético varía con la distancia axial, y se obtiene a partir de la ec. (4.16):

$$s(r) = \frac{2 - \alpha + (6.5 - \eta)}{1 + 2r}, \quad (4.17)$$

donde  $r = R/R_0$  y  $\alpha$  y  $\eta$  son parámetros que se obtienen del ajuste de la distribución lateral de las partículas en el suelo [78].

# Capítulo 5

## El observatorio *HAWC*

“*Light brings the news of the Universe.*”

-Sir William Bragg.

El observatorio de agua Cherenkov a gran altura, o *HAWC* por sus siglas en inglés, es un experimento de medición indirecta diseñado para el estudio de rayos gamma y rayos cósmicos con energías entre 100 GeV y 100 TeV, aunque para rayos cósmicos se sabe que se pueden estudiar eventos incluso hasta de 1 PeV. La inauguración oficial de *HAWC* fue llevada a cabo el 20 de marzo del 2015, aunque el observatorio ya tomaba mediciones en diferentes etapas de la construcción gracias a su diseño modular. Se encuentra ubicado dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba, en las faldas del volcán de Sierra Negra ( $18^\circ$  N,  $97^\circ$  O) a una altitud de 4,100 m, en el estado de Puebla.

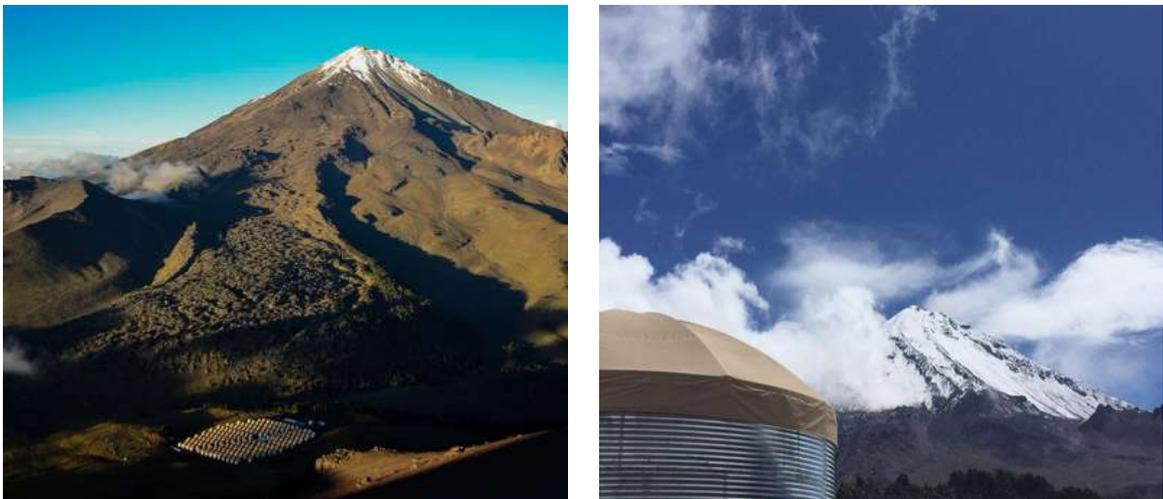


Figura 5.1: El sitio del observatorio *HAWC* se encuentra a una altitud de 4,100 m sobre el nivel del mar, lo cual corresponde a una profundidad atmosférica de  $640 \text{ g/cm}^2$ . Una de las ventajas de esta altitud es que incluso cascadas secundarias de energías tan bajas como 100 GeV pueden ser detectadas con *HAWC*. Después de 10 años terminará operaciones y el instrumento será desmantelado para la preservación de la zona protegida del parque nacional del Pico de Orizaba.

## 5.1. Objetivos científicos

El objetivo principal de *HAWC* es estudiar el cielo en rayos gamma de muy altas energías con el propósito de descubrir como se aceleran y se propagan las partículas de muy altas energías en el Universo.

La colaboración de *HAWC* va tras diferentes objetivos científicos en áreas clave de la astronomía, la astrofísica y la física de partículas. Estos objetivos incluyen [79-82]:

- Extender las observaciones celestes de rayos gamma hasta 100 TeV.
- Estudiar las fuentes galácticas y extragalácticas de rayos cósmicos y rayos gamma.
- Estudiar la aceleración de partículas cargadas (rayos cósmicos primarios) en fuentes astrofísicas.
- Explorar el espectro de energía de los rayos cósmicos en el rango energético de 10 TeV a 1 PeV.
- Participar en campañas multi-observacionales. Las observaciones en diferentes longitudes de onda y con diferentes tipos de partículas son esenciales para entender el cielo observado a muy altas energías. *HAWC* comparte datos con (y realiza búsquedas en base a avisos de) diferentes experimentos que forman parte de la comunidad de la astrofísica de partículas. Estos experimentos incluyen a: telescopios de Cherenkov en aire (*IACTS*, por sus siglas en inglés) (*VERITAS*, *MAGIC*, *HESS*), telescopios de neutrinos (*IceCube*, *ANTARES*), telescopios de rayos X (*SWIFT*), detectores de rayos gamma con energías de GeV (*Fermi-LAT*), y observatorios de ondas gravitacionales (*LIGO*).
- Llevar a cabo estudios de física solar.
- Estudiar nuevos temas en la física más allá del Modelo Estandar como la violación de la invariancia Lorentz, la evaporación de agujeros negros primordiales y señales de materia oscura.

En el área de los rayos gamma, *HAWC* se encargará de monitorear distintas fuentes galácticas y extragalácticas. En el ámbito galáctico, *HAWC* observará fuentes astrofísicas tales como la nebulosa del Cangrejo (ver figuras 1.3 y 5.2), remanentes de supernova (*SNRs*), sistemas binarios, regiones extendidas, como, por ejemplo, la región de Cygnus, el plano galáctico, cúmulos jóvenes de estrellas, y burbujas de Fermi, entre otros.

Para el estudio de las fuentes astrofísicas extragalácticas, la colaboración de *HAWC* medirá la emisión de fotones con energías del rango de TeV provenientes núcleos activos de galaxias (*AGNs*), y estallidos de rayos gamma (*GRBs*), y se espera que *HAWC* encuentre nuevas fuentes de rayos gamma.

En el campo de los rayos cósmicos, la colaboración de *HAWC* se enfocará en el estudio de las fuentes de rayos cósmicos de altas energías y en contribuir a un mejor entendimiento sobre los mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos en el Universo. Otro objetivo importante para *HAWC* en este campo es el estudio de la distribución y propagación de los rayos cósmicos en la Vía Láctea usando las mediciones de la emisión de rayos gamma en

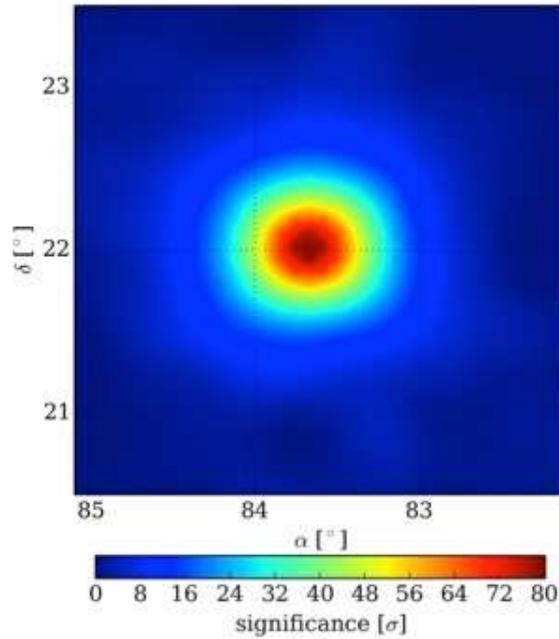


Figura 5.2: Mapa de significancia de las señales de rayos gamma obtenidas por *HAWC* en la dirección de la nebulosa del Cangrejo. *Fuente imagen:* [83].

nuestra galaxia. A bajas energías, el estudio de la física solar y la influencia de las emisiones coronarias del Sol en el flujo de los rayos cósmicos galácticos (efecto Forbush) también es parte de los objetivos científicos de la colaboración *HAWC*.

*HAWC* tiene el potencial de estimar la composición y medir el espectro de energía de todas las partículas de los rayos cósmicos, cuya estructura es importante para comprender la naturaleza de fuentes astrofísicas cercanas, así como los mecanismos de aceleración y propagación de los rayos cósmicos. Actualmente el grupo de investigación de la de la Universidad de Wisconsin-Madison se encuentra trabajando en el análisis del espectro total de energía y composición de los rayos cósmicos [84], y el grupo de investigación de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo está llevando acabo estudios sobre la composición de los rayos cósmicos [85, 86].

*HAWC* tiene la particularidad de tener un campo de visión instantáneo de 2 sr equivalente a 15 % del cielo. Después de 24 horas hace un muestreo de 2/3 de la bóveda celeste. Gracias a esto, *HAWC* es capaz de realizar mapas del cielo en rayos gamma con una estadística sin precedentes, pero con baja resolución angular en comparación con los *IACTS*. En la figura 5.3 se muestra un mapa estelar construido por las señales captadas por *HAWC*, en donde se observan distintas fuentes galácticas y extragalácticas de rayos gamma tales como la nebulosa del Cangrejo y la Vía Láctea. La colaboración de *HAWC* ha reportado fuentes astrofísicas que no habían sido observadas antes, como por ejemplo, 2HWC J2006+341 [87].

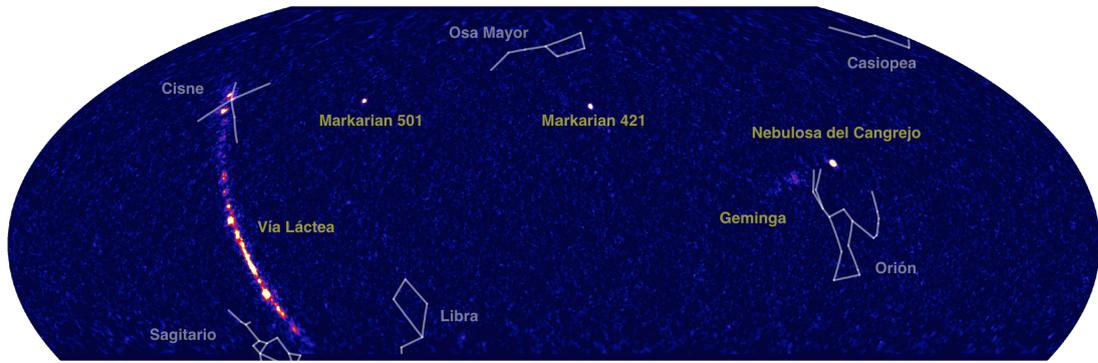


Figura 5.3: Mapa estelar en coordenadas ecuatoriales obtenido por el observatorio *HAWC*. El plano galáctico es visible. La nebulosa del cangrejo y otras fuentes de altas energías, de las cuales dos de ellas extragalácticas (*Markarian 501* y *Markarian 421*), son visibles en el mapa. Varias constelaciones se muestran en el mapa como referencia. Fuente imagen: [83].

## 5.2. Arreglo experimental de *HAWC*

*HAWC* consiste de un arreglo de 300 detectores de agua Cherenkov, o *WCD* por sus siglas en inglés, acomodados en una superficie plana de  $22,000 \text{ m}^2$ . Por otra parte, *HAWC* tiene un área activa de  $12,000 \text{ m}^2$ . Cada *WCD* mide  $4.5 \text{ m}$  de altura y  $7.3 \text{ m}$  de diámetro, tiene una bolsa interior de plástico negro para reducir las reflexiones de los fotones en el interior, contiene alrededor de  $188,000$  litros de agua y cuenta con un arreglo de 4 fotomultiplicadores (*PMT's*) (ver fig. 5.4) distribuidos en el fondo del tanque y colocados mirando hacia arriba. En total, *HAWC* cuenta con  $1,200 \text{ PMT's}$  [88]. El arreglo final del observatorio se observa en la fig. 5.5.

El largo del área de todo el arreglo de *HAWC* permite discernir entre las cascadas atmosféricas que se deben a rayos gamma de aquellas debidas a los rayos cósmicos (separación de gamma-hadrón) y determinar la posición del núcleo de las cascadas atmosféricas de partículas a nivel del suelo (importante para lograr una mejor resolución angular). Para la detección de las partículas secundarias de los chubascos generados por rayos gamma y rayos cósmicos, *HAWC* utiliza tanques de agua para la detección de radiación Cherenkov producida por las partículas relativistas del chubasco al atravesar los tanques. Esta radiación es medida por los *PMT's*, detectando así el paso del chubasco.

## 5.3. Radiación Cherenkov

El observatorio *HAWC* emplea la técnica Cherenkov de detección de partículas en agua para el registro del paso del chubasco que arriba a la superficie terrestre. Este método de detección mide la radiación Cherenkov generada por las partículas cargadas del chubasco atmosférico a medida que se propagan en el agua de los *WCD*. La radiación Cherenkov lleva el nombre de Pavel Alekseyevich Cherenkov, quien fue el primer científico en detectar experimentalmente este tipo de radiación [89].

La luz Cherenkov es el resultado de la emisión electromagnética que arroja una partícula

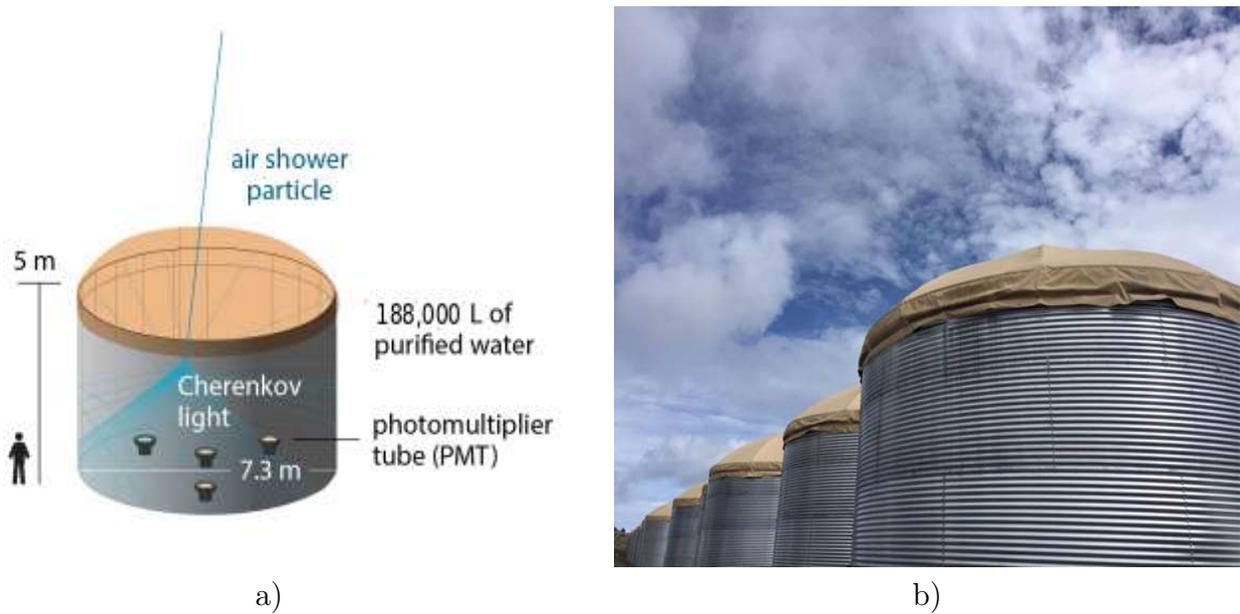


Figura 5.4: a) Diagrama de un *WCD*. Se utiliza agua por su alto índice de refracción y su bajo costo. El sitio de *HAWC* cuenta con un sistema de purificación continuo de agua, que previene la presencia de contaminantes, impurezas o microorganismos dentro de cada *WCD*. b) Imagen de los *WCD* en el sitio de *HAWC*.



Figura 5.5: Arreglo completo de los 300 *WCD* de *HAWC*. El observatorio cuenta con un amplio campo de visión y puede tomar mediciones de día o de noche sin importar las condiciones climatológicas. El observatorio cuenta con una única construcción al centro del arreglo, en él se encuentra el centro de adquisición de datos (*counting house*). Fuente imagen: colaboración *HAWC*.

relativista cargada viajando en un medio refractivo y dieléctrico a velocidad  $u$ , tal que  $u$  es mayor a la velocidad de propagación de la luz en dicho medio [24]. Esta luz es el equivalente electromagnético de un estallido sónico.

La luz Cherenkov se emite en torno a un pequeño cono alrededor de la dirección de movimiento de la partícula, como se muestra en la fig. 5.6. El ángulo de apertura del cono es:

$$\cos\theta = \frac{c}{un} = \frac{1}{\beta n}, \quad (5.1)$$

donde  $\beta=u/c$ ,  $n$  es el índice de refracción del medio y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío [17].

De la ec. (5.1) se puede deducir que, para un índice de refracción  $n$  dado, existe una *velocidad umbral* [17], debajo de la cual no se emite radiación y viene dada por la ec. (5.2).

$$\beta_{umbral} = \frac{1}{n}. \quad (5.2)$$

La pérdida de energía por radiación Cherenkov de una partícula cargada es casi despreciable y representa  $\approx 0.1\%$  de la pérdida de energía por ionización. El número de fotones,  $N_f$ , radiados a lo largo de una distancia recorrida,  $l$ , es [17]:

$$N_f = 2\pi z^2 \alpha l \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \cdot \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (5.3)$$

donde  $z$  es la carga de la partícula,  $\alpha=1/137$  es la constante de estructura fina,  $n$  es el índice de refracción del medio, y  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  son los puntos extremos del intervalo de las longitudes de onda emitidas. Utilizando la ec. (5.1), la ec. (5.3) se puede reescribir como [17]:

$$N_f = 2\pi z^2 \alpha l \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \cdot \text{sen}^2(\theta). \quad (5.4)$$

Un electrón en el aire ( $n=1.00029$ ) a nivel del mar produce  $\approx 30$  fotones/m con una longitud de onda entre 350 nm y 500 nm. La energía umbral de emisión de radiación Cherenkov para el electrón es  $E_{umbral}=21$  MeV y el ángulo de emisión máxima del cono Cherenkov es de  $\theta_{max}=1.3^\circ$ . En el agua se tiene  $n=1.33$ ,  $E_{max}=260$  KeV y  $\theta_{max} \approx 41^\circ$  [17].

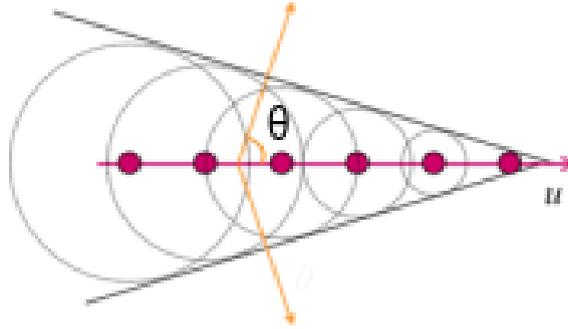


Figura 5.6: Esquema en 2D del mecanismo de emisión de radiación Cherenkov. El índice de refracción del agua es de 1.33, si tomamos  $u \approx c$  el ángulo del cono de luz Cherenkov es de  $\theta \sim 41^\circ$ . Fuente: [90]

## 5.4. Tubos fotomultiplicadores (*PMTs*)

Una vez que las partículas cargadas generadas por el chubasco atmosférico se propagan dentro de los *WCDs*, la radiación Cherenkov emitida es captada por los tubos fotomultiplicadores (*PMTs*) colocados al fondo de cada tanque.

Un *PMT* es un tipo de detector óptico sellado al vacío que funciona bajo el principio del efecto fotoeléctrico. En *HAWC* se emplean dos modelos de *PMTs*, el primer modelo es el Hamamatsu R5912 de 8 pulgadas, y el segundo modelo es el Hamamatsu R7081 de 10 pulgadas, el cual le brinda a *HAWC* una mayor sensibilidad a eventos de chubascos atmosféricos de bajas energías. Los *PMTs* del primer modelo provienen del experimento *MILAGRO* y son utilizados en *HAWC*. En los *PMTs* usados en *HAWC*, la parte superior del tubo está cubierta por un caparazón de vidrio en cuya cara interior se encuentra una película semiconductor llamada fotocátodo (ver fig. 5.7).

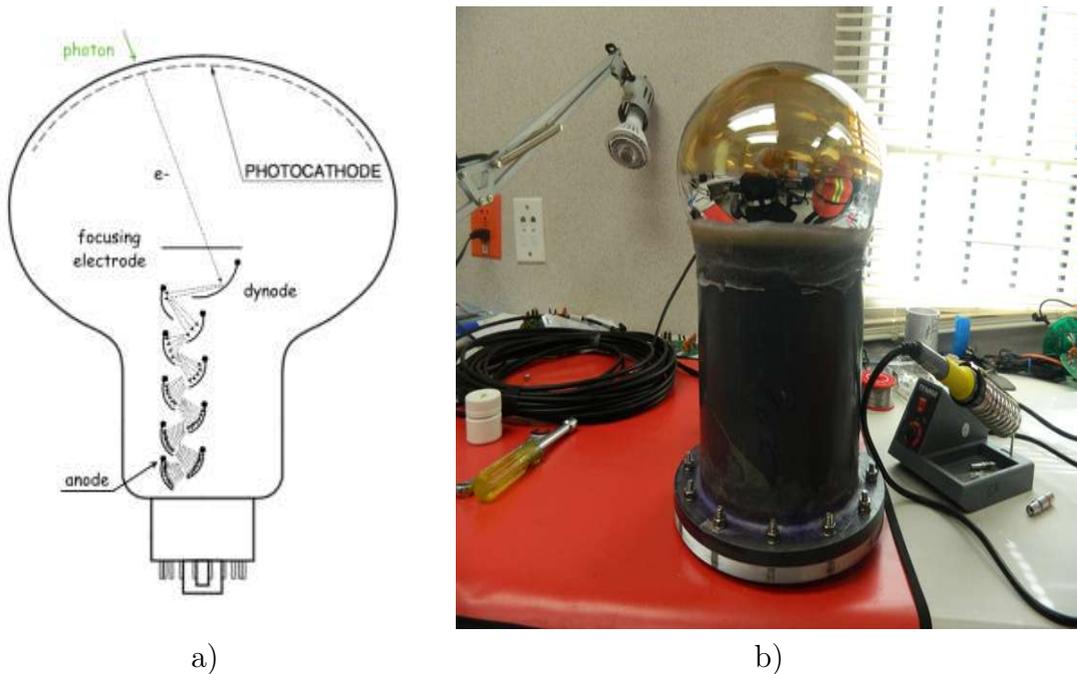


Figura 5.7: a) Diagrama de un *PMT* [91]. b) Fotografía de un tubo fotomultiplicador modelo Hamamatsu R5912 de 8 pulgadas usado en *HAWC*. Fuente: Colaboración *HAWC*.

Los fotones que alcanzan el fotocátodo pueden liberar electrones desde su superficie debido al efecto fotoeléctrico. Estos electrones libres se aceleran hacia una placa metálica (dínodo) gracias a una diferencia de potencial que se encuentra por debajo del fotocátodo. Cada electrón primario que colisiona con el primer dínodo genera un nuevo grupo de electrones. Este nuevo grupo de electrones es acelerado en dirección a un segundo dínodo, produciendo otro grupo de electrones. Este proceso continúa en cascada hasta que los electrones alcanzan el último dínodo. Los modelos de *PMTs* utilizados en *HAWC* cuentan con una cadena de 10 dínodos consecutivos. Una vez que los electrones han alcanzado el último dínodo, todos los electrones se transfieren al ánodo donde son recolectados y enviados al canal de salida del *PMT* para ser medidos.

### 5.4.1. Procesamiento de la señal

Cada *PMT* transmite las mediciones a través de un cable coaxial RG-59 al centro de adquisición de datos. Dentro del centro de adquisición de datos, la señal enviada por los *PMTs* es recibida por el sistema de adquisición de datos (*DAQ*) (ver fig. 5.8), el cual se encarga de amplificar, dar forma, analizar y digitalizar la señal de los *PMTs*. Los dispositivos electrónicos (*front end board, FEB*) análogos y digitales son los encargados de amplificar y dar forma a la señal. Los *FEBs* análogos se encargan de comparar la señal contra dos umbrales de voltaje diferentes, alto (4 *PEs*) y bajo (1/4 *PE*<sup>1</sup>). Cada vez que la señal cruza alguno de los umbrales se genera un pulso con una duración igual al tiempo que la señal del *PMT* pasó arriba del umbral especificado. Los *FEBs* digitales digitalizan y dan forma a los pulsos por medio de la técnica *Time Over Threshold (TOT)* [92]. El resultado de esta técnica son señales de tipo *two-edge* y *four-edge*. Una señal tipo *two-edge* se forma cuando la señal del *PMT* cruza el umbral de voltaje bajo, pero no el alto. Cuando la señal del *PMT* cruza ambos umbrales se obtiene una señal tipo *four-edge*. Una vez que la señal ha sido caracterizada y digitalizada se pasa al *TDC (Time to Digital Converter)*, en donde la señal se convierte a sistema binario, para después ser enviada a un arreglo de servidores *on-site* donde se realiza un proceso de selección para reducir la tasa de datos de  $\sim 450$  MB/s a  $\sim 20$  MB/s, lo cuál genera aproximadamente 1.7 TB/día. Esta selección se realiza por medio de un *trigger* que requiere que se reciba la señal de al menos 28 *PMTs* en un intervalo de tiempo de 150 ns [93]. Los hits se salvan hasta 500 ns antes del *trigger* y hasta 1  $\mu$ s después del *trigger* para la reconstrucción.

A partir de este punto, los datos han sido digitalizados y almacenados en discos duros para continuar con la reconstrucción *online/offline* de las cascadas atmosféricas de partículas [92, 94].

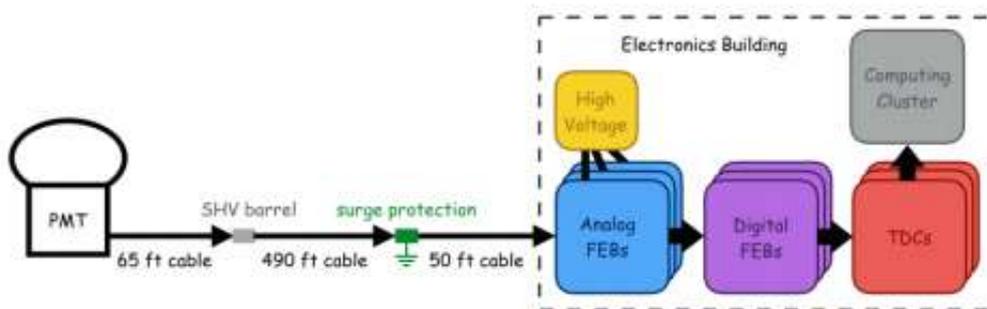


Figura 5.8: Diagrama del procesamiento de la señal del *PMT*. Fuente imagen: [91].

El sistema de adquisición de datos está conectado a un arreglo de servidores que realiza la reconstrucción *online* de eventos de cascadas atmosféricas en tiempo real, la cual permite visualizar de manera rápida los datos. El proceso de reconstrucción de una cascada de partículas atmosféricas *offline* se lleva a cabo con otros algoritmos más precisos y de forma posterior ya que toma más tiempo su reconstrucción. Los datos obtenidos por la reconstruc-

<sup>1</sup>*PE* son las siglas en inglés para foto electrón (*photo electron*).

ción de *offline* son utilizados para el análisis detallado de las cascadas atmosféricas. Sobre este se hablará con más detalle en la siguiente sección.

## 5.5. Reconstrucción del chubasco atmosférico

Una vez que se han obtenido exitosamente los datos (*raw data*) de los *PMTs* se procede a la reconstrucción *offline* de las cascadas atmosféricas. A continuación se describen los procesos de reconstrucción de las observables más importantes del chubasco.

### 5.5.1. Reconstrucción del núcleo del chubasco

Al momento de la reconstrucción de las propiedades del chubasco atmosférico, el primer paso es identificar el núcleo de la cascada o, en otras palabras, el punto donde el eje del chubasco aterriza en el detector. El eje del chubasco se define por el camino entre la primera interacción de la partícula primaria y la ubicación en el detector en donde hubiera llegado si no hubiera interactuado con la atmósfera. El núcleo del chubasco atmosférico es la parte en donde se encuentra mayor concentración de partículas y energía depositada, y su posición es usada para el ajuste de la dirección de arribo y la separación de variables gamma/hadrón. Los chubascos atmosféricos iniciados por hadrones tienen una distribución de carga depositada bastante irregular (ver fig. 5.9). Es de suma importancia la correcta reconstrucción del núcleo, ya que tiene un gran impacto en los ajustes posteriores para la reconstrucción de las propiedades del chubasco atmosférico. El primer paso en la reconstrucción de la posición del núcleo es la estimación del “centro de masa” de los *hits*<sup>2</sup> localizados dentro del arreglo de detectores. Esta primera estimación permite una estimación inicial de la posición del núcleo. La estimación de la posición del “centro de masa” está dada por [92]:

$$\vec{r}_{cm} = \frac{\sum \vec{r}_i q_i}{\sum q_i}, \quad (5.5)$$

donde  $r_i$  es la posición del  $i$ -ésimo *PMT* en las coordenadas del arreglo y  $q_i$  es la carga efectiva detectada por el  $i$ -ésimo *PMT*. Para obtener una mejor estimación de la posición del núcleo de la cascada atmosférica, se hace un ajuste  $\chi^2$  de la distribución lateral con una función que decrece con la distancia, usando el “centro de masa” como primer aproximación [92]. Esta es una función tipo *NKG* y se le conoce como *Super Fast Fit Core (SFCF)*, cuya forma es [93]:

$$S_i = S(A, \vec{x}, \vec{x}_i) = A \left( \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-|\vec{x}_i - \vec{x}|^2/2\sigma^2} + \frac{N}{(0.5 + |\vec{x}_i - \vec{x}|/r_0)^3} \right), \quad (5.6)$$

donde  $S_i$  es la señal en el  $i$ -ésimo *PMT*,  $\vec{x}$  es la posición del núcleo,  $\vec{x}_i$  es la posición donde se realizó la medición,  $r_0$  es el radio de Molière,  $\sigma=10$  m,  $N=5 \cdot 10^5$ , y  $A$  la amplitud de la señal.

En *HAWC* la distribución lateral es la distribución de carga efectiva como función de la distancia al núcleo en el plano del chubasco [76, 77].

---

<sup>2</sup>Un *hit* se define como un *PMT* con señal durante el evento.

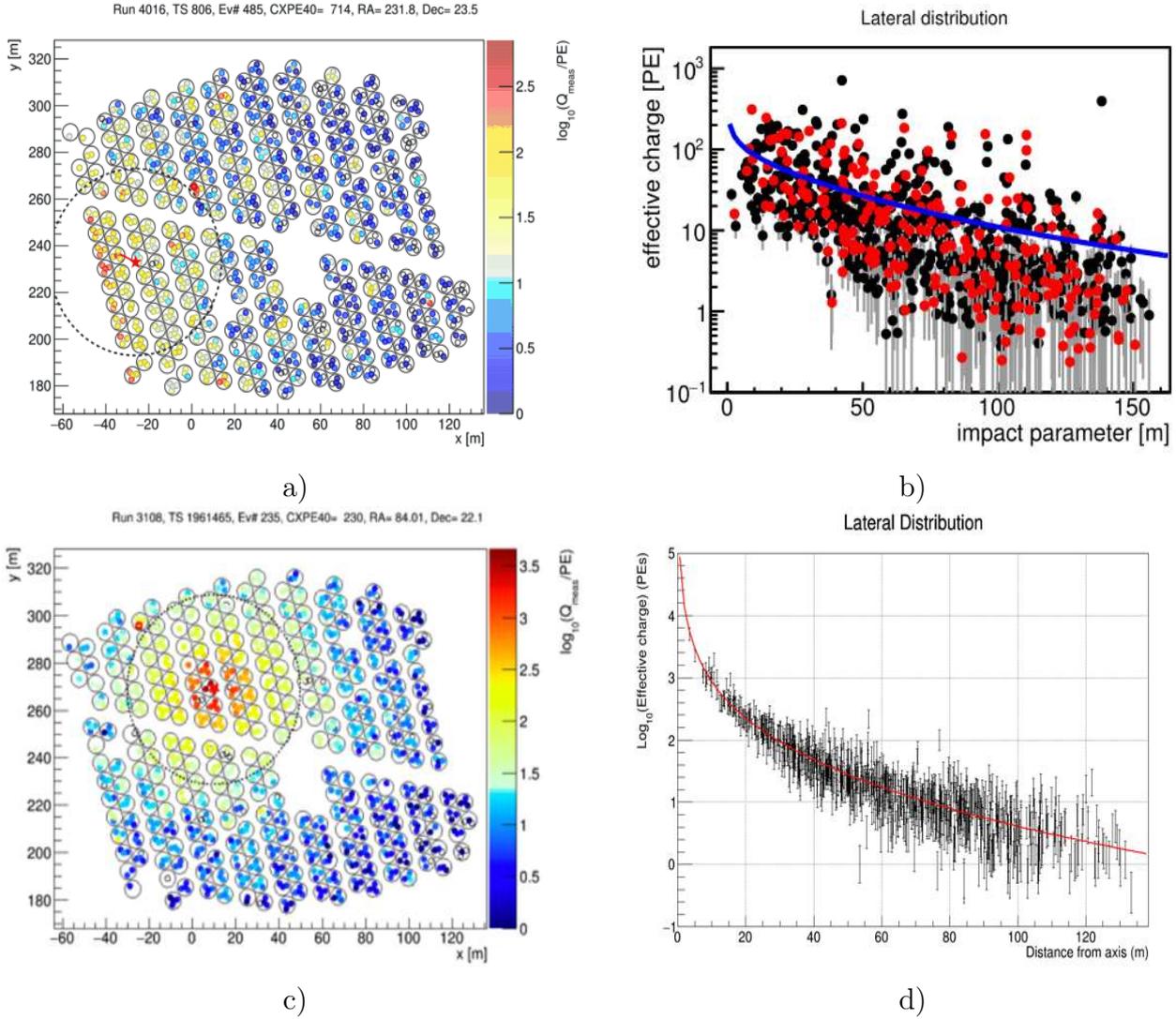


Figura 5.9: Distribuciones de carga depositadas en los *WCD* de un chubasco atmosférico simulado iniciado posiblemente por (a) un rayo cósmico primario de energía  $E = 10^{4.9}$  GeV, y (c) un rayo gamma de energía  $E = 56$  TeV. En a) y c) los círculos pequeños indican la posición de los *PMTs* individuales y los círculos grandes indican las posiciones de cada *WCD*. El núcleo del chubasco está indicado por una estrella localizada dentro del círculo punteado cuyo radio es de 40 m. b) Se muestra la distribución lateral del evento en a), es decir, la carga efectiva registrada como función de la distancia radial del *PMT* que registró la señal. También es visible el ajuste hecho de la distribución lateral del evento con la fórmula (5.7) para estimar la edad del chubasco [93]. En la figura d) se puede ver la distribución lateral del evento generado por un rayo gamma. Para el ajuste en la distribución lateral de los rayos cósmicos se tiene problemas a partir de  $E \gtrsim 10^5$  GeV, como se puede ver en b), y es tema de estudio para la colaboración de *HAWC*, mientras que para los rayos gamma este ajuste no presenta problemas, como se aprecia en d). Fuente imagen: [83, 93]

### 5.5.2. Reconstrucción de la dirección de arribo

Una vez reconstruido el núcleo del chubasco, el siguiente paso es ajustar el plano del frente de la cascada y reconstruir la dirección de arribo de la partícula primaria. El ajuste en el plano de la cascada da información sobre la trayectoria del rayo cósmico primario.

Para reconstruir la dirección de arribo de una partícula primaria, se utilizan los datos sobre el tiempo de arribo del chubasco al detector recolectados por los *PMTs*. Como una primera aproximación, el frente del chubasco se puede representar como un plano viajando a la velocidad de la luz. Esto se cumple cerca del eje del chubasco, donde las partículas secundarias se mantienen aproximadamente con la dirección de la partícula primaria, pero las partículas que se encuentran más alejadas del eje del chubasco recorren trayectorias más largas y, por lo tanto, su tiempo de arribo es mayor, lo que ocasiona que el frente del chubasco se curve dada su velocidad finita. Ya que el frente del chubasco es curvo, el ajuste del plano debe tomar en cuenta las diferencias de tiempo respecto a un plano en los hits alejados del centro del chubasco [84, 93]. La corrección en la curvatura del frente de la cascada suele ser de 0.15 ns por metro desde el núcleo de la cascada. Por último, se realiza un ajuste de  $\chi^2$  del plano del chubasco. Los ángulos cenital,  $\theta$ , y acimutal,  $\phi$ , obtenidos definen la dirección estimada de la partícula primaria [84].

### 5.5.3. Parámetro de edad ( $s$ )

La edad ( $S$ ) es obtenida al hacer un ajuste evento por evento de la distribución lateral (ver fig. 5.9) medida por los *PMTs* con una función tipo *NKG* [76]:

$$f(r) = A \cdot (r/r_0)^{s-3} \cdot (1 + r/r_0)^{s-4.5}, \quad (5.7)$$

donde  $r$  es la distancia radial al eje del chubasco en el plano del disco de la cascada,  $r_0=124.21$  m es el radio de Molière y  $A$  es un parámetro de normalización.

### 5.5.4. Estimación de la energía

Para estimar la energía de la partícula primaria se utiliza la distribución lateral experimental. Por medio de la simulación de eventos iniciados por protones, se construye una tabla de probabilidades con bins en ángulo cenital,  $\theta$ , energía primaria,  $E$ , distancia de los *PMTs* al núcleo del chubasco,  $R$ , y la amplitud de la señal medida por los *PMTs*,  $Q_{eff}$ . Dado un chubasco atmosférico con la dirección de arribo y la posición del núcleo reconstruidos, cada *PMT* contribuye con un valor de probabilidad extraído de las tablas, esto también incluye a los *PMTs* en operación que no registran una señal, ya que esto también brinda información sobre el chubasco. Para cada energía posible, se calcula la función de verosimilitud como el producto de los valores de probabilidad *PMTs*, y el bin de energía con el máximo valor de verosimilitud es escogido como el mejor estimador de la energía [84, 85].

Las tablas de energía de protones dan las distribuciones de probabilidad de los hits para los eventos por bin de  $\theta$ ,  $E$ ,  $R$  y  $Q$ . Los bins usados son los siguientes:

- Tres bins del ángulo cenital:
  - $\theta_0 \in [0^\circ, 16.8^\circ]$ ,

- $\theta_1 \in [16.81^\circ, 35.2^\circ]$ ,
  - $\theta_2 \in [35.21^\circ, 60^\circ]$ .
- 44 bins de energía,  $E \in [70 \text{ GeV}, 1 \text{ PeV}]$ , con un ancho de bin de 0.1 en el logaritmo de la energía, esto es,  $\Delta \log_{10} E / \text{GeV} = 0.1$ .
  - 70 bins de la distancia lateral en el rango  $R \in [0, 350] \text{ m}$ , con un ancho de bin de 5 m.
  - 40 bins de la carga  $Q_{eff} \in [1, 10^6] \text{ PE}$ , donde  $\Delta Q_{eff} = 0.15$ .

### 5.5.5. Simulación

El paquete *CORSIKA* [95] (v740) es empleado para la simulación de la generación y propagación de las partículas secundarias a través de la atmósfera hasta que llega al suelo. Los modelos de interacción hadrónicos utilizados en las simulaciones son *FLUKA* [73], y *QGSJet-II-03* [70], para bajas y altas energías, respectivamente. La interacción de las partículas secundarias con los detectores de *HAWC* son simuladas via *GEANT4* [96]. Se entrega como resultado un archivo con formato de salida como en el experimento que se procesa y se reconstruye con los mismos algoritmos usados con los datos experimentales.

En las simulaciones de *HAWC* se generan las ocho especies de núcleos atómicos medidas por los vuelos de *CREAM* ( $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ) con un espectro diferencial de energía  $E^{-2}$  entre 5 GeV y 3 PeV distribuidos de manera uniforme sobre un área circular con un radio de 1000 m [38]. El rango del ángulo cenital simulado está entre  $0^\circ$  y  $70^\circ$  con una distribución de arriba  $\sin\theta\cos\theta$ , donde  $\theta$  es el ángulo cenital del eje del chubasco. Las simulaciones son generadas para compensar la estadística donde el número de eventos es bajo para bins en área, dirección de arriba y energía.

Para describir una distribución más realista se añade un peso a los datos simulados. Para ello se utiliza el programa *SWEETS* (*Software for Weighting Events and Eventlike Things and Stuff*) [97, 98]. Estos pesos son aplicados a los datos simulados para modelar flujos isotrópicos, fuentes puntuales, extendidas o transitorias, distribuciones por unidad de área uniformes en el suelo y simular espectros de energía específicos.

La distribución usada en las simulaciones es pesada por medio de la variable de *SWEETS*, *IWgt*, la cual describe un flujo isotrópico y con una densidad de área uniforme en la superficie y contiene información del modelo para el espectro de energía. Por medio de *SWEETS* las simulaciones para cada tipo de partícula se pesan de acuerdo a una doble ley de potencias ajustada con los datos de mediciones directas obtenidos por *AMS* [30], *CREAM-II* [41], y *PAMELA* [99] (ver figuras 5.10 y 5.11). Dichos ajustes de doble ley de potencias son de la forma:

$$f(E) = \begin{cases} A \times \left(\frac{E}{E_0}\right)^a, & \text{para } E < E_0, \\ A \times \left(\frac{E_b}{E_0}\right)^{a-b} \left(\frac{E}{E_0}\right)^b, & \text{para } E \geq E_0. \end{cases} \quad (5.8)$$

En las tablas 5.1 y 5.2 se muestran los mejores parámetros del ajuste, así como los errores mínimos y máximos asociados [100]. Cabe mencionar que el conjunto de *MC's* obtenido reproduce el equivalente a un segundo de toma de datos en *HAWC*.

	Mejor ajuste	minFlux	maxFlux
Hidrógeno			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	0.04479	0.04445	0.0451
a	-2.807	-2.818	-2.796
b	-2.658	-2.667	-2.646
E <sub>0</sub> [GeV]	100	100	100
E <sub>b</sub> [GeV]	440.6	511.4	388.2
Helio			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	0.03308	0.03289	0.03328
a	-2.734	-2.74	-2.728
b	-2.547	-2.562	-2.53
E <sub>0</sub> [GeV]	100	100	100
E <sub>b</sub> [GeV]	842.4	967.3	746.3
Carbono			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	6.947×10 <sup>-6</sup>	6.779×10 <sup>-6</sup>	7.111×10 <sup>-6</sup>
a	-2.756	-2.732	-2.779
b	-2.554	-2.588	-2.519
E <sub>0</sub> [GeV]	1,200	1,200	1,200
E <sub>b</sub> [GeV]	2843	3631	2421
Oxígeno			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	4.995×10 <sup>-6</sup>	4.909×10 <sup>-6</sup>	5.099×10 <sup>-6</sup>
a	-2.756	-2.732	-2.779
b	-2.554	-2.588	-2.519
E <sub>0</sub> [GeV]	1,600	1,600	1,600
E <sub>b</sub> [GeV]	3791	4841	3227

Tabla 5.1: Tabla de los valores de los parámetros, error mínimo, y error máximo del ajuste de doble ley de potencias con los datos de hidrógeno, helio, carbono, y oxígeno [100].

	Mejor ajuste	minFlux	maxFlux
Neón			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	$6.3 \times 10^{-7}$	$5.967 \times 10^{-7}$	$6.645 \times 10^{-7}$
a	-2.756	-2.732	-2.779
b	-2.554	-2.588	-2.519
E <sub>0</sub> [GeV]	2,000	2,000	2,000
E <sub>b</sub> [GeV]	4738	6051	4034
Magnesio			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	$5.683 \times 10^{-7}$	$5.424 \times 10^{-7}$	$5.925 \times 10^{-7}$
a	-2.756	-2.732	-2.779
b	-2.554	-2.588	-2.519
E <sub>0</sub> [GeV]	2,400	2,400	2,400
E <sub>b</sub> [GeV]	5686	7261	4841
Silicio			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	$5.71 \times 10^{-7}$	$5.571 \times 10^{-7}$	$5.841 \times 10^{-7}$
a	-2.756	-2.732	-2.779
b	-2.554	-2.588	-2.519
E <sub>0</sub> [GeV]	2800	2800	2800
E <sub>b</sub> [GeV]	6634	8472	5648
Hierro			
A [1/(GeV m <sup>2</sup> s sr)]	$2.001 \times 10^{-7}$	$1.965 \times 10^{-7}$	$2.042 \times 10^{-7}$
a	-2.756	-2.732	-2.779
b	-2.554	-2.588	-2.519
E <sub>0</sub> [GeV]	5600	5600	5600
E <sub>b</sub> [GeV]	$1.327 \times 10^4$	$1.694 \times 10^4$	$1.13 \times 10^4$

Tabla 5.2: Tabla de los valores de los parámetros, error mínimo, y error máximo del ajuste de doble ley de potencias con los datos de neón, magnesio, silicio, y hierro [100].

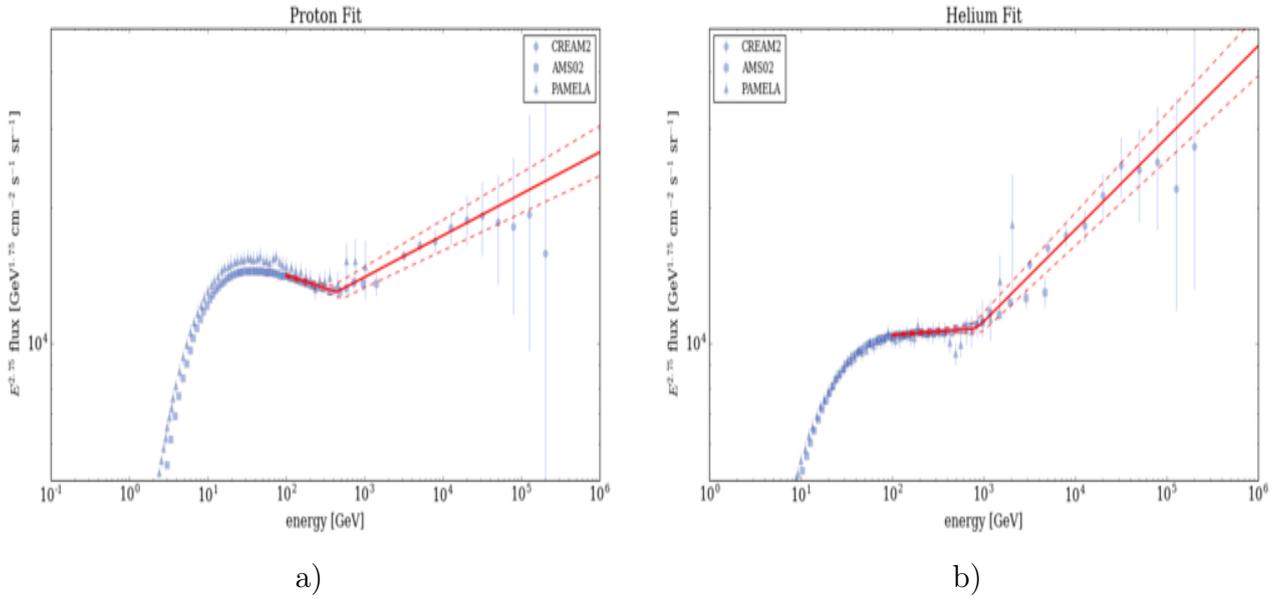


Figura 5.10: Ajustes a los datos experimentales (puntos) con dobles leyes de potencia (líneas) de diferentes mediciones directas para (a) protones, y (b) núcleos atómicos de helio. *Crédito de la imagen:* Segev Benzvi [100].

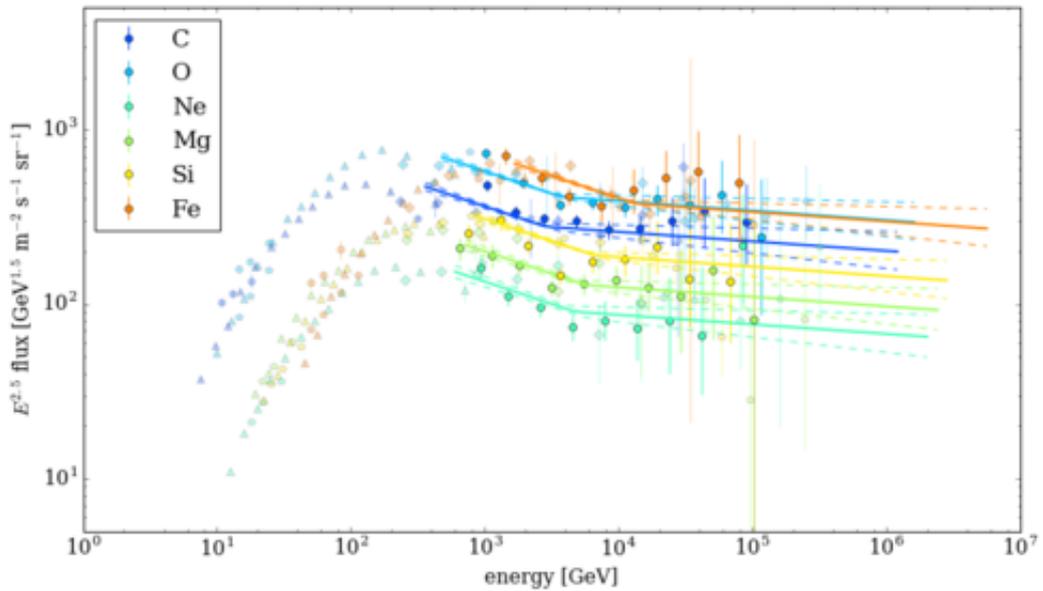


Figura 5.11: Ajustes a los datos experimentales (puntos) con dobles leyes de potencia (líneas) de diferentes mediciones directas para los núcleos atómicos de carbono, oxígeno, neón, magnesio, silicio y hierro, respectivamente. *Crédito de la imagen:* Segev Benzvi [100].

### 5.5.6. Selección de datos simulados

La colaboración de *HAWC* genera conjuntos de datos simulados que mejor reproduzcan el desarrollo del chubasco y su interacción con los detectores. El conjunto actual de datos simulados seleccionado por la colaboración son los:

*test\_nobroadpulse\_10pctlogchargesmearing\_0.63qe\_25kHzNoise\_run5481 (new best MC)*<sup>3</sup>, y fueron dados a conocer en el *Weekly HAWC Collab. Meeting* del 28 de septiembre del 2016 por Tolga Yapici [102].

Para este trabajo, se seleccionó dicho conjunto de datos de *MC* y elegimos los que tienen parámetro *curvature1*. Este parámetro se refiere a la corrección aplicada en el tiempo de arribo del frente del chubasco de los eventos a los *PMTs*, lo cual mejora la resolución angular de los eventos generados por rayos cósmicos y que son detectados por *HAWC*.

### 5.5.7. Observables

Ya que la simulación se reconstruye de la misma manera que los datos experimentales, el formato de salida de las variables reconstruidas de ambos es igual.

Las variables reconstruidas (*rec*) aparecen tanto en los datos simulados y los datos experimentales. A continuación se mencionan algunas de las variables reconstruidas (*rec*) que son utilizadas en los datos de *HAWC*.

**rec.nHit** Número de hits registrados en los *PMTs* después de una selección estándar. Puede tomar valores de 0 o 1 canales, esto indica si el *PMT* se activó o no.

**rec.coreFiduScale** Es un factor de escala aplicado al perímetro de *HAWC* que indica donde golpeó el centro de la cascada en el arreglo. Cuando  $rec.coreFiduScale \leq 100$  el núcleo reconstruido cae dentro del detector. Un núcleo localizado en el perímetro de *HAWC* equivale a  $rec.coreFiduScale=0$ .

**rec.coreFitUnc** Error del ajuste en la posición del núcleo de la cascada de partículas a nivel del suelo.

*Unidad:* m.

**rec.coreFitStatus** Indica si el ajuste de la posición del núcleo fue exitoso. Si es igual a cero significa que el ajuste pasó el método de reconstrucción del núcleo de la cascada.

**rec.zenithAngle** Ángulo cenital de la dirección de arribo de la cascada atmosférica de partículas.

*Unidad:* rad.

**rec.angleFitStatus** Indica si el ajuste angular fue exitoso o no.

$rec.angleFitStatus=0$  si el resultado del ajuste fue exitoso,  $rec.angleFitStatus=1$  indica que falló el ajuste,  $rec.angleFitStatus=2$  quiere decir que no se tienen datos,  $rec.angleFitStatus=3$  si no hay convergencia en el ajuste.

---

<sup>3</sup>Para más información sobre este conjunto de datos visitar [101].

**rec.protonlheEnergy** Estimación de la energía del evento, asumiendo que los primarios son protones usando el algoritmo de máxima verosimilitud descrito en la subsección 5.5.4.

*Unidad:* eV.

**rec.LDFAge** Parámetro de edad del chubasco,  $s$ , calculado a partir de un ajuste a la distribución lateral del evento usando la ec. (5.7).

**rec.LDFAmp** Amplitud obtenida,  $A$ , del ajuste de la distribución lateral del evento usando la fórmula (5.7).

**rec.CxPE40XnCh** Número de canales activados en un radio menor a 40 m.

**rec.nChAvail** El número de canales disponibles durante la detección del evento.

**CxPE40** Energía máxima depositada en el *PMT* con mayor señal a un radio mayor a 40 m.

**rec.coreX** Posición estimada X del núcleo del chubasco a nivel del suelo en el sistema de coordenadas de *HAWC*.

*Unidad:* m.

**rec.coreY** Posición estimada Y del núcleo del chubasco a nivel del suelo en el sistema de coordenadas de *HAWC*.

*Unidad:* m.

A continuación se muestra una lista de algunas de las observables simuladas (mc), las cuales únicamente son utilizadas en los datos de *MC* de *HAWC*.

**mc.corsikaParticleId** Tipo de la partícula primaria, determinado por *CORSIKA*. Algunos de los valores con su correspondiente tipo de partícula son:

1: gamma,  $\gamma$ .

14: protón,  $p$ .

402: helio.

1206: carbono.

1608: oxígeno.

2010: neón.

2412: magnesio.

2814: silicio.

5626: hierro.

**mc.eventWeight** Factor por el cual un evento puede ser multiplicado para hacer que su distribución en el área sea uniforme y su distribución de energía sea plana.

**mc.coreX** Posición verdadera X del núcleo de la cascada a nivel del suelo en el sistema de coordenadas de *HAWC*, determinada por *CORSIKA* [95].

*Unidad:* m.

**mc.coreY** Posición verdadera Y del núcleo de la cascada a nivel del suelo en el sistema de coordenadas de *HAWC*, determinada por *CORSIKA* [95].

*Unidad:* m.

**mc.zenithAngle** Ángulo cenital verdadero determinado por *CORSIKA*.

*Unidad:* rad.

**mc.delCore** Diferencia entre la posición del núcleo reconstruido y la posición del núcleo verdadero.

*Unidad:* m.

**mc.logEnergy** Logaritmo base diez de la energía verdadera determinada por *CORSIKA* [95].

*Unidad:* GeV.

**sweets.IWgt** Este peso es utilizado para modelar una distribución uniforme en área e isotrópica. Además, incluye información del espectro de energía del modelo.

### 5.5.8. Cortes de calidad

Los siguientes cortes de calidad fueron empleados para disminuir los efectos de los errores sistemáticos en la reconstrucción de los parámetros del chubasco como: energía, dirección de arribo y posición del núcleo del evento para los datos empleados en este trabajo. Estos cortes fueron optimizados con estudios de las simulaciones de Monte Carlo ya descritas anteriormente.

**rec.coreFiduScale<130** Se seleccionó esta escala para disminuir los efectos de los errores sistemáticos en la reconstrucción de los parámetros de los eventos como: energía, dirección de arribo y posición del núcleo. Este corte se emplea principalmente para disminuir el error de reconstrucción de los parámetros anteriores en el borde del instrumento.

**rec.nChAvail>0** Después del proceso de reconstrucción se producen casos en los que el número de canales disponibles es igual a 0. Con este corte se evitan dichos eventos.

**rec.nHit $\geq$ 0.3\*rec.nChAvail** Elimina eventos de baja energía debajo de la región de máxima eficiencia.

**rec.nHit $\geq$ 75** <sup>d</sup>Seleccionado para optimizar el algoritmo empleado para la estimación de la energía (ver subsección 5.5.4).

**rec.angleFitStatus=0** <sup>d</sup> Se seleccionan únicamente los casos en los que el ajuste angular es exitoso.

**rec.CxPE40XnCh $\geq$ 60** <sup>d</sup> Se traza una circunferencia de radio de 40 m desde el centro del detector. Con este corte de calidad sólo se toman en cuenta eventos que hayan activado al menos 60 canales dentro de esta circunferencia para ser tomados en cuenta.

Además de estos cortes también se hizo una selección de datos en el rango de ángulo cenital de  $0^\circ$  a  $16.71^\circ$ , para trabajar únicamente con cascadas verticales cuyo error sistemático fuera menor. El número de eventos de los datos simulados antes y después de los cortes de calidad se muestra en la tabla 5.3.

Datos	Sin cortes de calidad	Con cortes de calidad
<i>new best MC</i>	3787310	61959

Tabla 5.3: Número de eventos antes de los cortes de calidad y después de los cortes de calidad.

El porcentaje del número de eventos final es del 1.63 %. Los cortes de calidad son aplicados a los datos *MC* para los estudios siguientes.

Para iniciar la caracterización de *HAW*, se comienza con el estudio de la respuesta del detector. Esto se realiza por medio del cálculo del área efectiva.

## 5.6. Área efectiva

Como parte del estudio de la respuesta del detector se calculó el área efectiva de *HAWC* para la componente de protones, hierro, y mixta. Esta última componente es el resultado de considerar todos los núcleos atómicos del modelo de referencia basado en *CREAM-II* (ver subsección 5.5.5) [41].

El área efectiva se define como el área dentro de la cuál un evento va a ser detectado, reconstruido y va a pasar los cortes de calidad. La fórmula utilizada para obtener el área efectiva es:

$$A_{eff} = \frac{N(E^T)}{\Delta E^T \left( \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos(\theta) d\Omega \right) \Phi_{modelo} \Delta t} \quad (5.9)$$

donde  $N(E^T)$  es la distribución (histograma) de energía verdadera,  $\Delta E^T$  se determina por el ancho del bin de la energía verdadera,  $\Delta t=1$  s es el tiempo total de observación en segundos,  $\Phi_{modelo}$  es el flujo del modelo de referencia de *CREAM-II*,  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ , y  $\theta_1 = 0^\circ$ , y  $\theta_2 = 16.7^\circ$ . La selección de los eventos verticales determinó el valor de  $\theta_1$  y  $\theta_2$ .

El área efectiva es proporcional a la eficiencia,  $\epsilon$ , de detectar, reconstruir y pasar los cortes de calidad de un rayo cósmico. En la figura 5.12 se muestra el área efectiva obtenida para la componente de protones, hierro y mixta. Como se puede ver en dicha figura, a bajas energías,  $E \leq 10^4$ , hay una pérdida de eficiencia para las componentes mixta y de protones, mientras que a altas energías,  $E \geq 10^5$ , se observa un comportamiento casi constante en ambas

<sup>d</sup>Estos cortes fueron propuestos por Zigfried Hampel-Arias en su plática *The All Particle Cosmic Ray Spectrum Update* de Junio 2016 en MSU.

componentes. El área efectiva de los núcleos atómicos de hierro tiene una pérdida de eficiencia a energías  $E \leq 10^{4.5}$ , y a más altas energías,  $E \geq 10^5$  tiene un comportamiento más constante.

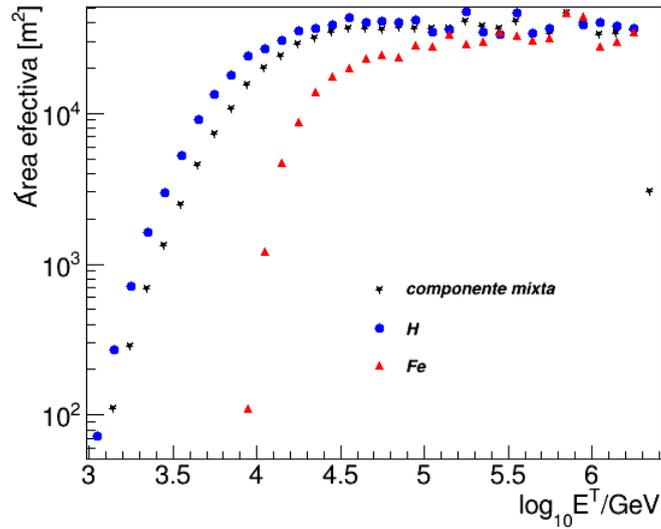


Figura 5.12: Área efectiva de *HAWC* obtenida para los núcleos atómicos de protones, hierro, y la componente mixta obtenida con los datos simulados utilizando el modelo de referencia de *CREAM-II* y el modelo de interacción hadrónica *QGSJET-II-03*.

## 5.7. Errores Sistemáticos

Se realizó un estudio para estudiar la calidad de los eventos de las cascadas de partículas atmosféricas seleccionadas para la reconstrucción del espectro de los rayos cósmicos. Esto se logró a través del análisis de los errores sistemáticos de la:

- dirección de arribo,
- la energía,
- y la posición del núcleo de los chubascos.

Todas las muestras de *MC* fueron pesadas con el modelo estándar de *CREAM-II*, como ya fue descrito en la sección 5.5.5. También se aplicaron los cortes de calidad descritos arriba.

En general, se va a definir el error sistemático (*bias*) como la diferencia entre la observable verdadera y la reconstruida, y la resolución como la región que cubre el 68 % de la distribución del *bias*. Para la primera parte de este estudio se seleccionaron únicamente eventos verticales, es decir,  $\theta \leq 16.71^\circ$ .

En adelante, para los resultados de esta sección, la gráfica de la izquierda representa el *bias* y la gráfica de la derecha representa la resolución, salvo que se indique lo contrario. Los puntos azules representan la componente de núcleos de hidrógeno, los triángulos rojos representan la componente de núcleos de hierro, las estrellas negras representan a la componente mixta, mientras que los superíndices R y T representan las variables reconstruidas y verdaderas, respectivamente.

### 5.7.1. Resolución angular

El *bias* angular se define como la diferencia de ángulo entre la dirección verdadera de arriba y la reconstruida de las cascadas, esto es:

$$\Delta\alpha = |\vec{\alpha}^T - \vec{\alpha}^R| = \cos^{-1}(\text{sen}\theta_R \text{sen}\theta_T \cos(\phi_T - \phi_R) + \cos\theta_T \cos\theta_R). \quad (5.10)$$

En la fig. 5.13 se puede observar que el error sistemático de la dirección de arriba en general tiende a decrecer a medida que la energía verdadera crece. La resolución angular para el hidrógeno y el hierro es ligeramente mejor a muy altas energías. Sin embargo, resulta claro ver que la resolución para la componente del hierro es peor que la de la componente del hidrógeno, esto podría deberse a que las señales del hierro son menos intensas en los detectores.

A una energía  $E=10^{4.5}$  GeV, el error sistemático y la resolución angular para la componente del hidrógeno son: *Bias* H  $\lesssim 0.51^\circ$ , Resolución H  $\lesssim 0.7^\circ$ ; mientras que para la componente del Hierro se tiene: *Bias* Fe  $\lesssim 0.53^\circ$ , Resolución Fe  $\lesssim 0.72^\circ$ .

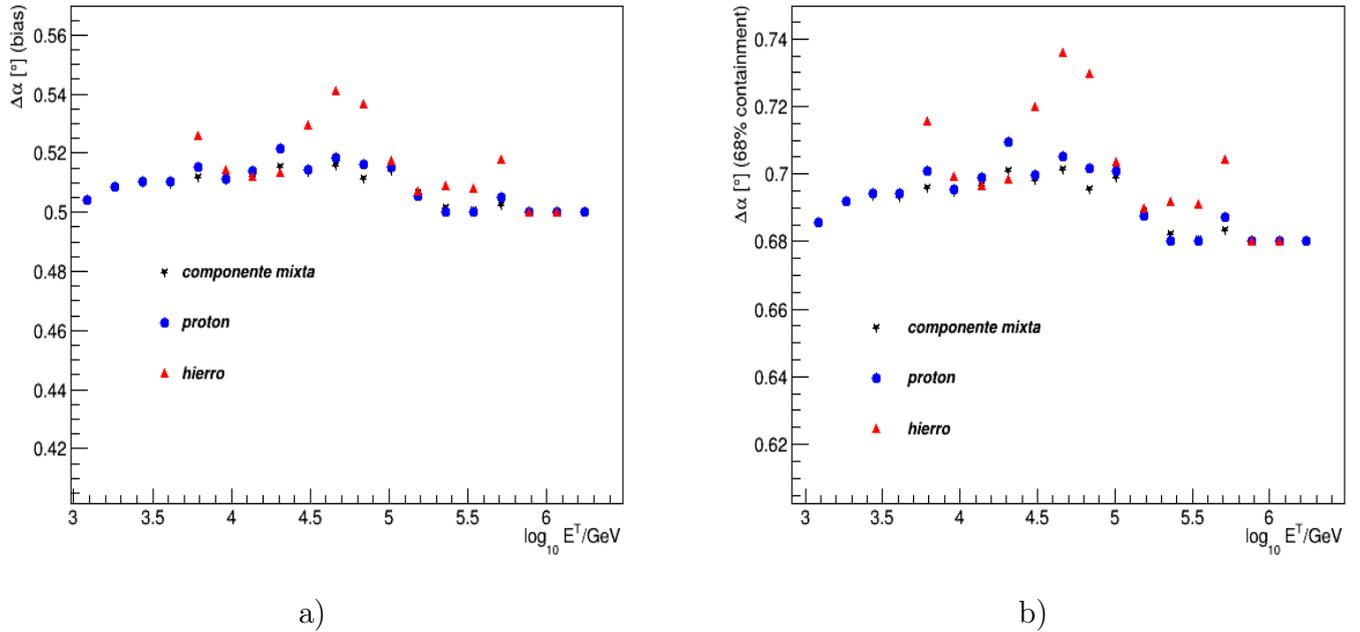


Figura 5.13: a) *Bias* en la dirección de arriba vs  $\log_{10} E^T$  en *HAWC*. b) Resolución angular vs  $\log_{10} E^T$  en *HAWC*.

### 5.7.2. Resolución en la energía

La ecuación para calcular el error sistemático de la energía es:

$$\Delta E/E = (E^T - E^R)/E^T. \quad (5.11)$$

Tanto el *bias* como la resolución de la energía tienden a mostrar mejores resultados a mayores energías para la componente del hidrógeno y del hierro, como se puede apreciar en

la fig. 5.14. En el caso de la componente del hierro, se puede apreciar que el error sistemático de la energía es más grande a bajas energías, mientras que a altas energías son parecidos. El error sistemático de la energía del hierro tiene un máximo aproximadamente en  $10^{4.3}$  GeV posiblemente debido a la caída a bajas energías que podría estar asociado con la poca estadística debido a los cortes de calidad.

A una energía  $E=10^{4.5}$  GeV, el error sistemático y la resolución de la energía son: *Bias* H  $\lesssim 25\%$ , *Resolución* H  $\lesssim 40\%$ ; mientras que para la componente del Hierro es: *Bias* Fe  $\lesssim 60\%$ , *Resolución* Fe  $\lesssim 70\%$ .

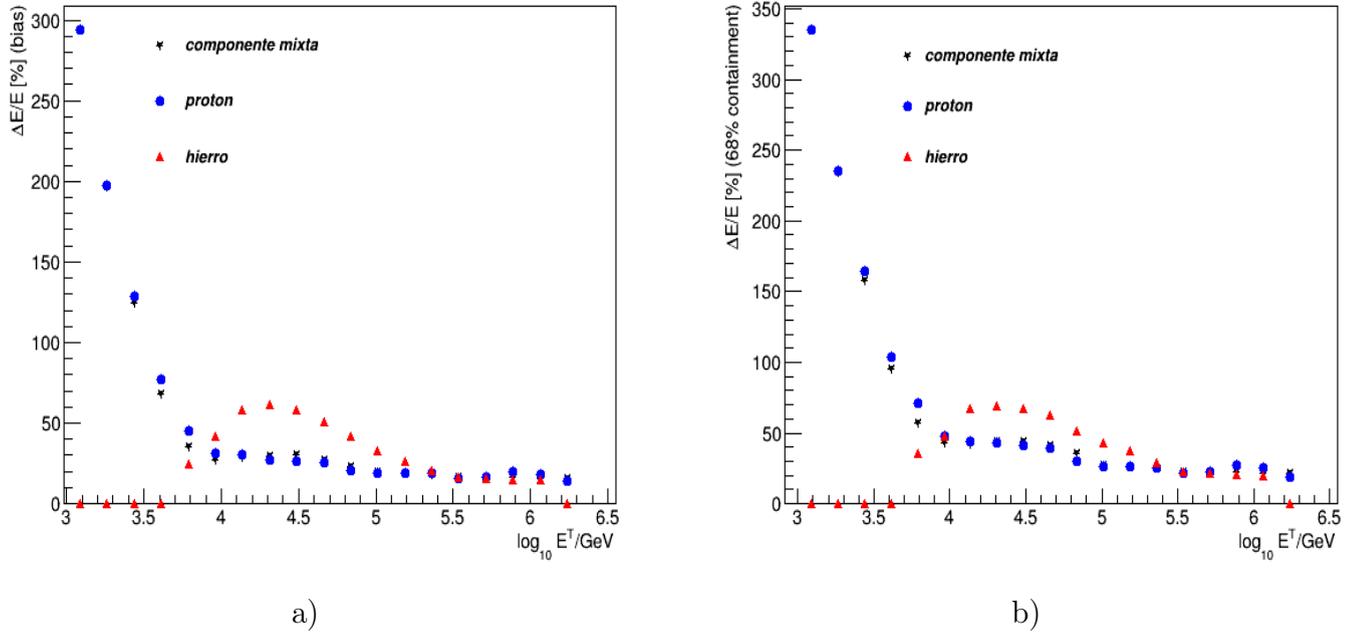


Figura 5.14: a) *Bias* en la energía vs  $\log_{10} E^T$  en *HAWC*. b) *Resolución* en la energía vs  $\log_{10} E^T$  en *HAWC*.

### 5.7.3. Resolución en la posición del núcleo

El error sistemático de la posición del núcleo está dado por:

$$\Delta R = \sqrt{(X^T - X^R)^2 + (Y^T - Y^R)^2}, \quad (5.12)$$

donde  $X$  y  $Y$  representan las coordenadas de la posición del núcleo del evento.

De la fig. 5.15 se aprecia que la tendencia en el error sistemático en la posición del núcleo para las cascadas atmosféricas de partículas inducidas por protones es decrecer a medida que la energía verdadera crece. En el caso de la componente del hierro, el error sistemático de la posición del núcleo a bajas energías es más grande, mientras que a muy altas energías este decrece.

Por otra parte, la resolución de la posición del núcleo de los eventos de la componente del hidrógeno tiende a mejorar a medida que la energía verdadera crece.

A una energía  $E=10^{4.5}$  GeV, el error sistemático y la resolución en la posición del núcleo son: *Bias* H  $\lesssim 12$  m, *Resolución* H  $\lesssim 18.5$  m; mientras que para la componente del Hierro es: *Bias* Fe  $\lesssim 15$  m, *Resolución* Fe  $\lesssim 22$  m.

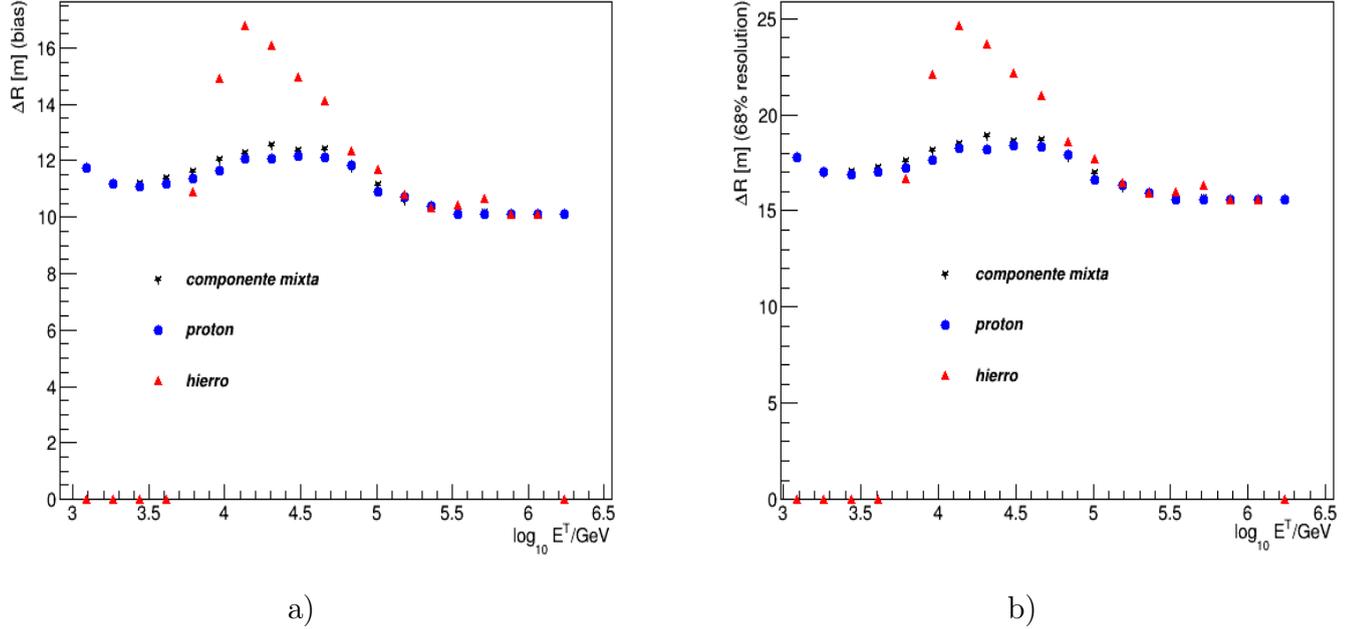


Figura 5.15: a) *Bias* en la posición del núcleo vs  $\log_{10} E^T$  en *HAWC*. b) Resolución en la posición del núcleo vs  $\log_{10} E^T$  en *HAWC*.

También se realizó el estudio de los errores sistemáticos del detector como función de la distancia del núcleo de la cascada de partículas al centro físico de *HAWC*, como se puede ver en la figura 5.16. En dicha figura se observa que hay eventos que caen fuera del arreglo de *HAWC* y pasan los cortes de calidad aplicados. Claramente, a medida que la distancia al centro de *HAWC* aumenta, los errores sistemáticos en la energía y en la posición del núcleo crecen.

#### 5.7.4. Resultados para eventos inclinados

Como se mencionó previamente, el estudio anterior se realizó únicamente para eventos verticales ( $\theta \leq 16.71^\circ$ ). De aquí surgió el interés en extender el estudio de los errores sistemáticos del detector a los eventos inclinados ( $\theta > 16.71^\circ$ ), los cuales nunca habían sido sujetos a este tipo de análisis. Los resultados del error sistemático y la resolución del detector para los eventos inclinados fueron presentados en el *Cosmic Ray Group Call* de los miembros de la colaboración *HAWC* el 7 de febrero del 2017, bajo el título de *Systematic errors for the reconstructed cosmic ray shower events* [103].

Los siguientes resultados se obtuvieron para extender el trabajo sobre el espectro de energía y la composición de los rayos cósmicos a eventos inclinados. Para este estudio se usaron datos de eventos verticales,  $\theta \leq 16.71^\circ$ , e inclinados  $\theta > 16.71^\circ$ .

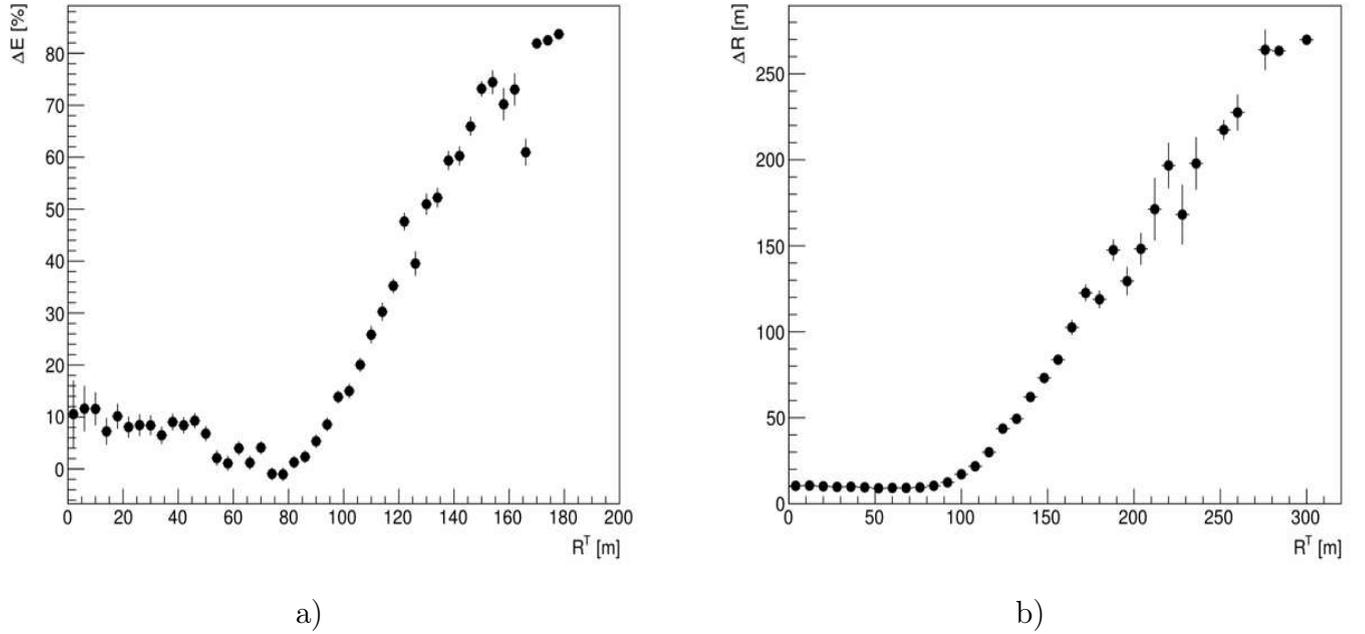


Figura 5.16: a) Error sistemático de la energía vs la posición verdadera del núcleo del evento ( $R^T$ ). b) Error sistemático en la posición del núcleo como función de la posición verdadera del núcleo del evento, ( $R^T$ ). De ambas gráficas se puede observar que el error sistemático de la energía y de la posición del núcleo crece para valores grandes de  $R^T$ . Se espera que el *outrigger* de *HAWC* ayude a reducir los errores sistemáticos de la reconstrucción de las cascadas de partículas de atmosféricas.

### 5.7.5. Resolución angular

El error sistemático angular para los eventos inclinados fue calculado de acuerdo a la ec. (5.10).

En la figura 5.17 es posible ver que el error sistemático angular para los eventos inducidos por hidrógeno es casi constante hasta aproximadamente  $32^\circ$ , arriba de este punto el error sistemático angular tiende a crecer. El error sistemático angular para los núcleos de hierro no es tan uniforme y crece al aumentar los valores del ángulo cenital verdadero. La resolución angular de los núcleos atómicos de hidrógeno es mejor a medida que el ángulo cenital verdadero se hace pequeño y tiene un comportamiento constante aproximadamente abajo de  $30^\circ$ . La tendencia en la resolución angular de los núcleos atómicos de hierro es la de empeorar a medida que los valores del ángulo verdadero aumentan.

A un ángulo cenital  $\theta=30^\circ$ , el error sistemático y la resolución angular para la componente del hidrógeno son: *Bias H*  $\lesssim 0.3^\circ$ , *Resolución H*  $\lesssim 0.42^\circ$ ; mientras que para la componente del Hierro se tiene: *Bias Fe*  $\lesssim 0.4^\circ$ , *Resolución Fe*  $\lesssim 0.6^\circ$ .

### 5.7.6. Resolución para la energía

El error sistemático de la energía está dado por la ec. (5.11). En este caso, se hizo una selección en el rango de la energía entre  $10^{5.5}$  GeV y  $10^6$  GeV.

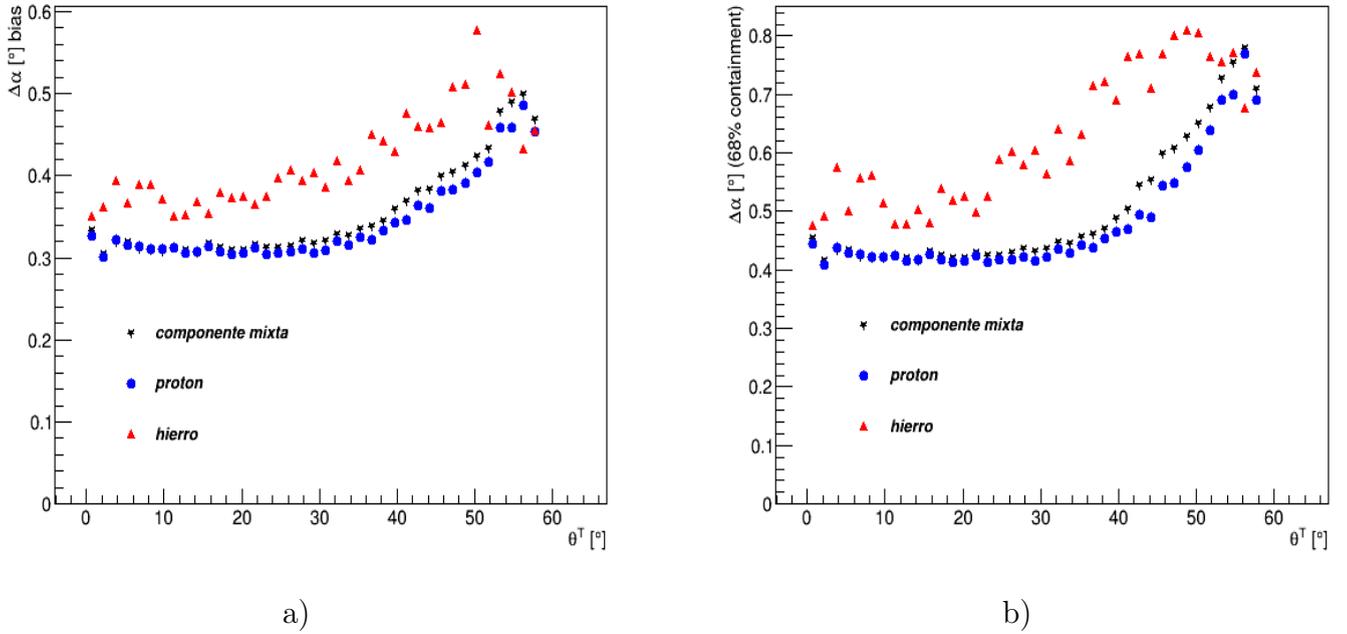


Figura 5.17: a) Error sistemático angular para eventos verticales e inclinados detectados en *HAWC* y después de aplicar los cortes de calidad como función del ángulo cenital verdadero,  $\theta^T$ . b) Resolución angular vs ángulo cenital.

El error sistemático en la energía para los eventos inducidos por hidrógeno tiene un comportamiento constante hasta aproximadamente  $34^\circ$ . Después de  $32^\circ$  hay un aumento abrupto en el error sistemático de la energía para todas las componentes, como se puede ver en la fig. 5.18.

La resolución de la energía para ambas componentes es mejor a medida que el ángulo cenital verdadero tiende a decrecer, pero también se advierte la presencia de un comportamiento extraño entre aproximadamente  $34^\circ$  y  $46^\circ$ . Este comportamiento, que además es observado en el *bias* de la energía para ambas componentes, es debido a un error en la estimación de la energía debido a que la división en las tablas de probabilidad se encuentra ubicado alrededor de esta energía.

A un ángulo cenital  $30^\circ$ , el error sistemático y la resolución de la energía son: *Bias H*  $\lesssim 20\%$ , *Resolución H*  $\lesssim 25\%$ ; mientras que para la componente del Hierro es: *Bias Fe*  $\lesssim 30\%$ , *Resolución Fe*  $\lesssim 45\%$ .

### 5.7.7. Resolución en la posición del núcleo

Para el cálculo del error sistemático de la posición del núcleo se utilizó la ec. (5.12), y los resultados se muestran en la figura 5.19. En ella se puede observar un comportamiento constante desde  $0^\circ$  hasta aproximadamente  $48^\circ$  independiente de la composición.

A un ángulo cenital  $30^\circ$ , el error sistemático y la resolución en la posición del núcleo son: *Bias H*  $\lesssim 9.5$  m, *Resolución H*  $\lesssim 13.5$  m; mientras que para la componente del Hierro es: *Bias Fe*  $\lesssim 13.5$  m, *Resolución Fe*  $\lesssim 22$  m.

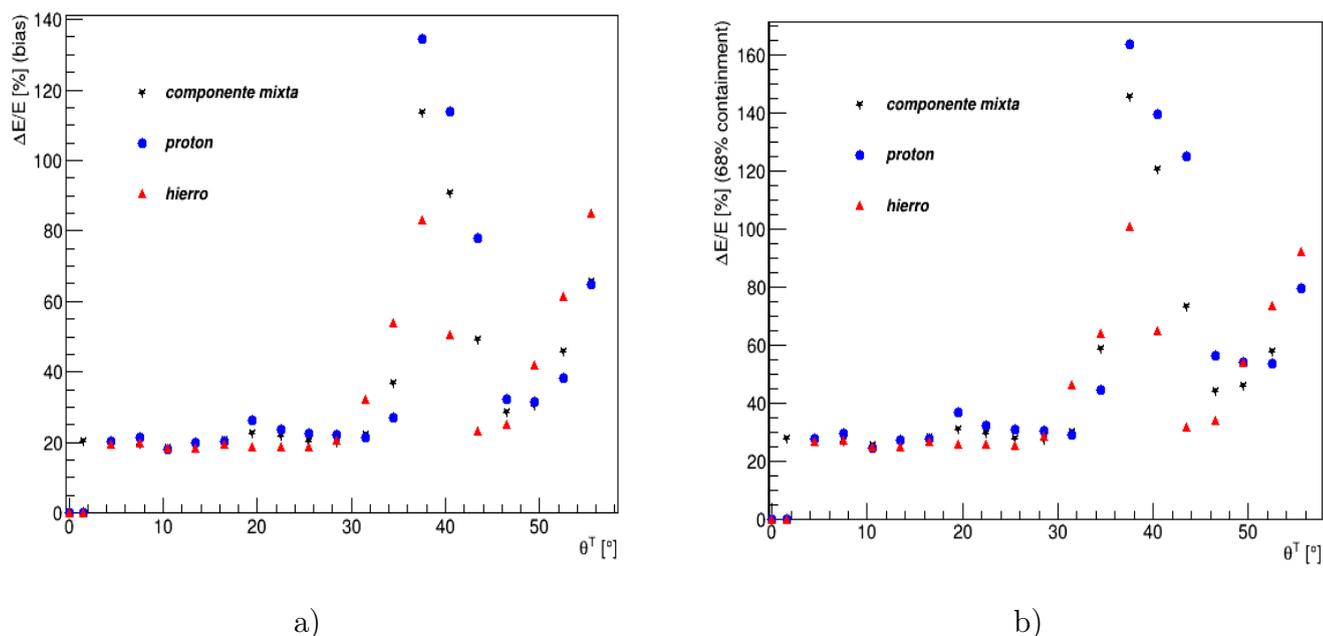


Figura 5.18: a) Error sistemático de la energía para eventos verticales e inclinados detectados en *HAWC* después de los cortes de calidad como función del ángulo cenital verdadero,  $\theta^T$ . b) Resolución de energía vs ángulo cenital. Para ambas gráficas se hizo una selección de eventos en el rango de energía entre  $10^{5.5}$  GeV y  $10^6$  GeV.

Por último, en las tablas 5.4 y 5.5 se realiza un sumario de los valores más representativos del error sistemático y la resolución de la dirección de arribo, la energía, y la posición del núcleo de las cascadas verticales e inclinadas seleccionadas para este estudio e inducidas por la componente mixta de los rayos cósmicos.

	$\Delta\alpha$	$\Delta E/E$	$\Delta R$
<i>Bias</i>	$\lesssim 0.515^\circ$	$\lesssim 30\%$	$\lesssim 12$ m
Resolución	$\lesssim 0.7^\circ$	$\lesssim 45\%$	$\lesssim 18$ m

Tabla 5.4: Resultado del estudio para los errores sistemáticos (*bias*) y de la resolución (68 % región de confinamiento) que fueron obtenidos en el rango de energía verdadera entre  $10^{4.5}$  y  $10^6$  para eventos verticales,  $\theta=[0^\circ, 16.7^\circ]$ , usando datos de *MC* y la componente mixta para varias observables de eventos hadrónicos en *HAWC*.

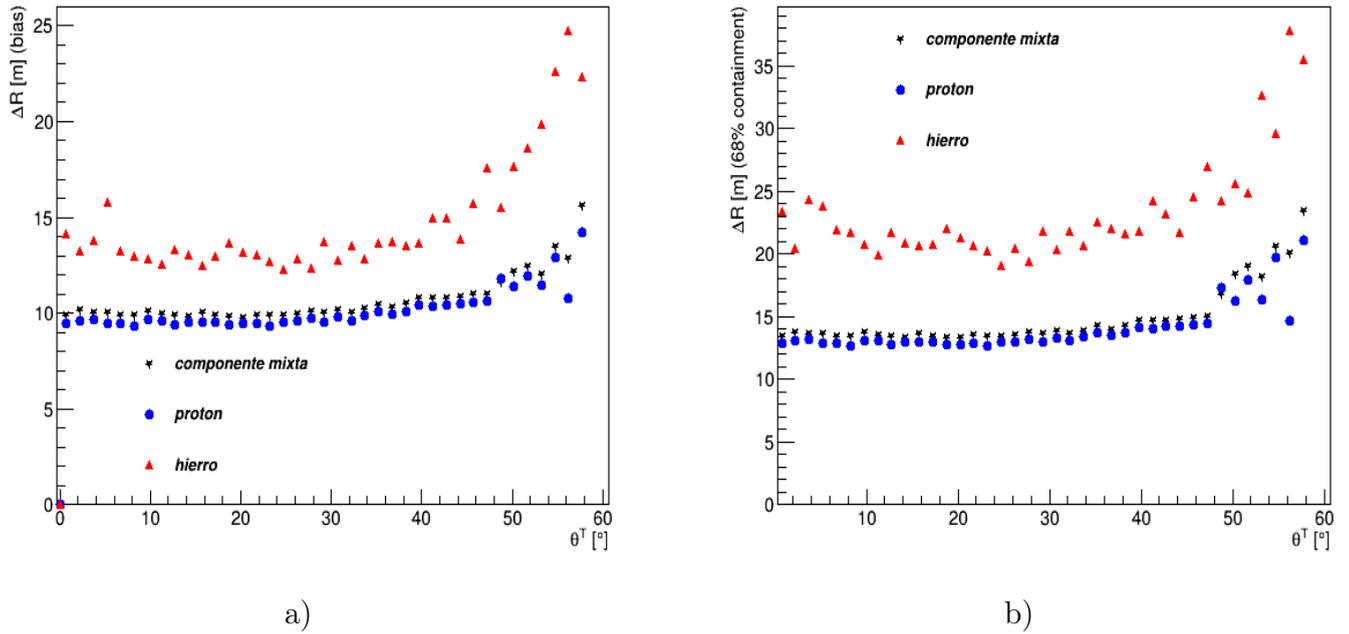


Figura 5.19: a) Error sistemático de la posición del núcleo para eventos verticales e inclinados vs ángulo cenital verdadero,  $\theta^T$ , después de aplicar los cortes de calidad. b) Resolución en la posición del núcleo vs ángulo cenital.

	$\Delta\alpha$	$\Delta E/E$	$\Delta R$
<i>Bias</i>	$\lesssim 0.42^\circ$	$\lesssim 30\%$	$\lesssim 12$ m
Resolución	$\lesssim 0.62^\circ$	$\lesssim 45\%$	$\lesssim 19$ m

Tabla 5.5: Estos valores del error sistemático y la resolución para varias observables de eventos hadrónicos en *HAWC* fueron obtenidos en el rango del ángulo cenital  $\theta=[40^\circ, 50^\circ]$ , y el rango de energía  $E^T=[5.5, 6.0]$  GeV, para los eventos inclinados.

# Capítulo 6

## Método de reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos

“Never underestimate the joy  
people derive from hearing  
something they already know.”

-Enrico Fermi.

En este capítulo se describirá el método de reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos y se aplicará a los datos simulados de *HAWC* para validar el método. Cabe mencionar que el método se aplica sobre los datos seleccionados después de aplicar los cortes de calidad de la sección 5.5.8. Para la reconstrucción del espectro se aplicó un método de deconvolución inspirado en el teorema de Bayes [104], el cual es descrito en este capítulo.

### 6.1. Estimación del espectro de todas las partículas de los rayos cósmicos

El espectro de energía medido de los rayos cósmicos se puede reconstruir a partir de los datos seleccionados sin considerar los efectos del detector, empleando la siguiente fórmula:

$$\Phi_{raw}(E^R) = \frac{N(E^R)}{\Delta E^R \Delta t \left( \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos(\theta) d\Omega \right) A}, \quad (6.1)$$

donde  $N(E^R)$  es la distribución (histograma) de energía reconstruida<sup>a</sup>,  $\Delta t=1$  s es el tiempo total de observación en segundos, el ancho del bin de la energía reconstruida determina  $\Delta E^R$ ,  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  es el diferencial de ángulo sólido que se integra sobre ángulo acimutal de 0 a  $2\pi$  y ángulo cenital de  $\theta_1 = 0^\circ$  a  $\theta_2 = 16.7^\circ$ , y  $A=22,000$  m<sup>2</sup> es el área de la superficie de colección seleccionada.  $\Phi_{raw}$  es lo que se llama espectro crudo (*raw spectrum*).

La distribución de energía y el espectro de energía respectivo obtenidos a partir de los datos simulados (*raw flux*) se pueden ver en la figura 6.1.

---

<sup>a</sup>El parámetro empleado para la energía reconstruida,  $E^R$ , es *rec.protonlheEnergy*, mientras que el parámetro para la energía verdadera,  $E^T$ , es *mc.logEnergy*.

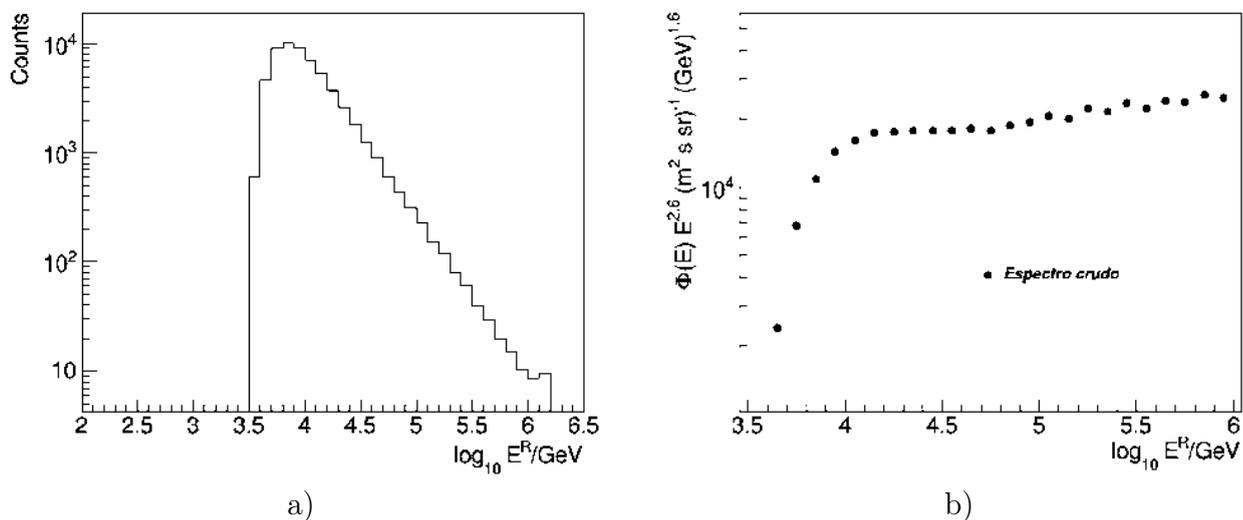


Figura 6.1: a) Distribución inicial de la energía reconstruida para los eventos de Monte Carlo seleccionados. b) Espectro crudo de energía para los eventos de rayos cósmicos simulados.

Para reconstruir el espectro verdadero de energía se debe seguir otro método. Para la reconstrucción es importante tomar en cuenta los efectos del detector, la eficiencia de los cortes de calidad, el *trigger* y del método de reconstrucción de las cascadas sobre la distribución de energía. Una de las formas de lograr lo anterior es a través de un método de deconvolución como describiremos a continuación.

## 6.2. Métodos de deconvolución

Al momento de hacer las mediciones en un experimento, las observables medidas tienden a diferir de las verdaderas cantidades físicas, esto puede ser debido a distintas causas, entre ellas la respuesta del detector. Una de las metas principales de un experimentalista es la de extraer la distribución verdadera, sin distorsiones, a través de la distribución observada. Normalmente se puede construir una matriz que abarque los efectos del proceso de medición con un detector a partir de simulaciones de Monte Carlo. Esta matriz recibe el nombre de *matriz de respuesta*, y por medio de esta y un método de deconvolución adecuado se puede dar un estimado de la distribución original.

Existe una variedad de métodos de deconvolución tales como el método de inversión de la matriz, el método de Gold [105], o el método de máxima entropía [106]. El método seleccionado para la reconstrucción del espectro de energía en este trabajo es el método de deconvolución de Agostini basado en el teorema de Bayes [104], y que ha sido explorado por la colaboración *HAWC* [84]. Este método es iterativo.

Algunas de las ventajas de este método son:

- Puede ser aplicado a problemas multidimensionales.
- Puede usar celdas de diferentes tamaños para las distribuciones de los valores medidos.

- Da los mejores resultados si se hacen suposiciones realistas sobre la distribución que los valores reales siguen, pero, en el caso de que se tenga total ignorancia, se pueden obtener resultados satisfactorios empezando desde una distribución uniforme.

### 6.2.1. Método de deconvolución bayesiano

El teorema de Bayes se puede escribir en términos de diferentes *causas* independientes ( $C_i = 1, 2, \dots, n_c$ ) que pueden producir un *efecto* ( $E$ ), suponiendo que se conoce la probabilidad inicial de las causas,  $P(C_i)$ , y la probabilidad condicional,  $P(E|C_i)$ , de que la  $i$ -ésima causa produzca el efecto. Con fines prácticos, para este estudio se hará la asignación de la nomenclatura de las causas como la energía verdadera ( $C \rightarrow E^T$ ), y la de los efectos como la energía reconstruida ( $E \rightarrow E^R$ ). La fórmula de Bayes es:

$$P(E_i^T|E^R) = \frac{P(E^R|E_i^T)P(E_i^T)}{\sum_l^{n_c} P(E^R|E_l^T)P(E_l^T)}, \quad (6.2)$$

donde  $n_c$  es el número de causas posibles. Si se observan  $N(E^R)$  eventos con un efecto  $E^R$ , el número esperado de eventos que se puede asignar a cada causa es:

$$N(E_i^T) = P(E_i^T|E^R)N(E^R). \quad (6.3)$$

Ahora bien, en general, como resultado de una medición se tienen diferentes efectos,  $E_j^R$  ( $j = 1, 2, \dots, n_E$ ), posibles para cada causa  $E_i^T$ . Reescribiendo la ec. (6.2) para el caso de  $n_E$  efectos posibles, y definiendo la probabilidad inicial de las causas como  $P_0(E_i^T)$ , se tiene que:

$$P(E_i^T|E_j^R) = \frac{P(E_j^R|E_i^T)P_0(E_i^T)}{\sum_l^{n_c} P(E_j^R|E_l^T)P_0(E_l^T)}. \quad (6.4)$$

La ec. (6.4) dice que habiendo observado el efecto  $E_j^R$ , la probabilidad de que su origen sea debido a la causa  $E_i^T$  es proporcional al producto de la probabilidad de la causa y la probabilidad de la causa de producir ese efecto. Aquí los elementos  $P(E_j^R|E_i^T)$  representan la probabilidad de que dada una causa,  $E_i^T$ , resulte en el efecto,  $E_j^R$ . Esta es la matriz de respuesta. La matriz de respuesta es generada vía simulaciones de Monte Carlo.

Se puede notar que [104]:

- $\sum_{i=1}^{n_c} P_0(E_i^T)=1$ . Indica la probabilidad inicial de una causa,  $E_i^T$ , y, si esta es igual a cero siempre mantendrá este valor.
- $\sum_{i=1}^{n_c} P(E_i^T|E_j^R)=1$ . Esto quiere decir que dado un efecto se tiene un conjunto de probables causas.
- $\sum_{j=1}^{n_E} P(E_j^R|E_i^T)=1$ . Dada una causa se tiene un conjunto de probables efectos.

La matriz de respuesta corrige los efectos relacionados a la respuesta del detector, como lo son los efectos de migración. Esto no incluye la eficiencia por el momento (sin embargo, el formalismo puede ser extendido para tomar en cuenta la eficiencia [84, 104]).

Los efectos observados se pueden relacionar con sus causas vía:

$$N(E_i^T) = \sum_{j=1}^{n_E} P(E_i^T|E_j^R)N(E_j^R). \quad (6.5)$$

La matriz de convolución,  $M_{ij}$ , se define como  $M_{ij} = P(E_i^T|E_j^R)$ , y sustituyéndola en la ec. (6.5) se obtiene:

$$N(E_i^T) = \sum_{j=1}^{n_E} M_{ij}N(E_j^R). \quad (6.6)$$

donde  $N(E_i^T)$  es el espectro verdadero de los eventos.

A partir de estos eventos deconvolucionados se pueden estimar las probabilidades finales de las causas,  $P(E_i^T)$ :

$$P(E_i^T) \equiv \frac{N(E_i^T)}{\sum_{i=1}^{n_C} N(E_i^T)} = \frac{N(E_i^T)}{N_{true}}.$$

Se espera que esta distribución sea más parecida a los datos que la anterior,  $P_0(E^T)$ . El proceso de deconvolución se puede repetir reemplazando  $P_0(E^T)$  por  $P(E^T)$  y  $N_0(E^T)$  por  $N(E^T)$  para obtener una nueva distribución que sea más parecida a los datos. Este procedimiento se puede continuar de forma iterativa.

El proceso iterativo de deconvolución continúa hasta que se satisfaga algún criterio establecido para detener el proceso como, por ejemplo, hacer una comparación  $\chi^2$  entre  $N(E^R)$  y  $N^k(E^R)$ , donde  $N^k(E^R) = P^k(E^R|E^T)N^k(E^T)$ , aquí el super índice  $k$  indica el número de iteraciones. Al procedimiento para obtener  $N^k(E^R)$  es llamado *forward folding*. El criterio de  $\chi^2$  se satisface cuando el valor de  $\chi^2$  converge a un valor menor que el valor inicial, y su comportamiento sea constante.

En resumen, los pasos a seguir son [104]:

- Escoger la distribución inicial  $P_0(E^T)$  a partir del mejor conocimiento que se tenga sobre el proceso bajo estudio; en caso de que no se tenga ningún conocimiento,  $P_0(C)$ , se considerará como una distribución uniforme,  $P_0(E_i^T) = 1/n_C$ .
- calcular  $N^k(E^T)$  y  $P^k(E^T)$ .
- Hacer una comparación  $\chi^2$  entre  $N^k(E^R)$  y  $N(E^R)$ .
- Reemplazar  $P_0(E^T)$  por  $P^k(E^T)$ , y  $N_0(E^T)$  por  $N^k(E^T)$ , y comenzar de nuevo para otra iteración  $k+1$  hasta que se satisfaga el criterio de  $\chi^2$ .

### 6.3. Reconstrucción del espectro de energía total de los rayos cósmicos

Siguiendo el método de deconvolución, de la distribución de energía reconstruida de los datos,  $N(E^R)$ , se obtiene una estimación de la distribución verdadera,  $N(E^T)$ , de donde, el espectro de energía total es calculado de acuerdo a la fórmula [84, 85]:

$$\Phi^{unf}(E^T) = \frac{N(E^T)}{\Delta E \Delta t \left( \int_0^{2\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos(\theta) d\Omega \right) A_{eff}}, \quad (6.7)$$

donde  $A_{eff}$  es el área efectiva, y es calculada con la ec. (5.9).

Para dar validez al método, se realizó un ejemplo con los datos simulados. La matriz de respuesta y el área efectiva obtenidos a partir de los datos simulados se muestran en la figura 6.3. El número de iteraciones necesarias para que el método converja fue seleccionado de acuerdo al criterio de selección de  $\chi^2$ , como se muestra en la figura 6.2. Se encontró que a partir de 10 iteraciones el método converge.

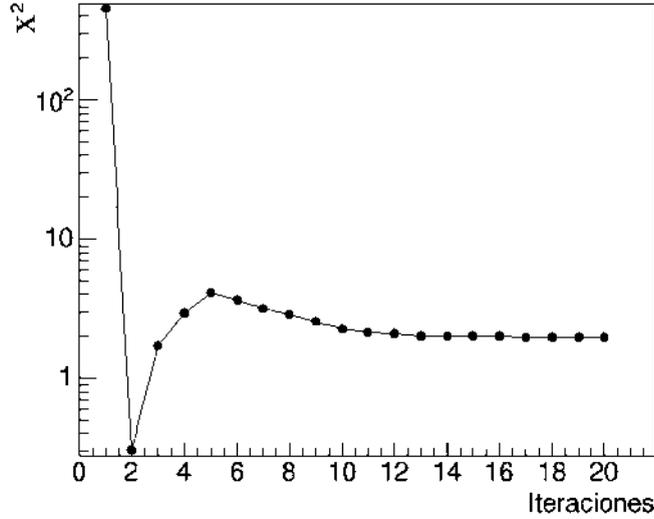


Figura 6.2: Después de 10 iteraciones  $\chi^2$  tiene un comportamiento constante, lo cual indica que el método de deconvolución para la reconstrucción del espectro total de energía de los rayos cósmicos converge a partir de 10 iteraciones.

El espectro de energía deconvolucionado se muestra en la figura 6.4. Como se puede ver en la figura, los resultados de la estimación del espectro de energía deconvolucionado son congruentes con el espectro asumido en el modelo en el rango de energía entre  $10^{3.5}$  GeV y  $10^6$  GeV.

De este ejemplo se puede concluir que el método de deconvolución aplicado a los datos de Monte Carlo para la reconstrucción del espectro total de energía converge y funciona de buena manera.

## 6.4. Reconstrucción del espectro de energía de la componente ligera de los rayos cósmicos

Para obtener la componente ligera se seleccionó una muestra del conjunto de datos seleccionados dominada por las partículas primarias en las que se tiene interés. La selección de datos para la componente ligera se obtiene aplicando un corte al parámetro de edad,  $s$ , de la

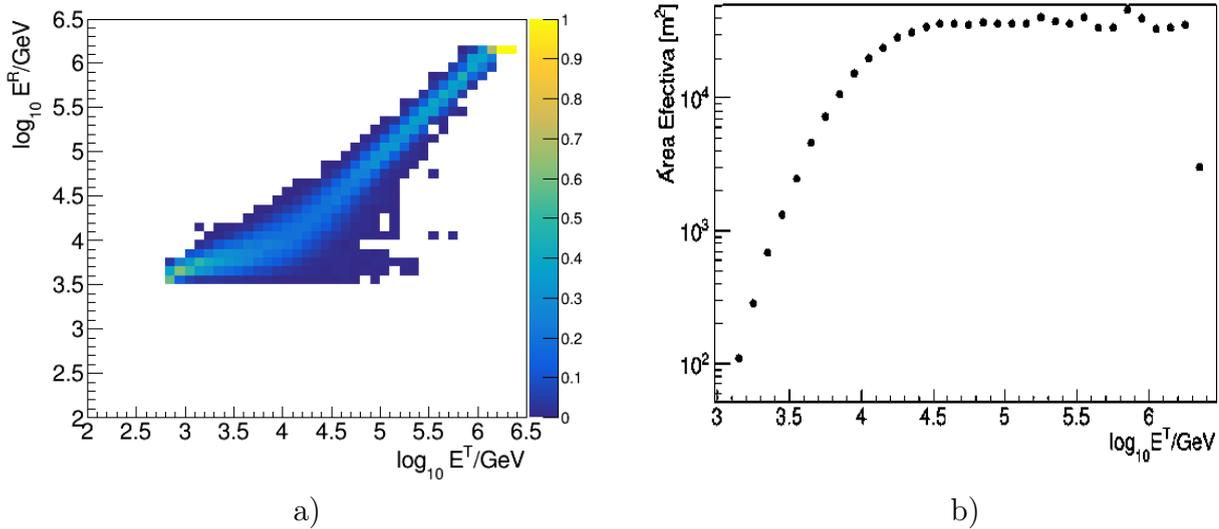


Figura 6.3: a) La matriz de respuesta para *HAWC*,  $P(E^R|E^T)$ , estimada a partir de los datos simulados de la componente de todos los núcleos atómicos primarios del modelo de referencia de *CREAM-II*. b) Área efectiva usada para la reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos, obtenida por los datos simulados usando el modelo de composición descrito en el texto. A bajas energías se observa una pérdida de eficiencia en el área efectiva debido a los efectos de los cortes de calidad y el *trigger*. A altas energías,  $E^T > 10^{4.5}$  GeV, se observa un comportamiento constante.

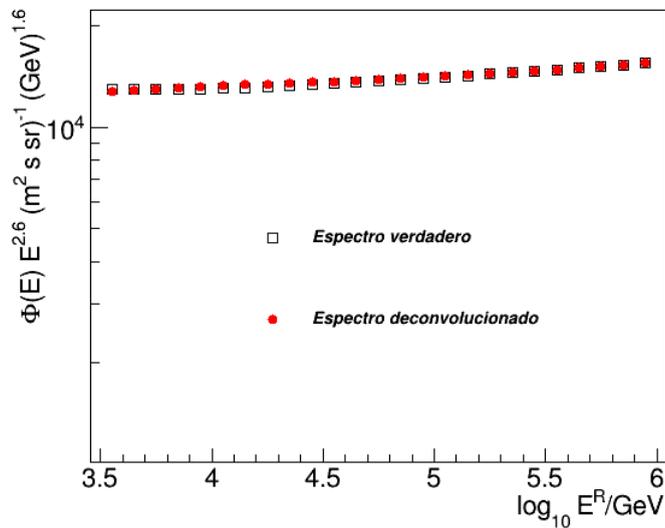


Figura 6.4: Espectro deconvolucionado a partir de la distribución de energía reconstruida  $N(E^R)$  (círculos rojos) obtenido a partir de los datos simulados de *MC* en comparación con el espectro respectivo verdadero de los datos Monte Carlo (cuadrados).

cascada (definido en la sección 5.5), el cual es sensible a la composición de las partículas primarias. Esto último puede ser observado en la figura 6.5, izquierda. Esta gráfica fue obtenida

con los datos simulados (datos MC) para diferentes núcleos atómicos como primarios. En la figura 6.5 se puede observar que el parámetro de edad aumenta de acuerdo a la masa del núcleo atómico y, además, que decrece con el valor del logaritmo de la energía reconstruida. Esto se debe a que las partículas ligeras interaccionan más profundo en la atmósfera, mientras que los eventos de altas energías se desarrollan más adentro en la atmósfera. Para llevar a cabo la selección se aplica un corte,  $s_{He-C}$ , entre las curvas predichas para los núcleos de He y C, ya que en esta región,  $s < s_{He-C}$ , se encuentra un menor porcentaje de elementos pesados en la submuestra, como se observa en la figura 6.5. Si los eventos satisfacen la condición  $s < s_{He-C}$  se clasifican dentro del grupo de la componente ligera de los rayos cósmicos, de lo contrario se consideran como parte de la componente pesada [85].

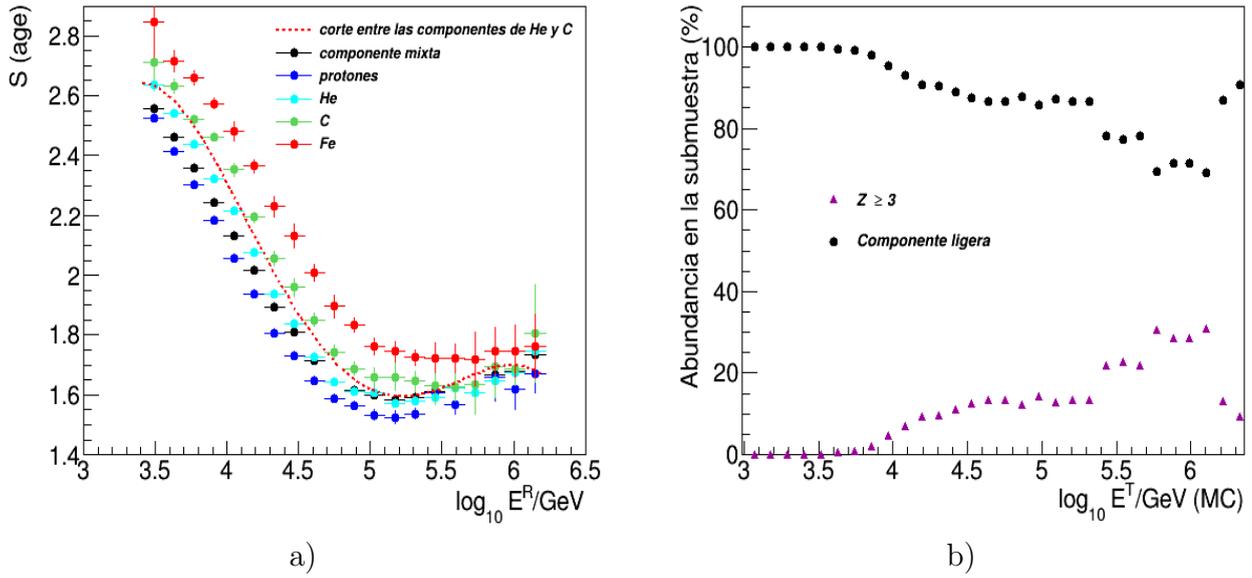


Figura 6.5: a) Parámetro de edad del chubasco como función del logaritmo de la energía reconstruida ( $E^R$ ) para diferentes núcleos atómicos y la componente mixta. La línea segmentada representa el corte  $s_{He-C}$  aplicado para seleccionar la componente ligera. b) Abundancia de la componente ligera en submuestra (círculos negros) y abundancia de la componente pesada contaminante (triángulos morados),  $Z \geq 3$ , en la muestra ligera seleccionada con el corte en la edad (ver texto). La pureza de la submuestra ligera es  $\gtrsim 70\%$  para eventos con energía  $E^T \geq 10^3$  GeV.

Ya que se ha obtenido la submuestra de la componente ligera, se construye el histograma de energía,  $N^{light}(E^R)$ , y de los datos simulados se encuentra la matriz de respuesta,  $P^{light}(E^R|E^T)$ , correspondiente a la submuestra (ver fig. 6.7). Enseguida se procede a la aplicación del método de deconvolución bayesiano como se explicó en la sección 6.2.1 para hallar  $N^{light}(E^T)$ . De acuerdo al criterio de  $\chi^2$  para encontrar el número de iteraciones necesarias para que el método converja, se encontró que dicho número es 10 (ver fig. 6.6).

El espectro de energía deconvolucionado es calculado con la ec. (6.7), de donde  $A_{eff}$  se define como el producto de un factor de corrección por la presencia de elementos pesados contaminantes,  $f_{corr}$ , y el área efectiva para protones y helio en la submuestra,  $A_{eff}^{H+He}$ , la cual es proporcional a la eficiencia,  $\epsilon^{H+He}$ , para detectar un chubasco atmosférico inducido por H o

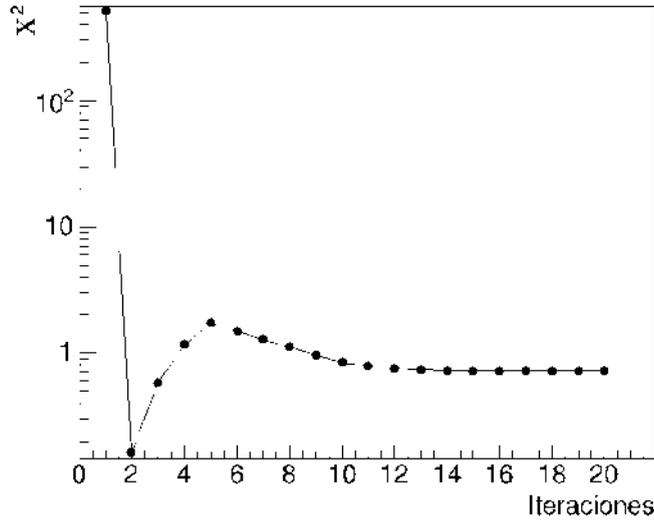


Figura 6.6: El método de deconvolución para la reconstrucción del espectro de energía de la componente ligera (H + He) de los rayos cósmicos converge a partir de 10 iteraciones.

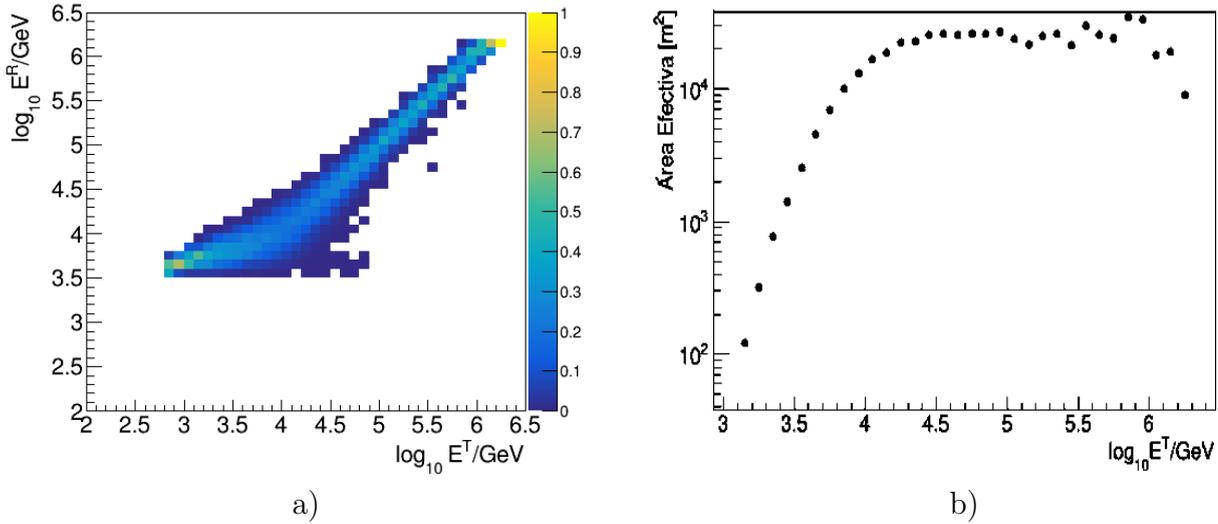


Figura 6.7: a) La matriz de respuesta para  $HAWC$ ,  $P^{light}(E^R|E^T)$ , estimada a partir de los datos simulados para la componente ligera. b) Área efectiva,  $A_{eff}$ , usada para la reconstrucción del espectro de la componente H + He de los rayos cósmicos. A bajas energías se observa una pérdida de eficiencia en el área efectiva debido a los efectos de los cortes de calidad y el *trigger*.

He y clasificarlo como parte de la componente ligera. El espectro de energía obtenido,  $\Phi^{H+He}$ , se muestra en la figura 6.8. Este procedimiento, como ya se mencionó previamente, fue aplicado a los datos simulados de  $MC$  con la finalidad de validar el método de deconvolución. De este ejemplo, se puede afirmar que para la reconstrucción del espectro de energía de la componente H + He de los rayos cósmicos el método de deconvolución empleado trabajó

adecuadamente.

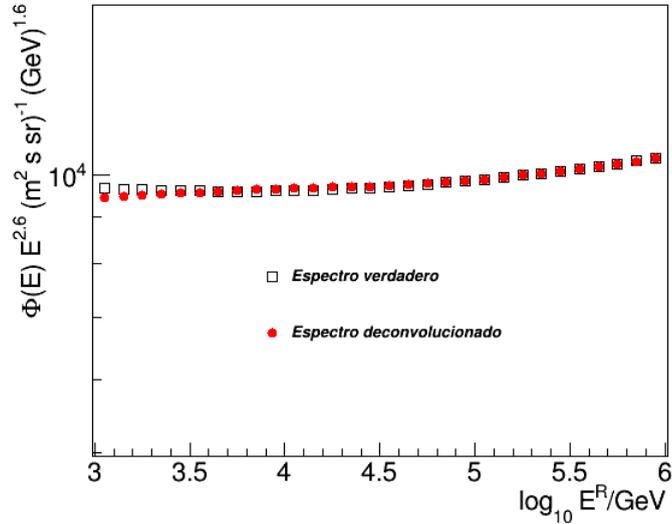


Figura 6.8: Espectro de la componente H + He deconvolucionado en los raos csmicos a partir de la distribucin de energa reconstruida  $N^{light}(E^R)$  (crculos rojos) obtenido a partir de los datos simulados vaa Monte Carlo en comparacin con el espectro respectivo verdadero de Monte Carlo (cuadrados blancos).

## 6.5. Reconstruccin del espectro de energa de la componente de los protones de los rayos csmicos

El proceso de seleccin de la submuestra de protones es anlogo a la seleccin de la componente ligera. La seleccin de datos para la componente ligera 2 se obtiene por medio de un corte aplicado al parmetro de edad,  $s$ , de la cascada. Para llevar a cabo la seleccin se aplica un corte,  $s_H$ , en la curva predicha en el espacio  $s$  vs  $\log_{10} E^R$  para los ncleos atmicos de hidrgeno (ver fig. 6.9) donde la proporcin de protones es alta y la de los elementos pesados,  $Z \geq 2$ , es menor. Lamentable la proporcin de protones que se pudo lograr fue arriba de 30 % para  $E^T < 10^5$  GeV. Si los eventos satisfacen la condicin  $s < s_H$  se clasifican dentro del grupo de la componente de los protones de los rayos csmicos, de lo contrario se consideran como parte de la componente pesada,  $Z \geq 3$ .

Una vez obtenida la submuestra de la componente ligera 2, se construye el histograma de energa,  $N^{light2}(E^R)$ , y de los datos simulados se obtiene la matriz de respuesta (ver fig. 6.11),  $P^{light2}(E^R|E^T)$ , correspondiente a la submuestra (ver fig. 6.11). Enseguida se procede a la aplicacin del mtodo de deconvolucin bayesiano, el cual converge despus de 12 iteraciones, como se muestra en la figura 6.10.

El espectro de energa deconvolucionado es calculado con la ec. (6.7), en donde  $A_{eff}$  se define como el producto de un factor de correccin por la presencia de elementos pesados contaminantes,  $f_{corr}$ , y el rea efectiva para protones en la submuestra,  $A_{eff}^H$ , la cual es proporcional a la eficiencia,  $\epsilon^H$ , para detectar un chubasco atmico inducido por H y

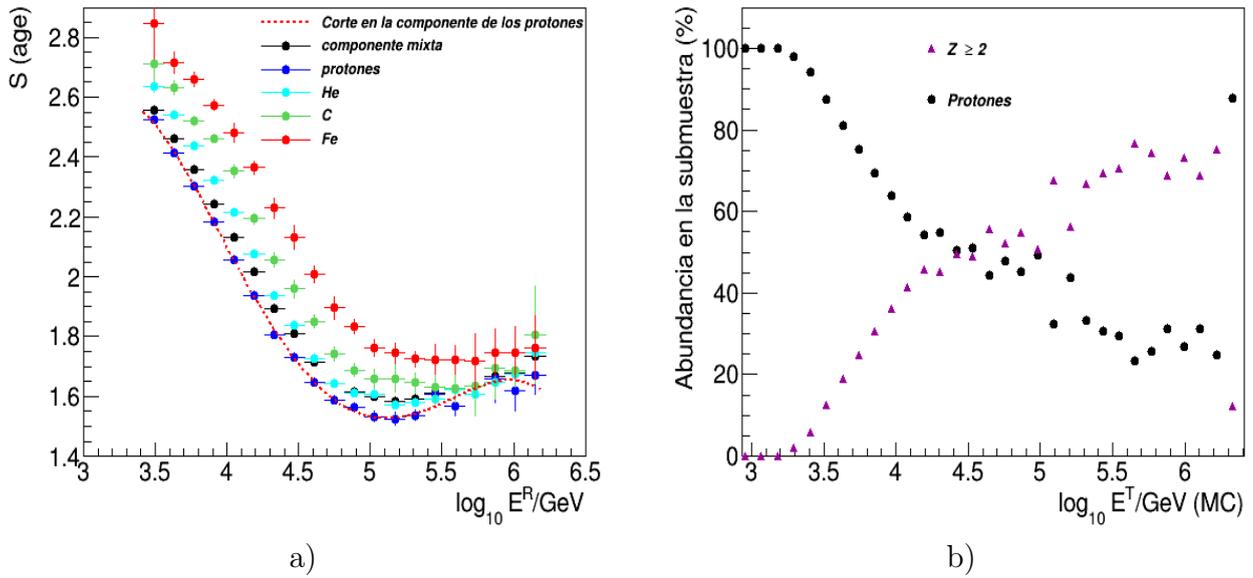


Figura 6.9: a) Parámetro de edad del chubasco como función del logaritmo de la energía reconstruida ( $E^R$ ) para diferentes núcleos atómicos y la componente mixta. La línea segmentada representa el corte  $s_H$  aplicado para la selección de la componente ligera 2. b) Abundancia de protones en la submuestra (círculos negros) y abundancia de la componente pesada contaminante (triángulos morados),  $Z \geq 2$ , en la muestra de protones seleccionada con el corte,  $s_H$ , en la edad (ver texto). Como se puede ver, la abundancia de los protones en la submuestra debajo de  $E^T = 10^5$  GeV es mayor a 30 %.

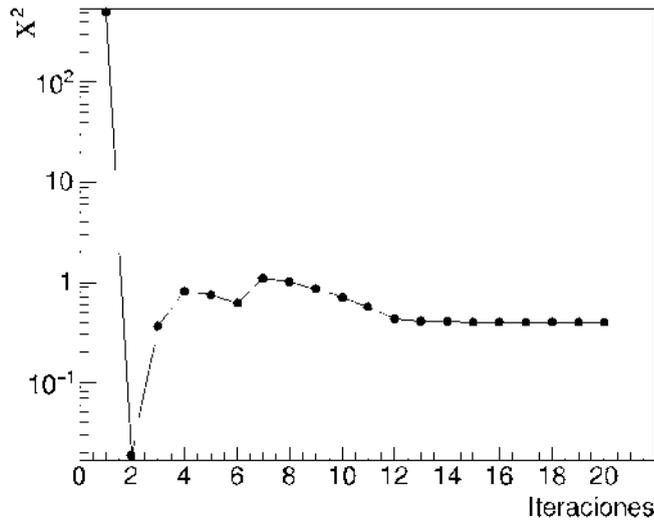


Figura 6.10: El método de deconvolución para la reconstrucción del espectro de energía de la componente ligera 2 de los rayos cósmicos converge a partir de 12 iteraciones.

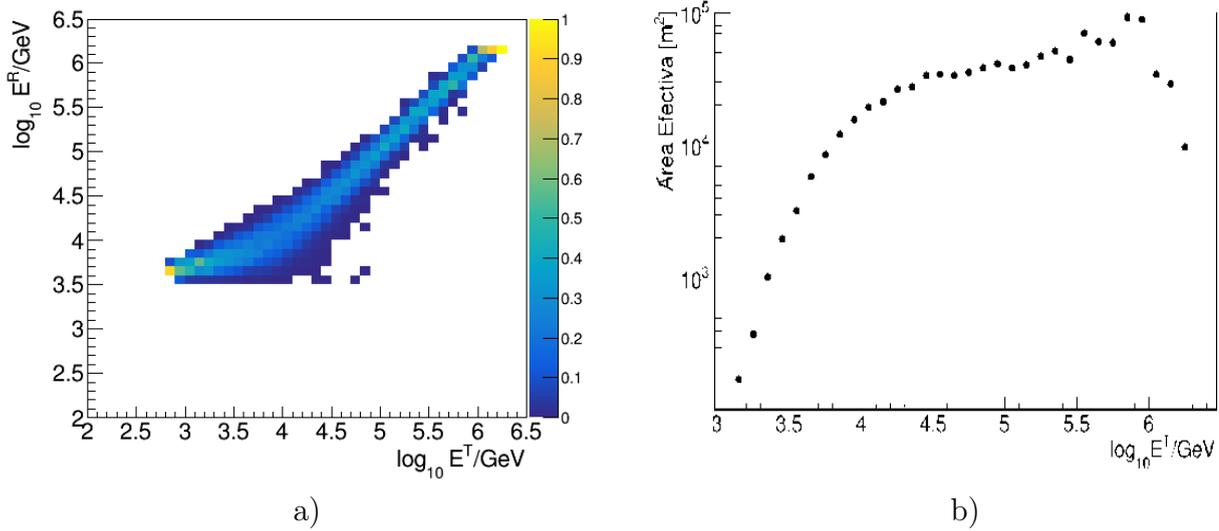


Figura 6.11: a) La matriz de respuesta para *HAWC*,  $P^{light2}(E^R|E^T)$ , estimada a partir de los datos simulados para la componente ligera 2. b) Área efectiva,  $A_{eff}$ , usada para la reconstrucción del espectro de la componente de protones de los rayos cósmicos. A bajas energías se observa una pérdida de eficiencia en el área efectiva debido a los efectos de los cortes de calidad y el *trigger*.

clasificarlo como parte de la componente ligera 2. El espectro de energía obtenido,  $\Phi^H$ , se muestra en la figura 6.12.

De este ejemplo se puede ver que la aplicación del método de deconvolución para la reconstrucción del espectro de la componente de protones en los rayos cósmicos a partir de los datos *MC* es eficiente y converge.

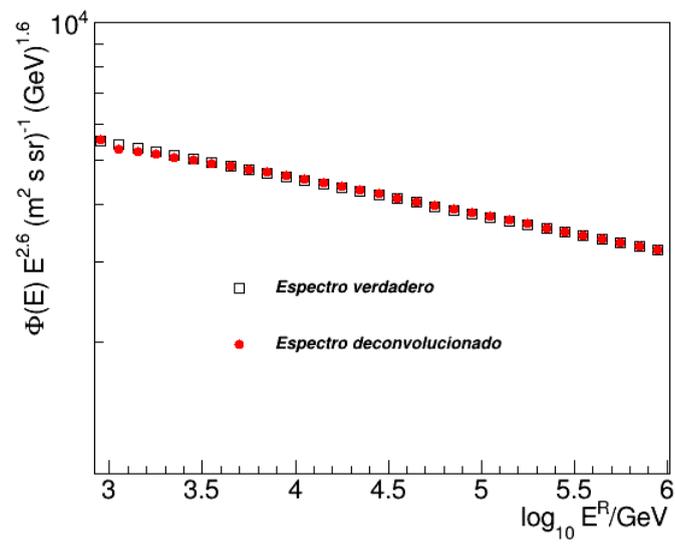


Figura 6.12: Espectro deconvolucionado de la componente de los protones en los rayos cós-  
micos a partir de la distribución de energía reconstruida  $N^H(E^R)$  (círculos rojos) obtenido  
a partir de los datos simulados vía Monte Carlo en comparación con el espectro respectivo  
verdadero de *MC* (cuadrados blancos).

# Capítulo 7

## Aplicación del método de deconvolución a los datos experimentales de *HAWC*

*“¿No te parece fantástico, Maya, que estos suspiros de piojo podamos concebir el prodigio del Universo? Un astrónomo necesita más imaginación poética que sentido común, porque la magnífica complejidad del Universo no puede medirse ni explicarse, solo puede intuirse.”*  
-Isabel Allende, *El cuaderno de Maya*.

En este capítulo se aplicarán los métodos de deconvolución desarrollados en el capítulo 6 a los datos experimentales de *HAWC* para la reconstrucción de los espectros total, ligero (H + He), y de protones de los rayos cósmicos. La selección de los datos experimentales se describirá a continuación.

### 7.1. Datos experimentales

Las corridas experimentales que se emplearon fueron escogidas de acuerdo a su tiempo de duración y se buscó que fueran similares o estuvieran cercanas a la corrida run005481, cuya configuración es descrita por las simulaciones Monte Carlo. Estas corridas fueron tomadas de los meses de Abril y de Junio y se consideraron las corridas que se encontraban disponibles al momento de realizar el estudio. Esta selección de corridas tiene una duración total de  $\Delta t = 284,893.409$  s. En la tabla 7.1 se muestra una breve descripción de las corridas que se emplean en este estudio<sup>a</sup>.

A las corridas experimentales se les aplicaron los cortes de calidad descritos en la sección 5.5.8. La tabla 7.2 contiene el número de eventos de cada corrida antes y después de los cortes de calidad. El porcentaje del número de eventos después de los cortes de calidad es: 1 %.

En la figura 7.1 se muestra el parámetro de edad de los datos simulados y experimentales después de los cortes de calidad como función de la energía reconstruida. En dicha figura, se observa que a altas energías,  $E \gtrsim 10^5$  GeV hay una desviación en la curva de los datos experimentales de la curva de los datos simulados. Esto es ocasionado por una falla en el

---

<sup>a</sup>Para información más detallada sobre cada una de las corridas, visitar: *HAWC Tranches* [107].

Corrida	Fecha	Duración
run005219	2016/04/18	t=53,733.225 s
run005220	2016/04/18	t=18,617.046 s
run005481	2016/06/02	t=32,168.625 s
run005488	2016/06/05	t=59,967.202 s
run005506	2016/06/10	t=31,535.476 s
run005507	2016/06/10	t=3,755.249 s
run005508	2016/06/10	t=34,087.279 s
run005512	2016/06/11	t=32,529.543 s
run005515	2016/06/12	t=19,499.774 s

Tabla 7.1: Estas son las corridas experimentales de *HAWC* seleccionadas para el presente estudio sobre el espectro y composición de los rayos cósmicos.

	Sin cortes de calidad	Con cortes de calidad	con $s_{He-C}$	con $s_H$
Todas las corridas	7,082,013,145	18,300,760	11,633,750	7,135,525

Tabla 7.2: Número de eventos antes y después de aplicar los cortes de calidad sobre los archivos experimentales seleccionados. Además, también se muestra el número de eventos que pasaron la selección con los cortes  $s_{He-C}$  y  $s_H$ , descritos en la sección 6.4 y 6.5, respectivamente.

ajuste en la función de distribución lateral, como se puede ver en la figura 5.9, derecha (b), el ajuste en la distribución lateral es más plano a altas energías que lo que se observa en los datos, lo cual ocasiona que se sobreestime el parámetro de edad.

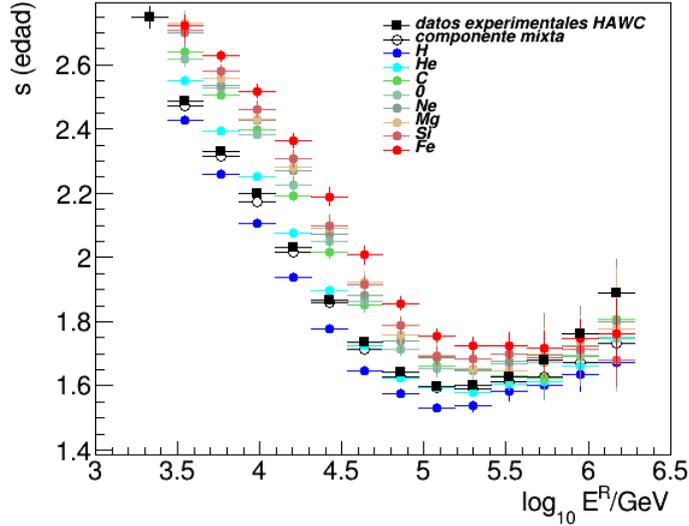


Figura 7.1: Perfil del parámetro de edad,  $s$ , de los datos experimentales de *HAWC* como función de la energía reconstruida. Las barras de error indican el error sobre la media. También se muestra el parámetro de edad del conjunto de datos de *MC* seleccionados para diferentes elementos químicos.

## 7.2. Estimación del espectro total de los rayos cósmicos

Para estimar el espectro total de energía de los rayos cósmicos con los datos experimentales de *HAWC* se siguió el método descrito en el capítulo 6 y se aplicó el análisis a los datos seleccionados de las corridas mostradas en la tabla 7.1.

El primer paso es construir el histograma de energía (ver fig. 7.2, izquierda) con los datos seleccionados,  $N(E^R)$ , con el mismo número de bins que se usaron en las simulaciones (sección 6.3), donde  $E^R$  es la energía reconstruida. Los efectos de migración en esta distribución se corrigen mediante el método de deconvolución bayesiano mencionado en la sección 6.3. Aquí se utiliza la matriz de respuesta correspondiente a todos los núcleos atómicos del modelo de referencia de *CREAM-II* (ver fig. 6.3 izquierda),  $P(E^R|E^T)$ , generada con los datos simulados. El número de iteraciones necesario para el método de deconvolución fue estimado de acuerdo al método descrito en la sección 6.2.1, como se muestra en la figura 7.2, derecha, y se encontró que el método converge a las 10 iteraciones.

Finalmente, el espectro total de energía de los rayos cósmicos es estimado con la ec. (6.7), donde  $A_{eff}$  se calculó con los datos simulados (ver fig. 6.3 derecha). El histograma de energía,  $N(E^T)$ , y el espectro de energía obtenidos,  $\Phi_{exp}$ , se muestran en la figura 7.3.

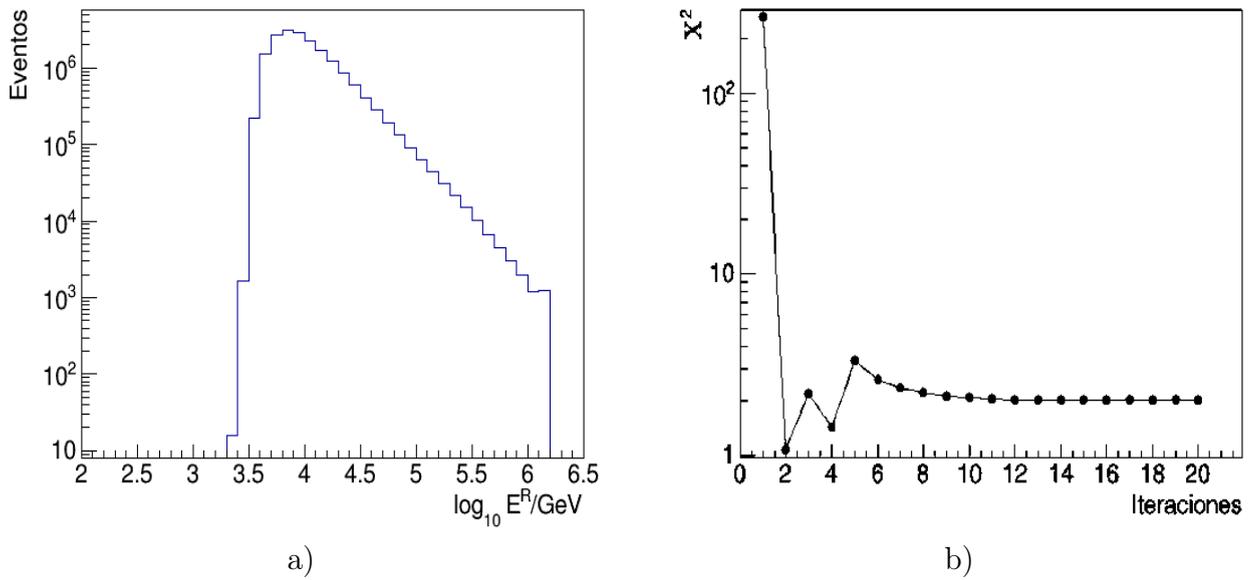


Figura 7.2: a) Histograma de la energía reconstruida,  $N(E^R)$ , de los datos experimentales de *HAWC*. b) Criterio de selección para el número de iteraciones requeridas para el método de deconvolución de la reconstrucción del espectro total de energía de los rayos cósmicos. Como se puede ver, a partir de 10 iteraciones,  $\chi^2$  tiene un comportamiento constante, y es así como se determina que después de 10 iteraciones el método de deconvolución converge.

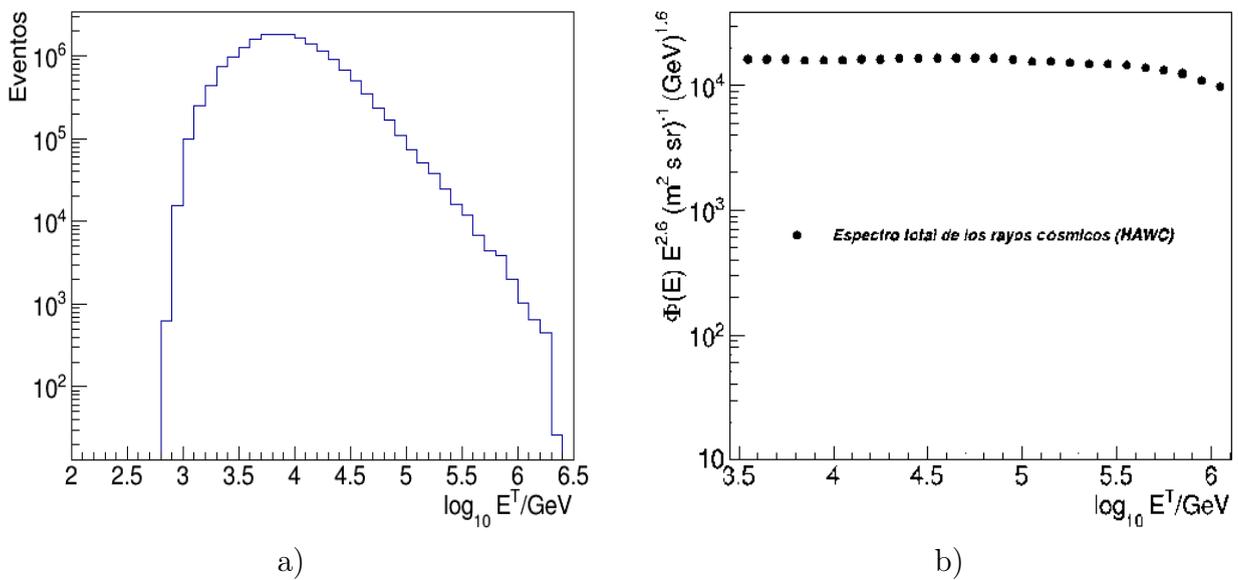


Figura 7.3: a) Distribución de energía de los datos experimentales de *HAWC* después de aplicar la deconvolución sobre  $N(E^R)$ . b) Espectro total de los rayos cósmicos obtenido a partir de los datos experimentales de *HAWC*,  $N(E^R)$ . Los resultados fueron corregidos por efectos de migración y eficiencia.

### 7.3. Espectro deconvolucionado de la componente ligera de los rayos c3smicos

Para estimar el espectro de energa de la componente ligera de los rayos c3smicos (H + He), se seleccion3 una muestra de datos experimentales dominada por las partculas primarias en las que se tiene inter3s. La selecci3n se llev3 acabo de acuerdo a las simulaciones Monte Carlo. Para seleccionar dicha muestra experimental, se utiliza el corte basado en  $s_{He-C}$  que fue descrito en la secci3n 6.4. Los datos que logran pasar dicho corte conforman la muestra ligera de los datos experimentales seleccionados. El n3mero total de eventos despu3s de este corte es: 11,633,750. El porcentaje del n3mero de eventos final con respecto a la muestra del espectro total es: 63.56 %.

Ya que se ha obtenido la submuestra de la componente ligera de los datos experimentales, se construye el histograma de energa reconstruida (ver fig. 7.4),  $N^{light}(E^R)$ , respectivo. A esta distribuci3n se le aplica el m3todo de deconvoluci3n bayesiano (ver secci3n 6.2.1) para corregir los efectos de migraci3n y se utiliza la matriz de respuesta correspondiente a la componente ligera que se muestra en la figura 6.7, izquierda,  $P^{light}(E^R|E^T)$ , la cual fue generada con los datos simulados. El m3todo de deconvoluci3n converge a las 10 iteraciones como se muestra en la fig. 7.4, derecha. El n3mero de iteraciones fue determinado por el criterio descrito en la secci3n 6.2.1.

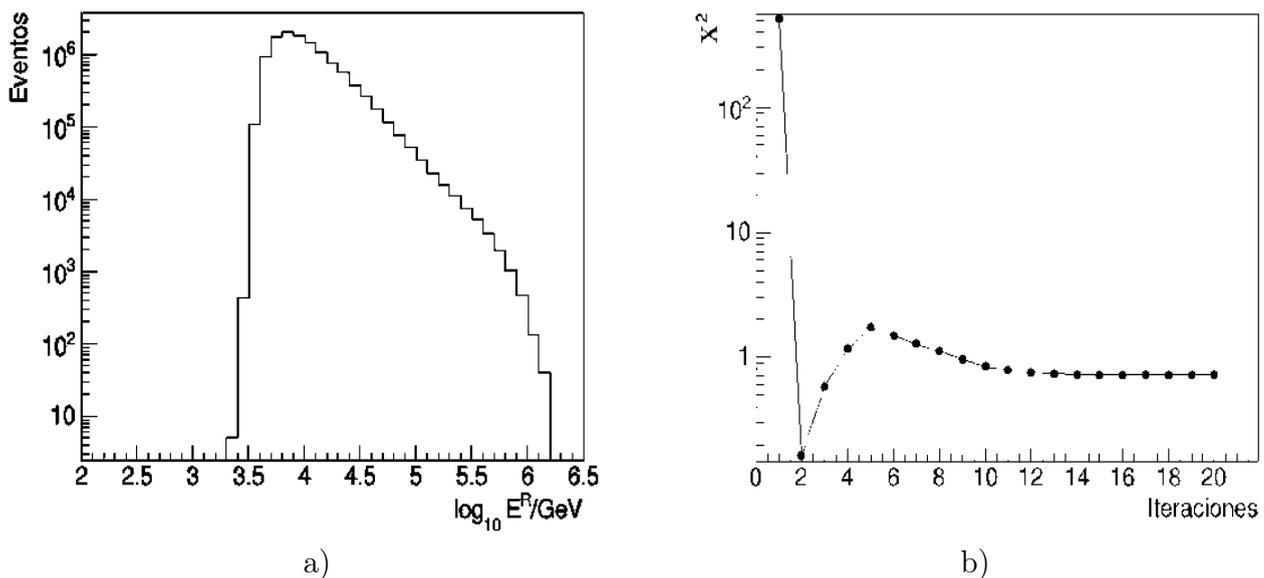


Figura 7.4: a) Histograma de la energa reconstruida,  $N^{light}(E^R)$ , para la muestra experimental de *HAWC* que pas3 el corte  $s_{He-C}$ . b) Criterio de selecci3n para el n3mero de iteraciones requeridas para el m3todo de deconvoluci3n de la reconstrucci3n del espectro de la componente H + He. Despu3s de 10 iteraciones se puede ver que  $\chi^2$  tiene un comportamiento constante, y es as3 como se determina que a partir de 10 iteraciones el m3todo de deconvoluci3n converge.

Finalmente, el espectro de energa de la componente ligera de los rayos c3smicos es estimado con la ec. (6.7), donde  $A_{eff}$  se obtuvo con los datos simulados de acuerdo a la

sección 6.4, ( ver fig. 6.7, derecha). El espectro de energía obtenido,  $\Phi_{exp}^{H+He}$ , se presenta en la figura 7.5.

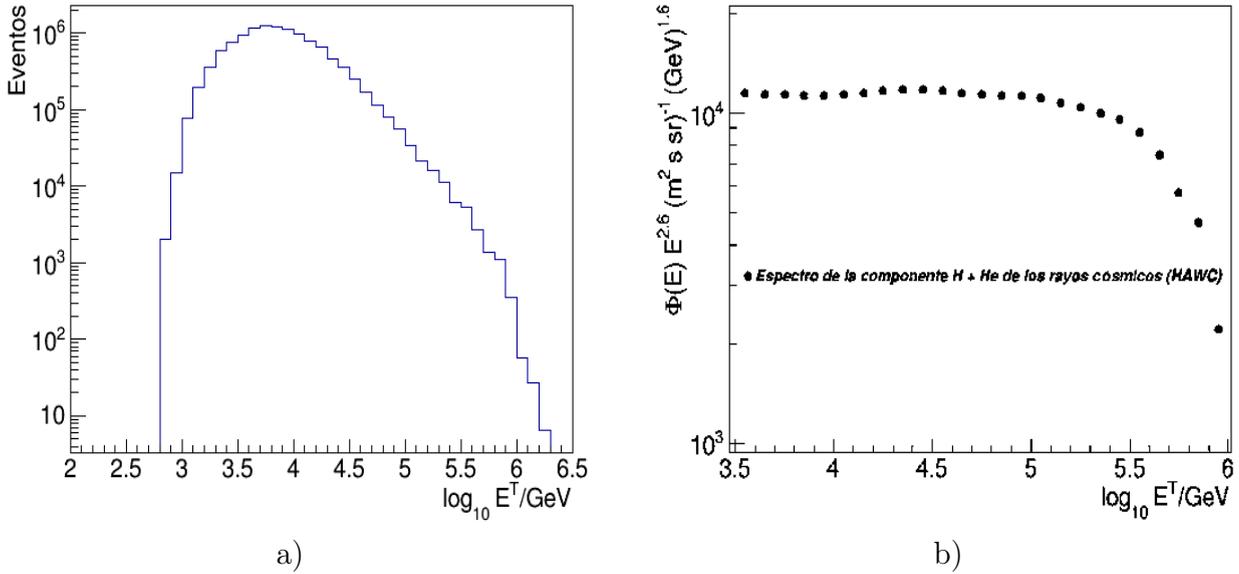


Figura 7.5: a) Distribución de energía para la muestra ligera de los datos experimentales de *HAWC* después de aplicar la deconvolución sobre  $N^{light}(E^R)$ . b) Espectro de la componente H + He de los rayos cósmicos obtenido a partir de los datos experimentales de *HAWC*,  $N^{light}(E^R)$ . Se corrigieron los efectos de migración y eficiencia.

## 7.4. Estimación del espectro de la componente de los protones de los rayos cósmicos

Para estimar el espectro de energía de la componente de protones en los rayos cósmicos, se seleccionó una muestra a partir del conjunto de datos experimentales que tuviera un alto porcentaje de protones. Para seleccionar dicha muestra en los datos experimentales, se utiliza el corte basado en  $s_H$  que fue introducido en la sección 6.5. Los datos que logran pasar dicho corte conforman la componente ligera 2 de los datos experimentales seleccionados. El número total de eventos en la muestra ligera 2 es: 7,135,525. El porcentaje del número de eventos final con respecto a la muestra del espectro total es: 40 %.

Una vez obtenida la submuestra de la componente de protones de los datos experimentales, se construye el histograma de energía (ver fig. 7.6),  $N^{light2}(E^R)$ , respectivo. A esta distribución se le aplica el método de deconvolución bayesiano (ver sección 6.2.1) para corregir los efectos de migración utilizando la matriz de respuesta correspondiente a la submuestra ligera 2, como se muestra en la figura 6.11, izquierda,  $P^{light2}(E^R|E^T)$ , generada con los datos simulados. De acuerdo al criterio de  $\chi^2$  para calcular el número de iteraciones para que el método de deconvolución converja descrito en la sección 6.2.1, se obtuvo que dicho número de iteraciones es 12 (ver fig. 7.6).

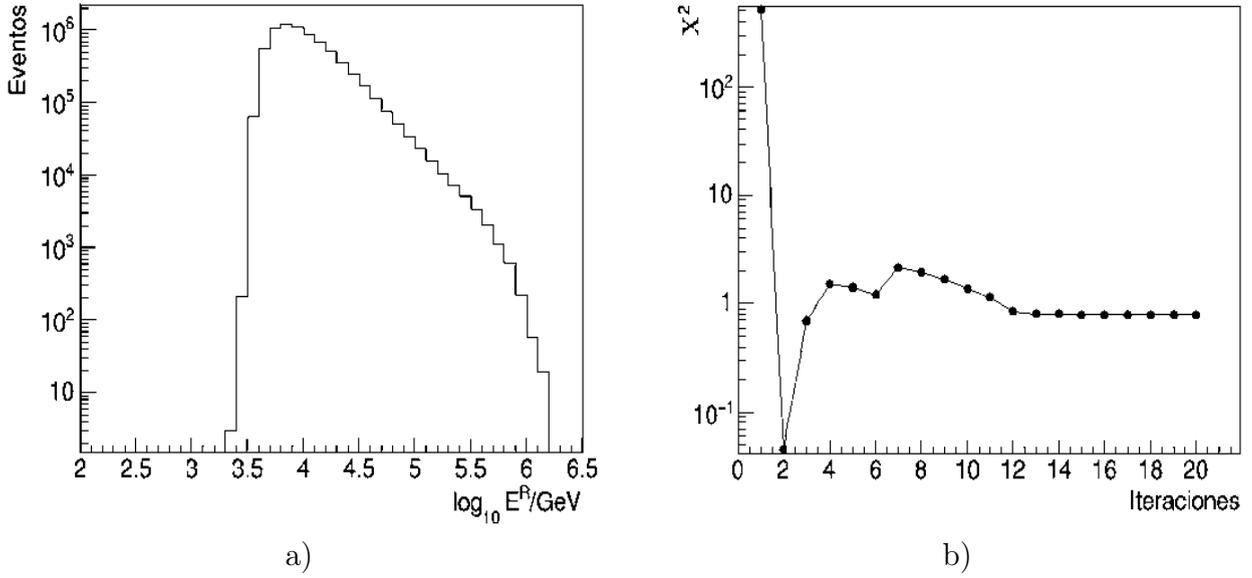
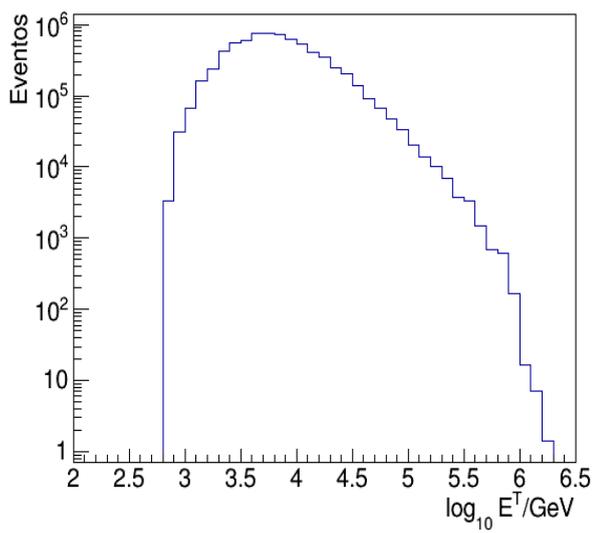
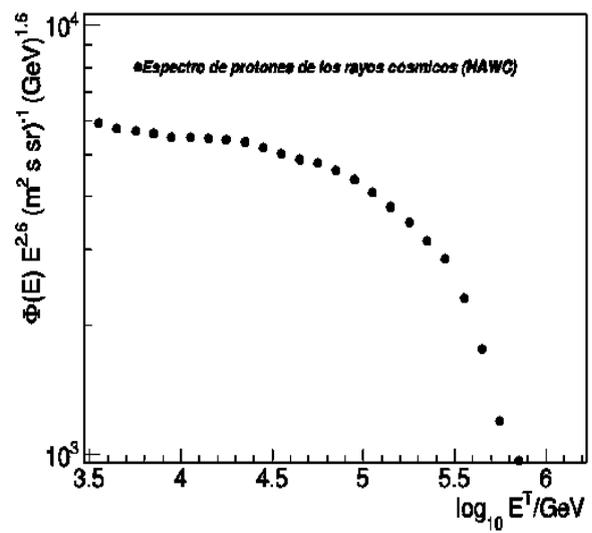


Figura 7.6: a) Histograma de la energía reconstruida,  $N^{light2}(E^R)$ , para la muestra experimental de *HAWC* que pasó el corte  $s_H$ . b) Criterio de selección para el número de iteraciones requeridas para el método de deconvolución de la reconstrucción del espectro de la componente ligera 2. Después de 12 iteraciones se puede ver que  $\chi^2$  tiene un comportamiento constante y, por lo tanto, se determina que el número de iteraciones necesarias para que el método converja es 12.

Finalmente, el espectro de energía de la componente de protones de los rayos cósmicos es estimado con la ec. (6.7), donde  $A_{eff}$  se calculó con los datos simulados *MC* de acuerdo a la sección 6.5 (ver fig. 6.11, derecha). El espectro de energía obtenido,  $\Phi_{exp}^H$ , se grafica en la figura 7.7.



a)



b)

Figura 7.7: a) Distribución de energía de la componente ligera 2 de los datos experimentales de *HAWC* después de aplicar la deconvolución sobre  $N^{light2}(E^R)$ . b) Espectro de la componente de protones en los rayos cósmicos obtenido a partir de los datos experimentales de *HAWC*,  $N^{light2}(E^R)$ .

# Capítulo 8

## Discusión

“If you only read the books that everyone else is reading,  
you can only think what everyone else is thinking.”

-Haruki Murakami, *Norwegian Wood*.

Antes que nada, en la figura 5.12, se puede ver que hay una pérdida de eficiencia a bajas energías  $E \lesssim 10^4$ , y de la figura 7.1 se puede ver que hay un problema en el ajuste en la distribución lateral a altas energías,  $E > 10^5$  GeV. Debido a estos efectos, se hizo una selección de los datos en el rango de energía entre 10 TeV y 100 TeV del espectro total, y para los grupos de masa ligero (H + He), y de protones en los rayos cósmicos.

A continuación se analizan los resultados del espectro de energía total, ligero y de los protones de los rayos cósmicos obtenidos en esta tesis. Además, para cada espectro de energía obtenido con los datos de *HAWC* (este trabajo), se hace una comparación con algunos de los resultados de otros experimentos de mediciones directas e indirectas que trabajan en el mismo rango de energía que *HAWC*.

Como se ha mencionado previamente, la región energética previa a la región de la *rodilla* no ha sido explorada con detalle, precisión y suficiente estadística por los diferentes experimentos de detección de rayos cósmicos (mediciones directas e indirectas), excepto por *GRAPES* y *ARGO-YBJ*. Con los resultados de este trabajo, se verá que con el observatorio *HAWC* se puede de estudiar esta región energética con estadística suficiente (al menos entre 10 TeV y 100 TeV).

### 8.1. Espectro de energía total de los rayos cósmicos

Los resultados obtenidos en este trabajo sobre la reconstrucción del espectro total de energía se muestran en la figura 8.1.

En el espectro total de energía calculado con los datos experimentales de *HAWC* (este trabajo) al parecer se observa una estructura (ver fig. 8.1) a una energía  $E \sim 10^{4.5}$  GeV, lo cual parece indicar un posible cambio en el índice espectral. Esta estructura es tema de estudio actualmente en la colaboración de *HAWC* [108].

En la figura 8.2 se hace una comparación del espectro total de energía de los rayos cósmicos obtenido por *HAWC* con otros resultados experimentales sobre la misma componente. Para la comparación del espectro obtenido con los datos experimentales de *HAWC* se hizo una selección de algunos resultados ( $\sim 20$  años) de mediciones directas e indirectas de otros

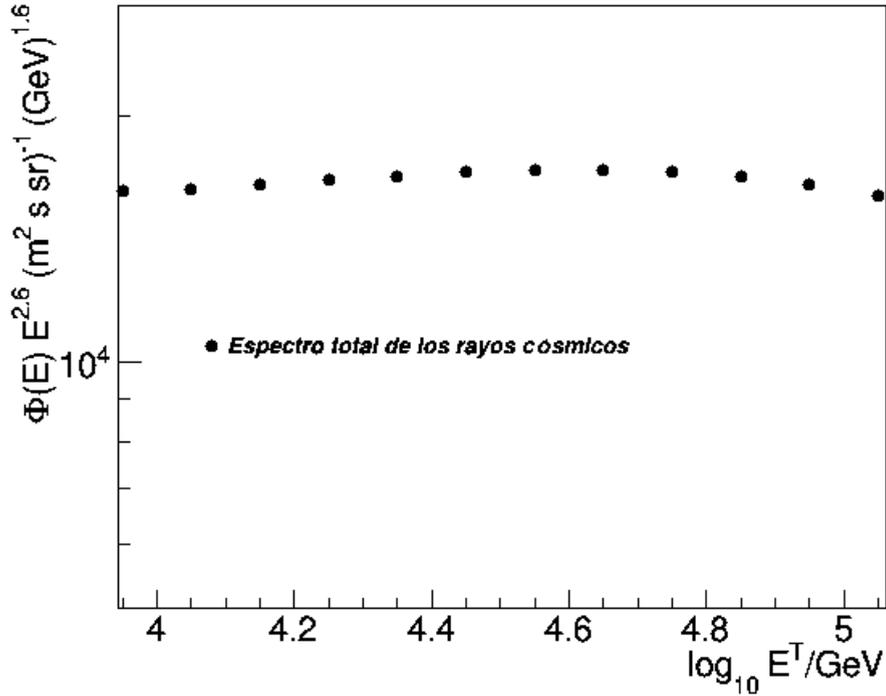


Figura 8.1: Espectro total de energía de los rayos cósmicos estimado en este trabajo con los datos experimentales de *HAWC*.

experimentos sobre el espectro total de los rayos cósmicos. De la figura mencionada se aprecia que el espectro total de energía de los rayos cósmicos obtenido en este trabajo está en acuerdo con los datos experimentales de *ATIC-02* [44] en el rango de energía entre  $10^4$  GeV y  $10^5$  GeV. En comparación, a energías  $E > 10$  TeV, el espectro de energía que obtuvimos tiene mayor intensidad que los resultados del modelo de *CREAM-II* [41] y las mediciones de *RUNJOB* [37].

## 8.2. Espectro de energía de la componente H + He de los rayos cósmicos

En la figura 8.3 se muestra el espectro deconvolucionado de la componente H + He de los rayos cósmicos obtenido en esta tesis.

A una energía  $E \sim 10^{4.5}$  se observa una posible estructura en el espectro de energía de la componente H + He de los rayos cósmicos estimado a partir de los datos experimentales de *HAWC* (este trabajo), como en el espectro total de energía de los rayos cósmicos. Dicha estructura se muestra en la figura 8.3.

Como se muestra en la figura 8.4, el espectro de energía de la componente ligera de los rayos cósmicos obtenido en este trabajo es comparado con una selección de algunos resultados ( $\sim 20$  años) de mediciones directas e indirectas de otros experimentos sobre el espectro de la componente H + He de los rayos cósmicos. Se puede observar que en el rango de energía

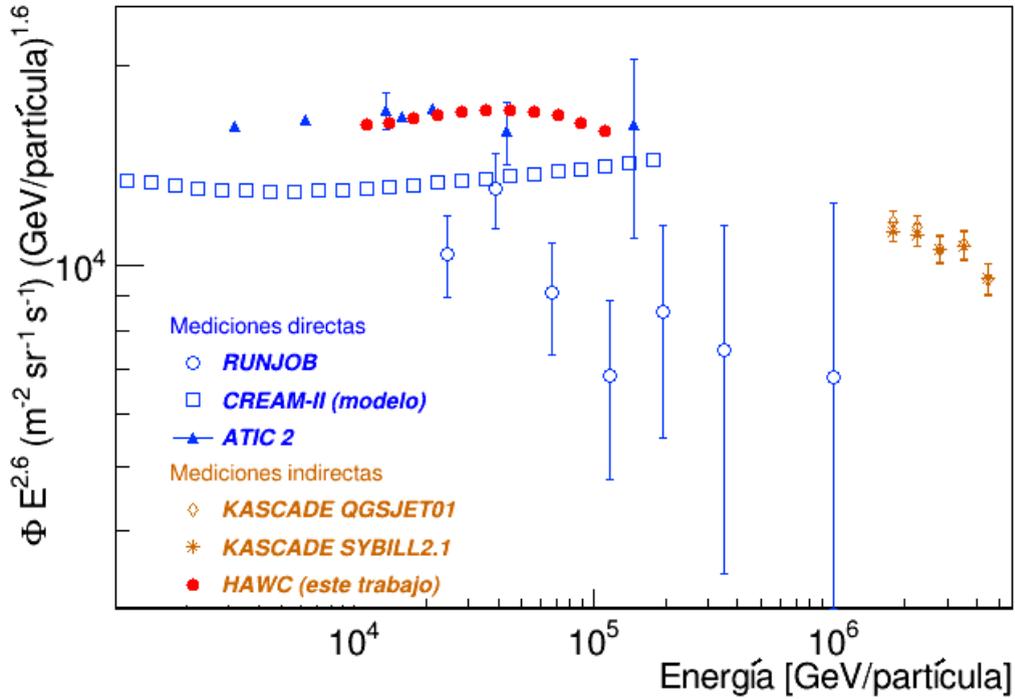


Figura 8.2: Comparación del espectro total de energía de los rayos cósmicos obtenido por *HAWC* (este trabajo) con los resultados obtenidos por otros experimentos de mediciones directas e indirectas. El espectro de energía es multiplicado por una potencia de la energía,  $E^{2.6}$ , para facilitar la comparación con las mediciones obtenidas por otros experimentos. Las mediciones directas fueron tomadas *ATIC-2* (círculos azules) [44], y *RUNJOB* (círculos blancos) [37]. El modelo de referencia para la componente total de *CREAM-II* también fue incluido (cuadrados blancos) [41]. Los datos de mediciones indirectas fueron tomados por *KASCADE* y toman en cuenta diferentes modelos de interacción hadrónica (*SIBYLL 2.1* y *QGSJET 01*) [18]. El error estadístico para el espectro total de energía de los rayos cósmicos es muy pequeño debido al gran número de eventos que se analizaron, y es menor o igual que el tamaño del marcador por lo cual no se alcanza a distinguir.

entre 10 TeV y 30 TeV los resultados obtenidos para la componente  $H + He$  con los datos experimentales de *HAWC* (este trabajo) muestran congruencia con los datos experimentales de *ATIC-02* [44]. En comparación a energías  $E > 10$  TeV, el espectro de energía de *HAWC* se encuentra un poco más arriba que los resultados de *CREAM-I* y *CREAM-II* [38], pero sigue la tendencia de las mediciones de los diferentes experimentos.

### 8.3. Espectro de energía de los protones en los rayos cósmicos

El espectro de energía de protones en los rayos cósmicos que se obtuvo en este trabajo a partir de los datos experimentales de *HAWC* se muestra en la figura 8.5.

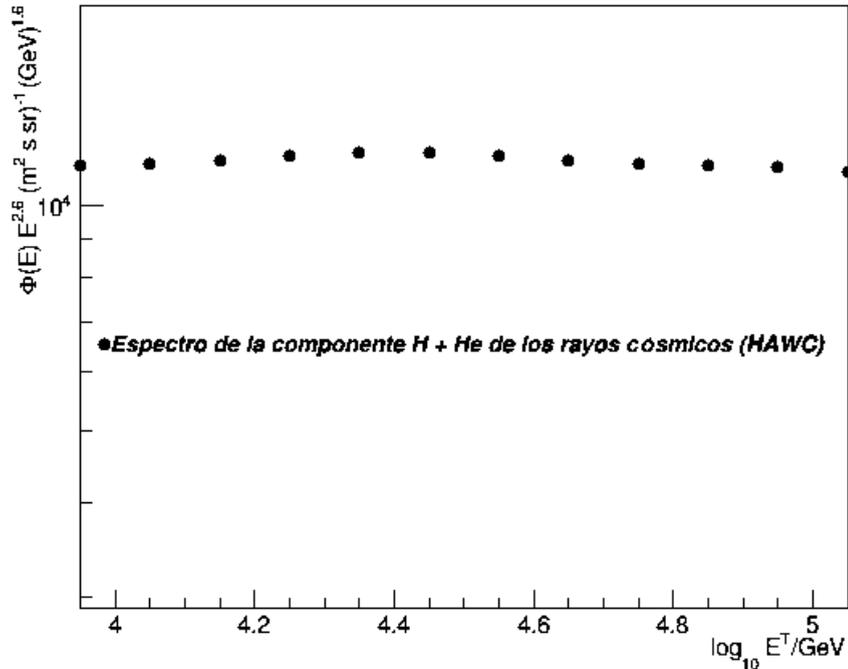


Figura 8.3: Espectro de energía de la componente H + He de los rayos cósmicos estimado en este trabajo con los datos experimentales de *HAWC*.

En el espectro de energía de los protones en los rayos cósmicos estimado a partir de los datos experimentales de *HAWC* (este trabajo) parece también observarse un cambio en la pendiente (ver fig. 8.5), alrededor de  $E \sim 10^{4.4}$  GeV, que podría estar relacionado con la estructura observada en el espectro de energía total y ligero de los rayos cósmicos. Esta posible estructura será tema de análisis en estudios posteriores.

El espectro de energía de la componente de los protones de los rayos cósmicos calculado a partir de los datos experimentales de *HAWC* (este trabajo) es comparado otros resultados experimentales sobre la componente de protones en la figura 8.6. De igual manera, para la comparación del espectro de protones calculado en este trabajo se hizo una selección de algunos resultados de mediciones directas e indirectas del espectro de protones en los rayos cósmicos obtenidos por otros experimentos. El espectro obtenido está en buen acuerdo dentro de los errores estadísticos con el espectro de energía para los protones en los rayos cósmicos estimado por *ATIC-02* y *SOKOL* en el rango de energía entre 10 TeV y 50 TeV. En comparación con los resultados experimentales de *CREAM-I* [38], y *SOKOL* [64], el espectro de energía de la componente de los protones de los rayos cósmicos obtenido por *HAWC* (este trabajo) está también en acuerdo dentro de los errores estadísticos de los experimentos de mediciones directas y es ligeramente mayor que los resultados de *JACEE* [35] y de *RUNJOB* [37], pero sigue la misma tendencia de las mediciones obtenidas por los otros experimentos.

El análisis del espectro de los rayos cósmicos está sujeto a incertidumbres estadísticas y sistemáticas, las cuales se tienen que considerar para obtener una mejor estimación del espectro. Dichas incertidumbres se encuentran bajo estudio por la colaboración *HAWC* [84,

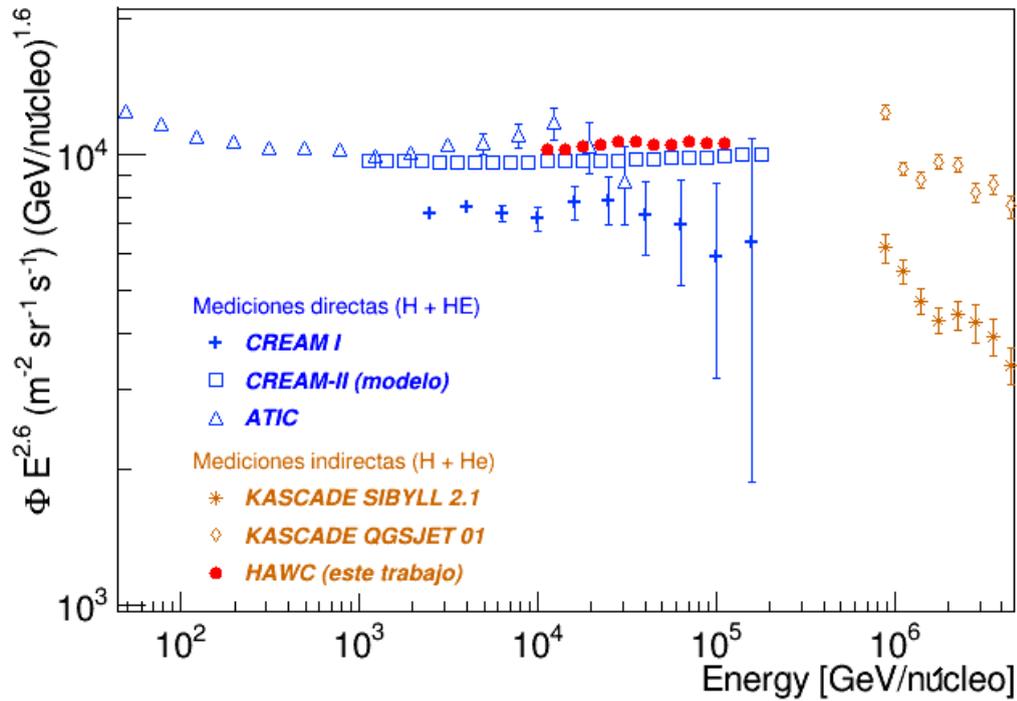


Figura 8.4: Comparación del espectro de energía de la componente ligera (H + He) de los rayos cósmicos obtenido por *HAWC* (este trabajo) con algunos resultados de mediciones directas e indirectas de otros experimentos sobre el espectro de la componente ligera de los rayos cósmicos. El espectro de energía es multiplicado por una potencia de la energía,  $E^{2.6}$ , para facilitar la comparación con las mediciones obtenidas por otros experimentos. Las mediciones directas fueron tomadas por *CREAM I* (cruces azules) [38], y *ATIC-2* (trángulos en blanco) [44]. El modelo de referencia para la componente ligera de *CREAM-II* también fue incluido (cuadrados blancos) [41]. Los datos de mediciones de chubascos atmosféricos fueron tomados por *KASCADE* tomando en cuenta diferentes modelos de interacción hadrónica (*SIBYLL 2.1* y *QGSJET 01*) [18]. El error estadístico para el espectro de energía de la componente H + He de los rayos cósmicos es muy pequeño debido al gran número de eventos que se analizaron, y es menor o igual que el tamaño del marcador por lo cual no se alcanza a distinguir.

85].

Las incertidumbres estadísticas que se pueden tomar en cuenta para la reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos son los errores estadísticos debidos a la matriz de respuesta o el área efectiva. Por otra parte, las principales fuentes de errores sistemáticos en la reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos son:

- Modelo de interacción hadrónico de altas energías utilizado en las simulaciones de las cascadas atmosféricas de partículas.
- Modelo de composición de los rayos cósmicos.

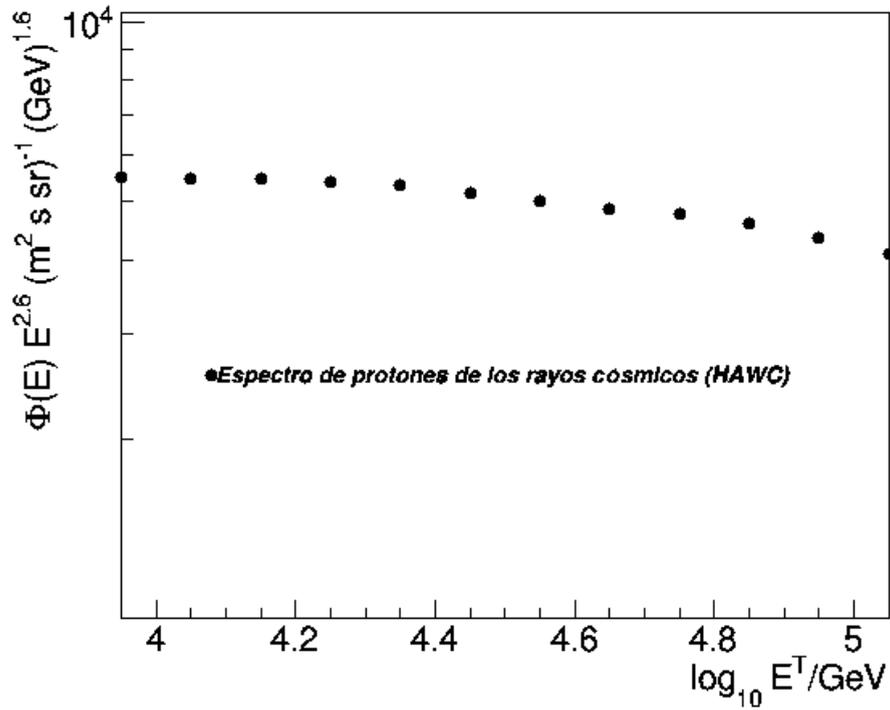


Figura 8.5: Espectro de energía de la componente H + He de los rayos cósmicos estimado con los datos experimentales de *HAWC*.

- La posición del corte que fue aplicado para obtener la submuestra ligera (el corte se encuentra entre las curvas predichas para la componente de He y de C en el espacio de  $s$  vs  $\log_{10} E^R$ ).
- Los errores en el método de deconvolución.
- El desempeño de los *PMTs*.
- Entre otros.

los cuales se encuentran bajo estudio [85, 108].

En general, se puede decir que los resultados del espectro de energía total, ligero y de protones de los rayos cósmicos obtenidos en esta tesis están en buen acuerdo con los resultados de mediciones directas e indirectas obtenidos por otros experimentos, excepto *ATIC-2*. Sin embargo, hay una diferencia en la magnitud de los resultados del espectro obtenidos en esta tesis, los cuales están ligeramente más altos que las mediciones de otros experimentos. Esto podría ser debido al modelo de interacción hadrónico utilizado o al modelo de composición. Estas suposiciones se encuentran bajo investigación.

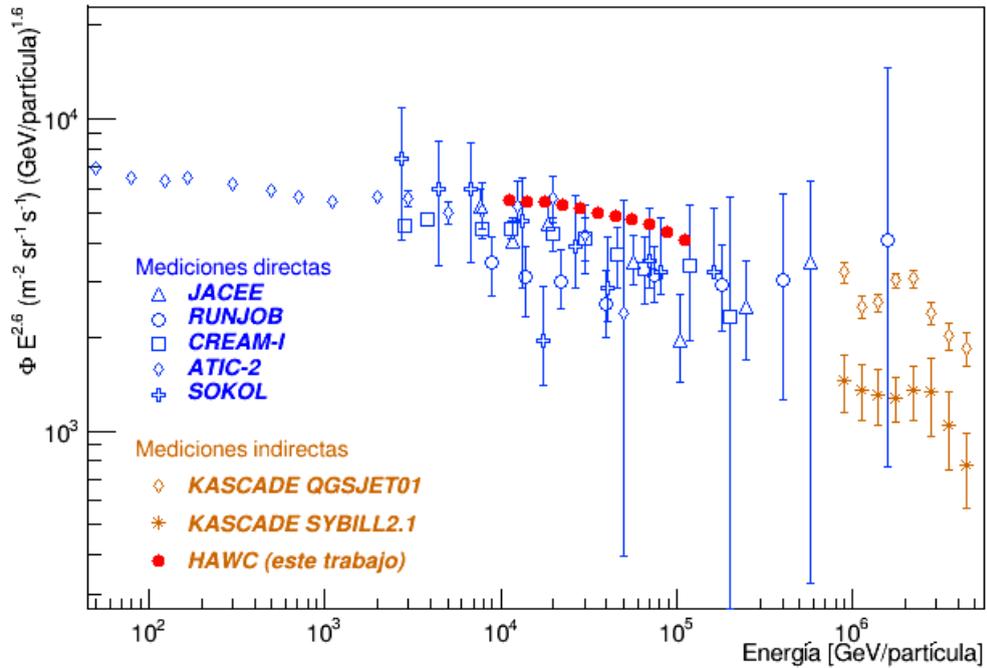


Figura 8.6: Comparación del espectro de energía de la componente de los protones en los rayos cósmicos obtenido por *HAWC* con algunos resultados de mediciones directas e indirectas estimados por otros experimentos sobre la misma componente. El espectro de energía es multiplicado por una potencia de la energía,  $E^{2.6}$ , para facilitar la comparación con las mediciones obtenidas por otros experimentos. Las mediciones directas fueron tomadas por *JACEE* (triángulos en blanco) [35], *RUNJOB* (círculos en blanco) [37], *CREAM I* (cuadrados en blanco) [38], *ATIC-2* (rombos en blanco), y *SOKOL* (cruces en blanco) [64]. Los datos de mediciones indirectas fueron tomados por *KASCADE* y toman en cuenta diferentes modelos de interacción hadrónica (*SIBYLL 2.1* y *QGSJET 01*) [18]. El error estadístico para el espectro de energía de protones en los rayos cósmicos es muy pequeño debido al gran número de eventos que se analizaron, y es menor o igual que el tamaño del marcador por lo cual no se alcanza a distinguir en la figura.

# Capítulo 9

## Conclusiones

*“Ser físico es como ser músico o escritor,  
es una cosa que uno hace por pasión, es como un mal de amor.”*  
-Arturo Menchaca.

De este estudio se obtuvo el espectro de energía total, y de los grupos de masa ligero (H + He) y de protones en los rayos cósmicos usando datos de gran precisión y estadística. Los resultados se encuentran en buen acuerdo dentro de los errores estadísticos con las mediciones de *ATIC-2* en el rango de energía entre 10 TeV y 100 TeV aproximadamente, y tienden a tener una magnitud mayor que la de otros experimentos. Con este estudio se comienza a construir un puente entre los resultados de las mediciones directas e indirectas sobre la composición de los rayos cósmicos, tarea comenzada por *TIBET*, *GRAPES* y *ARGO-YBJ*. Por otra parte, entre 10 TeV y 100 TeV los resultados parecen indicar la presencia de una posible nueva estructura en el espectro de energía total de los rayos cósmicos (señalada en [84]) a una energía  $E \sim 10^{4.5}$  GeV, la cual se encuentra bajo estudio por la colaboración *HAWC*. Lo mismo parece ocurrir para el espectro de energía de H + He y de protones de los rayos cósmicos.

Cabe señalar que esta es una de las primeras estimaciones del espectro de energía de los protones en los rayos cósmicos a bajas energías,  $E = [10^4, 10^5]$  GeV, con un experimento de medición indirecta. Así, los resultados preliminares del espectro demuestran que *HAWC* puede extender el alcance de los experimentos de medición indirecta al rango de energía cubierto por los experimentos de medición directa.

En este trabajo también se calcularon los errores sistemáticos (*bias*) y la resolución para varias observables de chubascos de partículas verticales,  $\theta \leq 16.71^\circ$ , inducidos por hadrones en *HAWC*. Este estudio se extendió a los eventos inclinados,  $\theta > 16.71^\circ$ , con la finalidad de analizar el potencial de incorporar estos eventos en la estimación del espectro y la composición de los rayos cósmicos. Esta es la primera caracterización de la respuesta de *HAWC* en este régimen con los rayos cósmicos.

Para la reconstrucción del espectro de energía total, ligero y de protones de los rayos cósmicos se está trabajando en la estimación de los errores sistemáticos. Entre las principales fuentes de incertidumbres sistemáticas en el procedimiento de la construcción del espectro de energía están el modelo de interacción hadrónico, y la dependencia en la composición de los rayos cósmicos de la matriz de respuesta y el área efectiva. Se tiene planeado, como trabajo a futuro, realizar este tipo de análisis con diferentes modelos de interacción hadrónica y con distintos modelos de composición [85].

Finalmente, con este trabajo se demuestra que *HAWC* tiene el potencial de llevar a cabo estudios de la composición de los rayos cósmicos en el rango de energía entre 10 TeV y 100 TeV.

# Apéndice A

## Trabajo en sitio

“Basic research is what I am doing  
when I don't know what I am doing ”  
-Werrher von Braun.

Como parte del trabajo de tesis, se realizó una visita al sitio del experimento de *HAWC* los días 29, 30 de Junio y 1 de Julio del 2017. Se realizaron actividades conjuntas con un grupo de miembros colaboradores de *HAWC* provenientes de la Universidad Autónoma de Hidalgo (ver fig. A.1) encargado de las labores de monitoreo del nivel de agua de los tanques de *HAWC* y del diagnóstico y mantenimiento de los sensores de profundidad de agua instalados dentro de los *WCDs*. Este grupo está conformado por el Dr. Pedro Miranda Romagnoli y el Dr. Roberto Noriega Papaqui y la estudiante de licenciatura Gabriela López Ruiz. Por parte de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo participamos el estudiante de doctorado, Juan de Dios Álvarez Romero, y Jorge Antonio Morales Soto, quien redacta esta tesis.



Figura A.1: De izquierda a derecha: Dr. Pedro Miranda Romagnoli, Gabriela López Ruiz, Juan de Dios Álvarez Romero y Dr. Roberto Noriega Papaqui.

El trabajo realizado en los días mencionados consistió en el diagnóstico y mantenimiento de los sensores de profundidad de los *WCDs*. El nivel de agua y funcionamiento de cada sensor de profundidad puede ser monitoreado desde una página web interna llamada *HOMER* (*HAWC Observatory Monitoring for Experiment and Reconstruction*) (ver fig. A.2) [109].

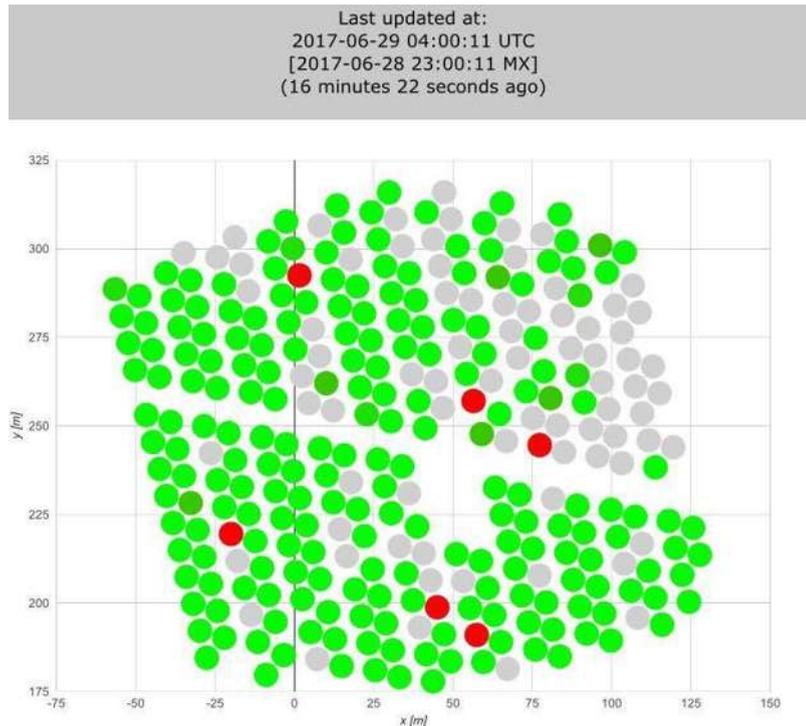


Figura A.2: Diagrama online del monitoreo de los niveles de agua de los *WCD*. Los tanques en color gris presentan mediciones problemáticas (niveles de profundidad negativos, calibración incorrecta, o posible problema con la instrumentación); los tanques en color rojo tienen menos de 4 metros de nivel de agua; los tanques en color verde se encuentran en buen estado. Estos datos corresponden al día 28 de Junio del 2017. El estado actual de cada tanque se puede revisar en [109].

El trabajo inició con la revisión de las conexiones de los sensores de profundidad, identificando los sensores que presentaban fallas. Posteriormente se inspeccionaron los cables de los sensores de profundidad a diagnosticar. La distribución de los cables de los *WCDs* se encuentra por pares y los canales de salida de cada sensor (cada sensor tiene 4 canales de salida, de los cuales únicamente se utilizan 3) están acoplados a un cable de ethernet cat5. Cada cable ethernet contiene la salida de dos sensores de profundidad. El cable ethernet llega a el *Spark Gap*, y de aquí surge otro cable ethernet cat 5 que conecta la señal al *Counting House*. De esta manera, en la terminal del *Counting House* se recibió la señal de dos sensores de profundidad en un mismo canal de entrada. De acuerdo a las mediciones recibidas dentro del *Counting House* se determinaba la posible causa del problema en los sensores de profundidad. Si la medición del sensor era correcta, pero el estado del sensor en *HOMER* se encontraba en color gris, la posible causa podría ser un error en los conectores ubicados dentro del *Counting House*. Si no se recibía ninguna medición era necesario revisar los conectores ubicados en los *WCDs* o la continuidad de la señal desde los *WCDs Spark Gap* y

del *Spark Gap* al *Counting House*.

Ya que se descartó la posibilidad de que la falla se encontrara en los conectores del *Counting House*, se procedió a inspeccionar los conectores de entrada y salida de los sensores de profundidad ubicados en los *WCDs*. Cada *WCD* cuenta con un compartimento exterior, en cuyo interior se pueden revisar los canales del sensor de profundidad antes de su conexión al cable ethernet, como se muestra en la figura A.3.



Figura A.3: (Izquierda) La caja pequeña y la caja grande reciben el nombre de *High Voltage Box (HVB)* y *Configuration Box (CB)* respectivamente. Todos los tanques de agua tienen una *HVB*, pero no todos tienen una *CB*. En cada par de tanques de agua, uno de ellos lleva los cables del sensor de profundidad en la *HVB*, mientras que su compañero los lleva en la *CB*, no pueden llevar los cables en la misma caja. De esta manera, se pueden hacer mediciones de continuidad en el *Counting House* para cada una de las cajas y de esta manera separar las mediciones por tanque. (Derecha) *HVB* vista con la tapa abierta. Por dentro se observan los conectores del cable del sensor de profundidad.

Además, fue necesario comprobar la continuidad de la señal de los sensores de profundidad a través del cableado. El cable ethernet cat 5, al cual se acoplaron los canales del sensor de profundidad, llega a una terminal externa denominada *Spark Gap* (ver fig. A.4), a este cable se le ha denominado cable largo. El *Spark Gap* protege de descargas eléctricas al servidor principal que se encuentra dentro del *Counting House*. El cable ethernet que conecta el *Spark Gap* con el *Counting House* se le conoce como cable corto. En estas terminales se midió la continuidad de la señal de los sensores de profundidad.

## A.1. 29 de Junio, 2017

En el primer día de actividades se realizó el diagnóstico de los tanques en color gris (ver fig. A.2) y se determinó para cada caso si los sensores presentaban algún fallo, si se trataba de algún desperfecto en los conectores, o si se trataba de un problema en el software de monitoreo. Los tanques analizados durante los tres días de trabajo son:



Figura A.4: a) Fotografía del *Spark Gap*. b) Estructura externa del *Counting House*, al frente se observa el conjunto de módulos *Spark Gap* para el equipo electrónico de los *WCDs*.

- |       |       |       |       |       |       |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| ▪ F13 | ▪ G12 | ▪ H8  | ▪ P4  | ▪ T16 | ▪ V6  |
| ▪ F15 | ▪ G13 | ▪ H15 | ▪ S15 | ▪ U6  | ▪ V9  |
| ▪ F16 | ▪ G14 | ▪ I10 | ▪ S16 | ▪ U16 |       |
| ▪ F17 | ▪ G15 | ▪ J10 | ▪ S17 | ▪ V3  | ▪ V10 |
| ▪ G11 | ▪ G16 | ▪ N4  | ▪ T2  | ▪ V5  | ▪ W7  |

El primer paso en el diagnóstico de estos tanques es revisar la continuidad de la señal del sensor de profundidad hasta la terminal que se encuentra en el *Counting House*. Para esto, se tiene que revisar el canal de entrada que llega a las instalaciones del *Counting House* por medio de un medidor de nivel de profundidad. Este medidor se conecta al canal de entrada (ver fig. A.5) y si se recibe una medición distinta de cero se asume que existe continuidad en la señal desde el sensor de profundidad hasta la terminal del *Counting House* así que el fallo en el diagnóstico se puede deber a un error en el software de monitoreo; en caso contrario, si la medición es igual 0.00 m o arroja un mensaje de error se asume que no hay continuidad y el error se puede localizar en el sensor de profundidad, en los conectores del cable largo o corto, o se tratase a un corto circuito en la alimentación del sensor de profundidad.

Los tanques cuya medición de profundidad fue igual a cero en los canales de entrada en la terminal del *Counting House* fueron seleccionados para realizar un análisis más detallado y determinar la posible causa del fallo. Para esto, fue necesario ir a dichos tanques, ubicar si los cables del sensor de profundidad se encontraban en la *HVB* o en la *CB*, una vez detectado el paso se procedió a conectar el medidor de profundidad de agua y si la medición resultaba ser 0.00 otra vez, se asumía que el sensor de profundidad estaba descompuesto; en caso de que el medidor indicara una lectura de la profundidad distinta de cero, se asumía que existía un problema en la continuidad de alguno de los cables (largo o corto); en caso de que el

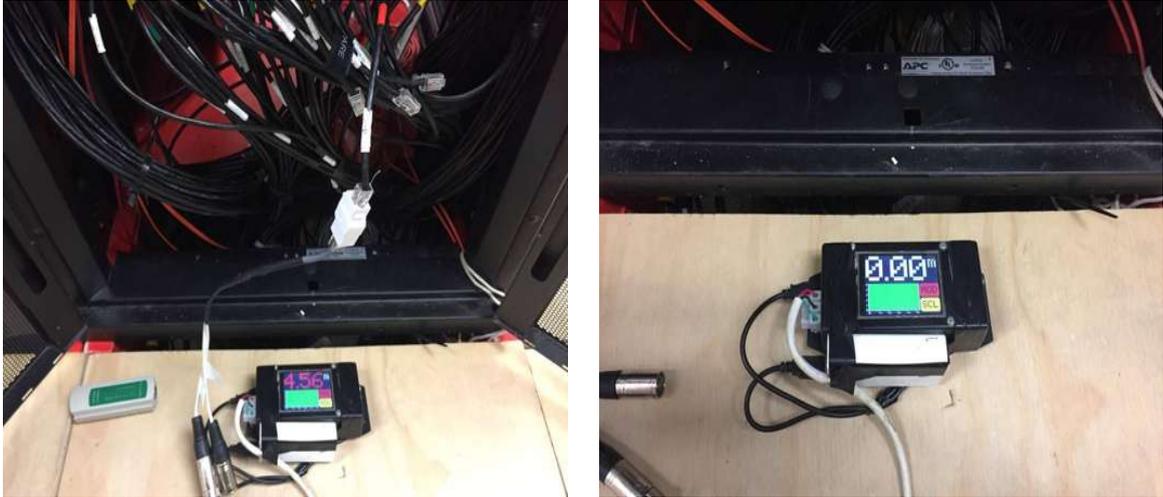


Figura A.5: Se selecciona el cable de llegada del tanque a diagnosticar en el *Counting House*. Recordando que este canal de salida tiene la información de dos sensores de profundidad, se tiene que identificar a que *WCD* corresponde la lectura. El cable (o canal de llegada) es conectado a un adaptador que separa los pines del cable ethernet cat5 y los etiqueta como *HVB* y *CB*, pero no se tiene la certeza al momento de hacer la medición de que tanque se trata específicamente. Para determinar de que tanque se trata es necesario hacer la medición de la lectura del sensor de profundidad directo al tanque y verificar que la medición coincida con la obtenida en el *Counting House*.

medidor arrojará un mensaje de error, se asumía que el sensor presentaba un corto circuito en la fuente de alimentación eléctrica.

Para revisar la continuidad de los cables largo y corto es necesario revisar los módulos de entrada y salida correspondientes a cada tanque en el *Spark Gap*. Para esto se conecta un medidor de continuidad que está compuesto por dos partes, cada una de ellas se conecta a cada extremo del tanque. Una vez conectado el medidor de continuidad de manera apropiada, este manda un impulso eléctrico a través del cable y es mandado de vuelta por el otro extremo. En caso de que el cable no presente ninguna falla, el impulso debe viajar si problemas de un extremo a otro ida y vuelta, en caso de presentar algún problema con alguno de los canales del cable ethernet, el medidor lo indica.

Continuando con las actividades del primer día, se dio mantenimiento a los módulos del *Spark Gap*, ya que al revisar la continuidad de los cables largo y corto se detectó que en muchos conectores y módulos de entrada y salida de la terminal del *Spark Gap* había presencia de óxido, humedad y sarro (ver fig. A.6).

## A.2. 30 de Junio, 2017

En el segundo día de actividades en el sitio, se continuó con el diagnóstico de los tanques en la parte Norte y Sur del observatorio, así como la limpieza de los módulos de entrada y salida del *Spark Gap* (ver fig. A.7). Específicamente se realizó el diagnóstico de los sensores de profundidad de los tanques: G16, I10, N4, T16, S17, U6, U16, W7.

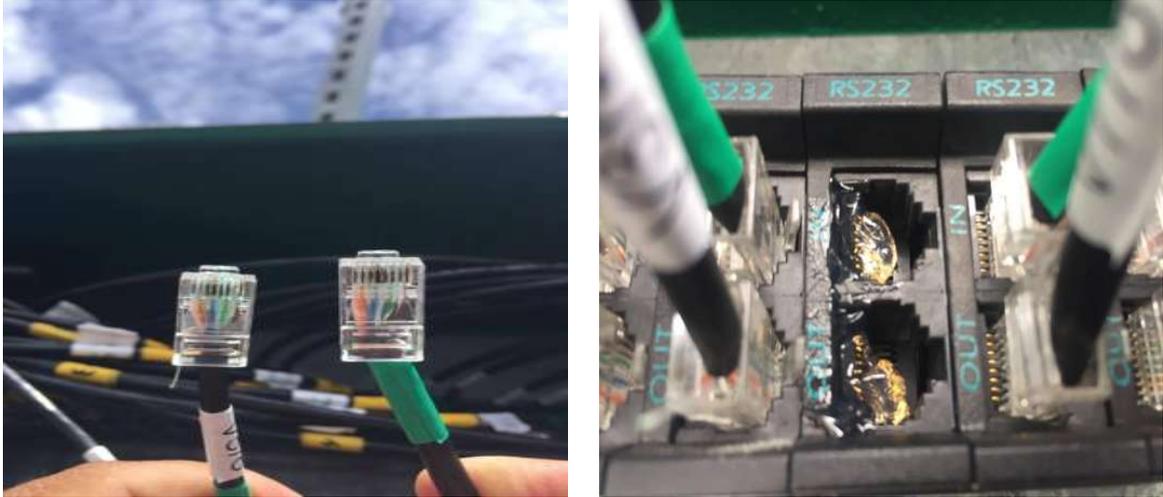


Figura A.6: (Izquierda) En esta imagen se observa la presencia de óxido en los extremos de los conectores. En los tres días de actividades en el sitio, se realizó la limpieza de los conectores que presentaban óxido o sarro, los conectores que tenían mucha corrosión fueron reemplazados por nuevos conectores. (Derecha) Una vez que los módulos de entrada y de salida estaban limpios, se colocaron de vuelta en su lugar y se les aplicó una capa de gel protector anticorrosivo.

Se encontró que el sensor de profundidad del *WCD* W7 estaba descompuesto, ya que no arrojó lectura del nivel de profundidad. Los tanques T16 y U16 presentaron corto circuito en la alimentación eléctrica del sensor de profundidad.

El conector del cable corto del *WCD* S17 se reemplazó debido a que el nivel de corrosión era muy avanzado. Adicional a la limpieza de los módulos de entrada y salida del *Spark Gap*, se protegió dichos módulos con gel anticorrosivo. La aplicación de este gel no se había realizado antes en las conexiones del *Spark Gap*, esto se encuentra en etapa de prueba y se espera ver resultados favorables.

### A.3. 1 de Julio, 2017

En el último día de actividades en el sitio, se hizo el diagnóstico del sensor de profundidad de los *WCD*: H15, F13, F15, F16, F17, G11, G12, G13, G14, G15. La mayoría de estos sensores presentó problemas con la alimentación eléctrica. Los sensores que no presentaron este problema fueron los tanques F12, F13, G11; los demás sensores fueron desconectados y las conexiones fueron aisladas para protegerlas de la humedad y el agua que se pudiera llegar a filtrar a través del empaque protector de las cajas *HVB* y *CB*.

Con esto termina el reporte de las actividades en el sitio. El clima durante los días mencionados fue muy favorable y facilitó el trabajo de campo en los *WCD*.

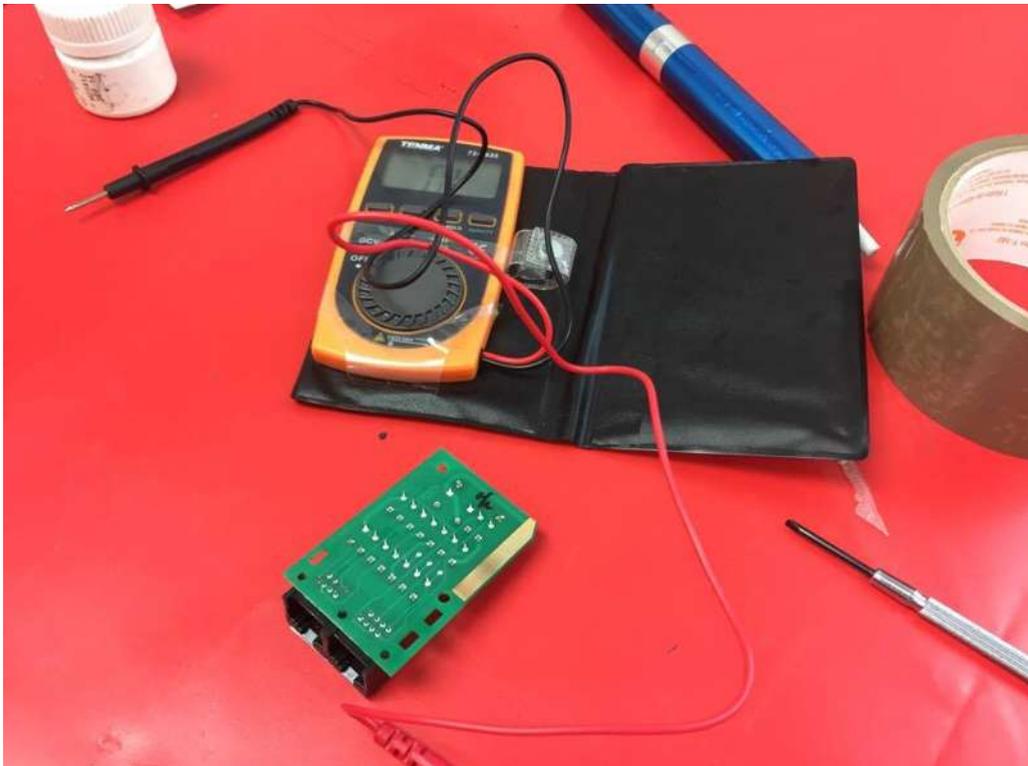


Figura A.7: Los módulos de entrada y salida del *Spark Gap* son desmontables. Los módulos que eran desmontados se llevaban al interior del *Counting House* para la limpieza de sus componentes y la eliminación del sarro y el óxido. Una vez limpios se volvían a montar en el *Spark Gap*.

# Bibliografía

- [1] van Leest antiques. (2017). Imagen espectroscopio, dirección: <http://www.vanleestantiques.com/product/kolbes-electrometer-c-1890/> (citado en la pág. 2).
- [2] M. Bertolotti, “Celestial Messengers”. Springer Berlin Heidelberg, 2013, ISBN: 978-3-642-28370-3 (citado en las págs. 2, 4).
- [3] V. F. Hess, “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten”, *Physikalische Zeitschrift*, vol. 13, págs. 1084-1091, nov. de 1912 (citado en la pág. 3).
- [4] M. Kachelrieß, “Lecture Notes on High Energy Cosmic Rays”, *17.th Jyväskylä Summer School*, ago. de 2007 (citado en las págs. 3, 4, 48).
- [5] P. Biermann y G. Sigl, “Introduction to Cosmic Rays”, vol. 576, págs. 1-26, 2002. DOI: 10.1007/3-540-45615-5\_1. arXiv: 0202425 [astro-ph] (citado en las págs. 3, 9-12).
- [6] W. Baade y F. Zwicky, “Cosmic Rays from Super-Novae”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 20, n.º 5, pág. 259, 1934. DOI: 10.1073/pnas.20.5.259 (citado en la pág. 4).
- [7] CERN. (2017). CERN Timeline, dirección: <http://timeline.web.cern.ch/timelines/Cosmic-rays> (citado en la pág. 4).
- [8] Getty Images. (1999), dirección: <http://www.pnas.org/content/20/5/259.extract> (citado en la pág. 6).
- [9] C. D. Anderson, “The positive electron”, *The Physical Review*, vol. 43, 1933 (citado en la pág. 7).
- [10] N. Hilberry, “Extensive Cosmic-Ray Showers and the Energy Distribution of Primary Cosmic Rays”, *The Physical Review*, vol. 60, n.º 1, 1941 (citado en la pág. 8).
- [11] Particle Data Group, C. Patrignani et al. “Review of Particle Physics”, *Chinese Physics C*, vol. 40, pág. 10001, 2016. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001 (citado en las págs. 8, 9, 33, 43).
- [12] E. Fermi, “On the Origin of the Cosmic Radiation”, *Physical Review*, vol. 75, n.º 8, 1949 (citado en la pág. 8).
- [13] K.-H. Kampert y A. A. Watson, “Extensive air showers and ultra high-energy cosmic rays: a historical review”, *The European Physical Journal H*, vol. 37, n.º 3, págs. 359-412, 2012, ISSN: 2102-6467. DOI: 10.1140/epjh/e2012-30013-x (citado en las págs. 8, 35).

- [14] Helmholtz Alliance for Astroparticle Physics. (2017), dirección: <http://www.hap-astroparticle.org/184.php> (citado en la pág. 9).
- [15] S. Thoudam, J. P. Rachen, A. van Vliet et al. “Cosmic-ray energy spectrum and composition up to the ankle - the case for a second Galactic component”, *Astronomy & Astrophysics*, vol. 595, pág. 23, 2016, ISSN: 14320746. DOI: 10.1051/0004-6361/201628894. arXiv: 1605.03111 (citado en la pág. 10).
- [16] D. R. Bergman y J. W. Belz, “Cosmic rays: the Second Knee and beyond”, *Journal of Physics G: Nuclear and ...*, vol. 34, n.º 1912, 2007, ISSN: 0954-3899. DOI: 10.1088/0954-3899/34/10/R01. arXiv: 0704.3721 (citado en la pág. 10).
- [17] P. K. F. Grieder, “Extensive Air Showers”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010, vol. 1, pág. 1118, ISBN: 978-3-540-76940-8. DOI: 10.1007/978-3-540-76941-5 (citado en las págs. 10, 12, 34-36, 43, 48, 55).
- [18] T. Antoni, W. Apel, A. Badea et al. “KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems”, *Astroparticle Physics*, vol. 24, n.º 1-2, págs. 1-25, 2005, ISSN: 0927-6505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2005.04.001 (citado en las págs. 10, 40, 99, 101, 103).
- [19] J. C. Arteaga-Velázquez, “The KASCADE-Grande experiment: measurements of the all-particle energy spectrum of cosmic rays”, *XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions ISVHECRI 2010*, arXiv: arXiv:1009.4716v1 (citado en la pág. 10).
- [20] E. Chaisson y S. McMillan, “Astronomy Today”. Pearson, 2014, ISBN: 0321901673 (citado en la pág. 10).
- [21] S. G. Mashnik, “On Solar System and Cosmic Rays Nucleosynthesis and Spallation Processes”, *Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-00-3658*, 2000. arXiv: 0008382v1 [arXiv:astro-ph] (citado en la pág. 11).
- [22] P. Maestro, “Cosmic rays: direct measurements”, en *The 34th International Cosmic Ray Conference*, PoS - Proceedings of Science, 2015. arXiv: 1510.07683 (citado en la pág. 11).
- [23] E. Fermi, “On the Origin of the Cosmic Radiation”, *Phys. Rev.*, vol. 75, págs. 1169-1174, 8 abr. de 1949. DOI: 10.1103/PhysRev.75.1169 (citado en la pág. 13).
- [24] M. S. Longair y Malcolm S. Longair, “High Energy Astrophysics, 3rd edn., by Malcolm S. Longair”. 2011, pág. 880, ISBN: 978-0-521-75618-1. DOI: 10.1080/00107514.2011.647089. eprint: 9903263 (astro-ph) (citado en las págs. 13, 14, 54).
- [25] M. Bustamante, G. D. C. Montoya, W. De Paula et al. “High-energy cosmic-ray acceleration”, *2009 CERN-Latin-American School of High-Energy Physics, CLASHEP 2009 - Proceedings*, págs. 533-539, 2010 (citado en la pág. 13).
- [26] B. Dawson, “Ultra-High Energy Cosmic Rays Ultra-High Energy Cosmic Rays”, vol. 35, n.º 6, págs. 1845-1861, 2009. DOI: 10.5170/CERN-2015-001.169. arXiv: 1604.07584 (citado en las págs. 14, 16).
- [27] A. M. Hillas, “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 22, págs. 425-444, sep. de 1984 (citado en la pág. 14).

- [28] M. Ahlers, L. A. Anchordoqui, J. Becker et al. *FERMILAB-FN-0847-A, YITP-SB-10-01.*, 2010 (citado en la pág. 15).
- [29] T. K. Gaisser, “Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric muon charge ratio”, *Astroparticle Physics*, vol. 35, n.º 12, págs. 801-806, 2012, ISSN: 09276505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.02.010. arXiv: 1111.6675 (citado en las págs. 14, 16).
- [30] M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat et al. “Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”, vol. 211101, n.º November, págs. 1-9, 2015. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.211101 (citado en las págs. 15, 61).
- [31] G. Morlino, “High Energy Cosmic Rays From Supernovae”, págs. 1-25, arXiv: arXiv:1611.10054v1 (citado en la pág. 16).
- [32] J. A. Aguilar, “Particle Astrophysics Lecture 3”, *Université Libre de Bruxelles*, (citado en la pág. 17).
- [33] (2014). Proton Series, dirección: <https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/missions/proton.html> (citado en la pág. 19).
- [34] D. Hillger y G. Toth. (2017). Proton-series satellites, dirección: <http://rammb.cira.colostate.edu/dev/hillger/Proton.htm> (citado en la pág. 20).
- [35] K. Asakimori, T. H. Burnett, M. L. Cherry et al. “Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment”, *The Astrophysical Journal*, vol. 502, n.º 1, págs. 278-283, 1998, ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/305882 (citado en las págs. 19, 20, 22, 23, 100, 103).
- [36] A. Apanasenko, V. Sukhadolskaya, V. Derbina et al. “Composition and energy spectra of cosmic-ray primaries in the energy range 1013–1015 eV/particle observed by Japanese–Russian joint balloon experiment”, *Astroparticle Physics*, vol. 16, n.º 1, págs. 13-46, oct. de 2001, ISSN: 09276505. DOI: 10.1016/S0927-6505(00)00163-8 (citado en las págs. 19, 40).
- [37] V. A. Derbina, V. I. Galkin, M. Hareyama et al. “Cosmic-Ray Spectra and Composition in the Energy Range of 10-1000 TeV per Particle Obtained by the RUNJOB Experiment”, *The Astrophysical Journal*, vol. 628, n.º 1, págs. L41-L44, 2005. DOI: 10.1086/432715 (citado en las págs. 19, 20, 22, 23, 40, 98-100, 103).
- [38] Y. S. Yoon, H. S. Ahn, P. S. Allison et al. “Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra from the First CREAM Flight”, *The Astrophysical Journal*, vol. 728, n.º 2, pág. 8, feb. de 2011. DOI: 10.1088/0004-637X/728/2/122. arXiv: 1102.2575 (citado en las págs. 23-25, 40, 61, 99-101, 103).
- [39] CREAM collaboration. (2004). Imagen CREAM, dirección: <http://cosmicray.umd.edu/cream/> (citado en la pág. 24).
- [40] H. S. Ahn, P. Allison, M. G. Bagliesi et al. “Discrepant Hardening Observed in Cosmic-ray Elemental Spectra”, *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 714, n.º 1, pág. L89, 2010 (citado en la pág. 24).

- [41] H. S. Ahn, P. Allison, M. G. Bagliesi et al. “Energy Spectra of Cosmic-Ray Nuclei At High Energies”, *The Astrophysical Journal*, vol. 707, n.º 1, págs. 593-603, 2009, ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1088/0004-637X/707/1/593. arXiv: 0911.1889 (citado en las págs. 24, 26, 61, 68, 98, 99, 101).
- [42] A. D. Panov, J. H. Adams, H. S. Ahn et al. “The energy spectra of heavy nuclei measured by the ATIC experiment”, *Advances in Space Research*, vol. 37, n.º 10, págs. 1944-1949, 2006, ISSN: 02731177. DOI: 10.1016/j.asr.2005.07.040 (citado en la pág. 25).
- [43] A. D. Panov, J. H. Adams y H. S. Ahn, “The results of ATIC-2 experiment for elemental spectra of cosmic rays”, págs. 1-7, arXiv: 0612377v1 [arXiv:astro-ph] (citado en las págs. 25, 27).
- [44] A. D. Panov, J. H. Adams, H. S. Ahn et al. “Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of ATIC-2 experiment: Final results”, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 73, n.º 5, págs. 564-567, 2009, ISSN: 1062-8738. DOI: 10.3103/S1062873809050098. arXiv: 1101.3246 (citado en las págs. 26, 40, 98, 99, 101).
- [45] Y. Yu, Z. Sun, H. Su et al. “The Plastic Scintillator Detector at DAMPE”, 2017. arXiv: 1703.00098 (citado en la pág. 28).
- [46] V. S. Gallo, “Studies on Helium flux with DAMPE”, *35<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference*, 2017 (citado en la pág. 28).
- [47] E. Atkin, V. Bulatov, V. Dorokhov et al. “The NUCLEON space experiment for direct high energy cosmic rays investigation in TeV – PeV energy range”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, págs. 189-196, ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2014.09.079 (citado en la pág. 29).
- [48] A. Turundaevsky, “Energy spectra of protons and helium nuclei measured by the cosmic ray NUCLEON experiment”, *35<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference*, 2017 (citado en la pág. 30).
- [49] P. S. Marrocchesi, “CALET: A calorimeter-based orbital observatory for High Energy Astroparticle Physics For the CALET Collaboration”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, vol. 692, n.º 2012, págs. 240-245, 2014, ISSN: 0168-9002 (citado en la pág. 30).
- [50] CALET-USA. (2014). CALET Equipment and Instrumentation, dirección: <http://calet.phys.lsu.edu/Instrumentation.php> (citado en la pág. 31).
- [51] P. S. Marrocchesi, “Observation of Protons and Light Nuclei with CALET: Analysis and Preliminary Results”, *35<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference*, 2017 (citado en las págs. 31, 32).
- [52] M. Bertaina, G. Battistoni, S. Muraro et al. “The cosmic ray primary spectrum in the transition region between direct and indirect measurements (10 TeV - 10 PeV)”, *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 120, n.º 6, pág. 62023, 2008. DOI: 10.1088/1742-6596/120/6/062023 (citado en la pág. 34).

- [53] C. Zeitlin y D. Ph, “Cosmic Ray Detectors : Principles of Operation and a Brief Overview of ( Mostly ) U . S . Flight Instruments”, págs. 4-30, 2012 (citado en la pág. 34).
- [54] P. Sokolsky, “Final Results from the High solution Fly’s Eye (HiRes) Experiment”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 212-213, págs. 74-78, 2011, ISSN: 09205632. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2011.03.010 (citado en la pág. 36).
- [55] P. Montini y S. M. Mari, “The bending of the proton plus helium flux in primary cosmic rays measured by the ARGO-YBJ experiment in the energy range from 20 TeV to 5 PeV”, págs. 1-12, 2016. arXiv: 1608.01389 (citado en la pág. 37).
- [56] B. Bartoli, P. Bernardini, X. J. Bi et al. “Cosmic ray proton plus helium energy spectrum measured by the ARGO-YBJ experiment in the energy range 3-300 TeV”, *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, vol. 91, n.º 11, págs. 1-18, 2015, ISSN: 15502368. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.112017. arXiv: 1503.07136 (citado en la pág. 37).
- [57] T. Antoni, W. D. Apel, F. Badea et al. “The cosmic-ray experiment KASCADE”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 513, n.º 3, págs. 490-510, 2003, ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)02076-X (citado en la pág. 37).
- [58] Karlsruhe Institute of Technology. (2014). KASCADE-Grande web site, dirección: <http://www.ikp.kit.edu/kascade/english/index.php> (citado en la pág. 38).
- [59] G. Di Sciascio, “The LHAASO experiment: From Gamma-Ray Astronomy to Cosmic Rays”, *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 279-281, págs. 166-173, 2016, ISSN: 24056014. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2016.10.024. arXiv: 1602.07600 (citado en la pág. 38).
- [60] S. Vernetto, “Gamma Ray Astronomy with LHAASO”, *XIV International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP)*, 2016. DOI: 10.1088/1742-6596/718/5/052043 (citado en la pág. 39).
- [61] nature. (2017). Chinese mountain observatory to probe cosmic-ray origins, dirección: <https://www.nature.com/news/chinese-mountain-observatory-to-probe-cosmic-ray-origins-1.21631> (citado en la pág. 39).
- [62] IPN. (2017). Institut de Physique Nucléaire ORSAY web site, dirección: <http://ipnwww.in2p3.fr/Astroparticules?date=2017-05&lang=en> (citado en la pág. 39).
- [63] N. L. Grigorov, “Studying High-Energy Particles on Proton Space Station”, *Izvestiya Akademii Nauk SSR, Seriya Fizicheskaya*, vol. 33, n.º 3, pág. 1469, 1969, ISSN: 0367-6765 (citado en la pág. 40).
- [64] I. P. Ivanenko, “Energy spectra of different cosmic-ray components at energies higher than 2 TeV measured by the SOKOL facility”, *Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk. Seriya Fizicheskaya*, vol. 57, págs. 76-79, 1993 (citado en las págs. 40, 100, 103).
- [65] Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas. (2011), dirección: <http://www.iteda.cnea.gov.ar/?q=node/28> (citado en la pág. 42).

- [66] C. Grupen, “Astroparticle Physics”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005, vol. 1, ISBN: 978-3-540-25312-9. DOI: 10.1007/3-540-27670-X (citado en la pág. 43).
- [67] T. Pierog, R. Engel y D. Heck, “Impact of uncertainties in hadron production on air-shower predictions”, *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 56, n.º SUPPL. 1, págs. 1-12, 2006, ISSN: 00114626. DOI: 10.1007/s10582-006-0152-0. arXiv: 0602190 [astro-ph] (citado en las págs. 44-46).
- [68] C. Meurer, J. Blümer, R. Engel et al. “Muon production in extensive air showers and its relation to hadronic interactions”, *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 56, n.º SUPPL. 1, págs. 1-9, 2006, ISSN: 00114626. DOI: 10.1007/s10582-006-0156-9. arXiv: 0512536 [astro-ph] (citado en la pág. 45).
- [69] J. Ranft, “DPMJET version II.5, code manual”, 2008. arXiv: 9911232v1 (citado en la pág. 46).
- [70] S. Ostapchenko y D. Heck, “Hadronic Interactions in QGSJET-II : Physics and Results”, *29th International Cosmic Ray International COntference*, págs. 135-138, 2005 (citado en las págs. 46, 61).
- [71] F. Riehn y T. K. Gaisser, “A new version of the event generator Sibyll”, 2015. arXiv: arXiv:1510.00568v1 (citado en la pág. 46).
- [72] T. Pierog, J. M. Katzy, E. Yatsenko et al. “EPOS LHC : test of collective hadronization with LHC data”, vol. 5, arXiv: arXiv:1306.0121v2 (citado en la pág. 46).
- [73] A. Ferrari, P. R. Sala y J. Ranft, “FLUKA: a multi-particle transport code”, n.º October 2005, 2011 (citado en las págs. 47, 61).
- [74] H. Fesefeldt, “The simulation of hadron showers RWTH Aachen Report”, *PITHA*, 1985 (citado en la pág. 47).
- [75] P. Lipari, “The Concepts of “Age” and “Universality” in Cosmic Ray Showers”, págs. 1-27, arXiv: arXiv:0809.0190v1 (citado en la pág. 47).
- [76] K. Kamata y J. Nishimura, “The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers”, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, vol. 6, págs. 93-155, 1958. DOI: 10.1143/PTPS.6.93. eprint: /oup/backfile/content\_public/journal/ptps/6/10.1143/ptps.6.93/2/6-93.pdf (citado en las págs. 49, 58, 60).
- [77] K. Greisen, “Cosmic Ray Showers”, *Annual Review of Nuclear Science*, vol. 10, n.º 1, págs. 63-108, 1960. DOI: 10.1146/annurev.ns.10.120160.000431. eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.10.120160.000431> (citado en las págs. 49, 58).
- [78] A. Tapia, D. Melo, F. Sánchez et al. “The lateral shower age parameter as an estimator of chemical composition”, 2013. arXiv: arXiv:1309.3536v1 (citado en la pág. 49).
- [79] A. U. Abeysekara et al, “The Sensitivity of HAWC to Steady and Transient Sources of Gamma Rays: Contributions to ICRC 2013”, 2013. arXiv: arXiv:1310.0071v1 (citado en la pág. 51).
- [80] M. Mostafa et al, “The High Altitude Water Cherenkov Observatory”, *Proc. of the 33rd ICRC*, 2013. arXiv: arXiv:1310.7237v1 (citado en la pág. 51).

- [81] A. U. Abeysekara et al, “The HAWC Gamma-Ray Observatory: Observations of Cosmic Rays”, 2013. arXiv: arXiv:1310.0072v1 (citado en la pág. 51).
- [82] A. U. Abeysekara, “The HAWC Gamma-Ray Observatory: Dark Matter, Cosmology, and Fundamental Physics”, 2013. arXiv: arXiv:1310.0073v1 (citado en la pág. 51).
- [83] HAWC Collaboration. (2017). HAWCWiki, dirección: [http://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/Main\\_Page](http://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/Main_Page) (citado en las págs. 52, 53, 59).
- [84] Z. Hampel-Arias, “Cosmic ray observations at the TeV scale with the HAWC Observatory”, <https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/b/b8/HampelThesis.pdf>, Tesis doct., University of Wisconsin-Madison, 2017 (citado en las págs. 52, 60, 78-80, 100, 104).
- [85] J. C. Arteaga-Velázquez, Z. Hampel-Arias y J. D. Álvarez, “Estimate of the energy spectrum of the light component of cosmic rays in HAWC using the shower age and the fraction of hit PMT’s”, *35<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference*, págs. 1-8, 2017 (citado en las págs. 52, 60, 80, 83, 100, 102, 104).
- [86] J. C. Arteaga-Velázquez, J. de Dios Álvarez y J. A. Morales-Soto. (2017). COSMIC RAY GROUP CALL - Update on the analysis of the light component of CR’s, dirección: [https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/e/eb/HAWC\\_Weekly\\_CollMeet\\_Arteaga\\_7February2017.pdf](https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/e/eb/HAWC_Weekly_CollMeet_Arteaga_7February2017.pdf) (citado en la pág. 52).
- [87] A. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro et al. “The 2HWC HAWC Observatory Gamma Ray Catalog”, *The Astrophysical Journal*, vol. 843, feb. de 2017 (citado en la pág. 52).
- [88] J. A. Velázquez, “All-sky observations with HAWC: latest results”, *Journal of Physics*, vol. 77, n.º 2, págs. 219-228, 1993, ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/0010-4655(93)90005-W (citado en la pág. 53).
- [89] P. A. Cherenkov, “Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation”, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, vol. 2, 1934 (citado en la pág. 53).
- [90] H. Alaeian. (2014). Imagen radiación Cherenkov, dirección: <http://large.stanford.edu/courses/2014/ph241/alaeian2/> (citado en la pág. 55).
- [91] J. R. Wood, “An all-sky search for bursts of very high energy gamma rays with HAWC”, <https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/8/82/WoodThesis.pdf>, Tesis doct., University of Maryland, 2016 (citado en las págs. 56, 57).
- [92] M. Gussert, “A Spectral Analysis of the Crab Nebula and Other Sources with HAWC”, <http://private.hawc-observatory.org/wiki/images/c/c2/GussertThesis.pdf>, Tesis doct., Colorado State University, 2016 (citado en las págs. 57, 58).
- [93] A. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro et al. “Observation of the crab nebula with the hawc gamma-ray observatory”, 2017. arXiv: arXiv:1701.01778v1 (citado en las págs. 57-60).
- [94] D. W. Fiorino, “Observation of TeV-Energy Cosmic-Ray Anisotropy with the HAWC Observatory”, <http://www.hawc-observatory.org/publications/#thesis>, Tesis doct., University of Wisconsin-Madison, 2015 (citado en la pág. 57).

- [95] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle et al. “CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers.” 1998, Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System (citado en las págs. 61, 67).
- [96] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. “Geant4 — a simulation toolkit”, vol. 506, págs. 250-303, 2003. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8 (citado en la pág. 61).
- [97] John Pretz, Segev BenZvi, Zhixiang Ren. (2013). Simulation Weighting. HAWC internal documents, dirección: <https://private.hawc-observatory.org/hawc.umd.edu/internal/doc.php?id=2302> (citado en la pág. 61).
- [98] Segev BenZvi. (2015). Review of the SWEETS Project in AERIE. HAWC internal documents, dirección: <https://private.hawc-observatory.org/hawc.umd.edu/internal/doc.php?id=2302> (citado en la pág. 61).
- [99] O. Adriani, G. C Barbarino, G. Bazilevskaya et al. “PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra”, vol. 332, págs. 69-72, mar. de 2011 (citado en la pág. 61).
- [100] HAWC Collaboration. (2017). Fits to Direct Measurements, dirección: [https://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/Fits\\_to\\_Direct\\_Measurements](https://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/Fits_to_Direct_Measurements) (citado en las págs. 61-64).
- [101] H. Collaboration. (2017). MC Products, dirección: [http://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/MC\\_products#Current](http://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/MC_products#Current) (citado en la pág. 65).
- [102] T. Yapici. (2016). MC Updates, dirección: [https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/1/1f/2016-09-28-MC\\_update-Tolga.pdf](https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/1/1f/2016-09-28-MC_update-Tolga.pdf) (citado en la pág. 65).
- [103] J. A. Morales-Soto y J. C. Arteaga-Velázquez. (2017). COSMIC RAY GROUP CALL - Systematic errors for the reconstructed cosmic ray shower events, dirección: [https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/3/32/Systematic\\_erros\\_for\\_the\\_reconstructed\\_cosmic\\_ray\\_shower\\_events.pdf](https://private.hawc-observatory.org/wiki/images/3/32/Systematic_erros_for_the_reconstructed_cosmic_ray_shower_events.pdf) (citado en la pág. 72).
- [104] G. D’Agostini, “A multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem”, *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, vol. 362, n.º 2-3, págs. 487-498, 1995. DOI: 10.1016/0168-9002(95)00274-X (citado en las págs. 77-80).
- [105] R. Gold, “AN ITERATIVE UNFOLDING METHOD FOR RESPONSE MATRICES”. 1964. DOI: 10.2172/4634295 (citado en la pág. 78).
- [106] S. ITOH y T. TSUNODA, “Neutron Spectra Unfolding with Maximum Entropy and Maximum Likelihood”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 26, n.º 9, págs. 833-843, 1989. DOI: 10.1080/18811248.1989.9734394. eprint: <http://dx.doi.org/10.1080/18811248.1989.973434> (citado en la pág. 78).
- [107] HAWC Collaboration. (2017). HAWC Tranches, dirección: <http://private.hawc-observatory.org/hawc.umd.edu/tranches/> (citado en la pág. 89).
- [108] Z. Hampel-Arias, “All-particle cosmic ray energy spectrum measured by the HAWC experiment from 10 to 500 TeV”, por ser enviado, 2017 (citado en las págs. 97, 102).

- [109] HAWC Collaboration. (2017). HOMER, dirección: <http://hawcmon.umd.edu/HOMER/> (citado en la pág. 107).