

Universidad de El Salvador
Facultad de Ciencias Naturales y Matemática
Escuela de Física



Trabajo de Graduación
*“Estudio de la componente muónica en la
distribución lateral de cascadas
atmosféricas”*

Presentado por
Cindy Mariella Castellón Salguero

Para optar al grado de
Licenciada en Física

Asesores
Ph. D. Hermes León Vargas
M. Sc. Raúl Antonio Henríquez Ortiz

Ciudad Universitaria “Dr. Fabio Castillo”, marzo de 2022

Índice general

Índice de figuras	III
Resumen	VI
Introducción	VII
1 Marco teórico	1
1.1 Rayos Cósmicos	1
1.1.1 Descubrimiento y naturaleza de los RC	1
1.1.2 Producción de RC	2
1.1.3 Fuentes de RC	3
1.1.4 Propagación de RC	4
1.2 Interacciones de los RC	5
1.2.1 Interacciones electromagnéticas	5
1.2.2 Interacciones hadrónicas	5
1.3 Cascadas atmosféricas	6
1.3.1 Atmósfera terrestre	6
1.3.2 Desarrollo de una cascada atmosférica	7
1.3.3 Métodos de observación	10
1.4 Estado del conocimiento	10
2 Metodología	15
2.1 Características de las cascadas	15
2.2 Software para simulaciones de altas energías	15
2.2.1 Sistema de coordenadas	16
2.2.2 Atmósfera	16
2.2.3 Campo geomagnético	17
2.2.4 Modelos de interacción	17
2.2.5 Estructura de los programas de simulación	18
2.2.6 Muestreo de partículas	19
3 Resultados	20

3.1	Distribución lateral de muones	20
3.1.1	Ajustes a una función de tipo NKG	23
3.2	Parámetros del ajuste	24
3.2.1	Modelos de interacciones hadrónicas	25
3.2.2	Composición primaria	27
3.2.3	Ángulo de incidencia	28
3.3	Número de muones	30
4	Conclusiones	32
	Referencias	34

Índice de figuras

1.1	Intensidad del flujo de rayos cósmicos en función de su energía. Éste está bien representado por una ley de potencias $E^{-2.7}$. (Tomada de [6]).	2
1.2	La gráfica de Hillas representa las potenciales fuentes de rayos cósmicos según la intensidad de su campo magnético y su tamaño. (Tomada de [7]).	4
1.3	De abajo hacia arriba; fragmentación de una cuerda creando un nuevo par de quarks en el campo de color. (Tomada de [7]).	6
1.4	Esquema de la formación y desarrollo de un chubasco atmosférico. Se observa la componente hadrónica y la electromagnética. (Tomada de [6]).	7
1.5	Esquema de un chubasco puramente electromagnético; las líneas rectas representan electrones y las curvas representan fotones.	8
1.6	Esquema de un chubasco producido por un protón; las líneas sólidas representan piones cargados mientras las líneas cortadas representan piones neutros.	9
1.7	Sección eficaz inelástica para interacciones p-p (izquierda) e interacciones p-aire y π -aire (derecha) calculadas con tres modelos hadrónicos [12].	11
1.8	Comparación de distribuciones laterales de muones resultado de simulaciones con el programa CORSIKA y medidas del observatorio KASCADE [18].	13
1.9	Radio medio cuadrado de electrones predicho teóricamente utilizando el formalismo de escala junto con modelos de interacción hadrónica utilizando el programa CORSIKA, mostrando su dependencia de la masa primaria [20].	13
2.1	Esquema del sistema de coordenadas utilizado en AIRES. (Tomada de [27]).	16
3.1	Densidad de muones en función de la distancia R a partir del eje de la cascada. Se muestran resultados de cascadas de protones (p) y núcleos de hierro (Fe) con tres energías primarias (aumentando de izquierda a derecha: 1, 10 y 100 TeV) y de los tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías (de arriba a abajo: Sibyll 2.3d, EPOS-LHC y QGSJETII-04).	21
3.2	Comparación de los resultados obtenidos con AIRES (líneas naranja) de la distribución lateral de muones a 100 y 10 TeV con resultados de otros autores: Gupta et al. (2005) [30] y Mitchell et al. (2019) [31], a 300 TeV y 10 TeV, respectivamente. La discrepancia en las curvas de 10 TeV se atribuye al ángulo θ de incidencia de las cascadas simuladas y a la altura de observación.	22

3.3	Comparación de los resultados obtenidos con AIRES (líneas naranja) de la distribución lateral de muones a 100, 10 y 1 TeV con resultados de Parsons y Schoorlemmer (2019) [21] con las mismas energías. Las discrepancias se atribuyen al ángulo θ de incidencia de las cascadas.	23
3.4	Resultados de la Figura 3.1 junto con la curva resultante del ajuste a la función $\rho_\mu(r)$ de tipo NKG modificada (líneas discontinuas) de la ecuación (3.2). . .	24
3.5	Resultados del parámetro A obtenido en el ajuste de la distribución lateral simulada a la ecuación (3.2). Se superponen los resultados de los tres modelos hadrónicos para cascadas de protones (izquierda) y hierro (derecha), observando que en el primer caso no se presentan diferencias significativas entre ellos, mientras de para Fe es posible apreciar pequeñas diferencias a partir de 10^{13} eV.	25
3.6	Resultados del parámetro s obtenido en el ajuste de la distribución lateral simulada a la ecuación (3.2). Se superponen los resultados de los tres modelos hadrónicos para cascadas de protones (izquierda) y hierro (derecha). A energías $> 10^{13}$ eV la curva del modelo QGSJETII-04 se aprecia ligeramente por debajo de los otros dos.	26
3.7	Razones entre los resultados de los diferentes modelos de interacciones hadrónicas. Se observa que las mayores diferencias corresponden a las cascadas iniciadas por núcleos de hierro.	26
3.8	Se superponen los resultados del parámetro A para cascadas de protones y hierro, con el fin de observar el efecto de la masa de la partícula primaria. A bajas energías se observa la curva de p sobre la de Fe, sugiriendo un mayor número de muones a las distancias radiales consideradas.	27
3.9	Se superponen los resultados del parámetro s para cascadas de protones y hierro. Estas últimas presentan mayores valores de s , aludiendo a una mayor edad de las cascadas de Fe.	28
3.10	Resultados del parámetro A , segmentando el grupo de cascadas en verticales e inclinadas. A partir de $E = 10^{13}$ eV, se ve que los valores A para las cascadas verticales son mayores que para las inclinadas, esto debido a la menor cantidad de materia que debe atravesar.	29
3.11	Resultados del parámetro s en cascadas verticales e inclinadas. Se observa que las cascadas más desarrolladas (mayor s) son las verticales, sin embargo en el caso del Fe esto no es evidente hasta energías $> 10^{13}$ eV.	29
3.12	Esquema de la disposición de los detectores de agua Cherenkov que conforman HAWC. Cada punto representa un tanque. La superficie encerrada en la circunferencia roja ($R = 70$ m) es el área utilizada para calcular un aproximado del número de muones producidos en cascadas atmosféricas que podrían detectarse en el observatorio.	30

3.13	Número de muones que podrían detectarse en HAWC. Se exponen los resultados directos de las simulaciones (líneas sólidas y marcadores rellenos) y los resultados de integrar numéricamente la función de tipo NKG (3.2) (líneas discontinuas y marcadores vacíos). En el cálculo se obtiene menor número de muones.	31
3.14	Razones entre $N_{\mu,fit}$, el número de muones calculado numéricamente con la ecuación 3.3 a partir del ajuste y $N_{\mu,sim}$, el número de muones obtenido directamente de las simulaciones.	31

Resumen

Las simulaciones de cascadas atmosféricas producidas por rayos cósmicos son de gran importancia para poder interpretar mediciones experimentales en términos de las propiedades de la partícula primaria. Para observatorios de detectores superficiales de agua Cherenkov es de especial interés la distribución lateral de las partículas secundarias que llegan al suelo. El objetivo de este trabajo es estudiar la distribución lateral de la componente muónica en cascadas de energía primaria entre 1 y 100 TeV, para ello se realizaron simulaciones con el programa AIRES de cascadas iniciadas por protones y núcleos de hierro, cuyo eje se encuentre en la ubicación del observatorio HAWC. Se caracterizó la distribución a partir de los parámetros del ajuste a una función de tipo NKG, que están relacionados con el número de muones y la edad de la cascada. Difiriendo de las predicciones de modelos analíticos, se observa que en las distancias de interés las cascadas de protones presentan mayor número de muones que las de hierro hasta ≈ 30 TeV, mientras que al incrementar la energía la situación se invierte. Además es notable que los parámetros de la distribución no son observables que permitan discriminar entre modelos de interacciones hadrónicas. Por último se estima que en cascadas de rayos cósmicos de bajas energías no llegarían suficientes muones para poder distinguirlas desde HAWC.

Introducción

Los rayos cósmicos -descubiertos por el austriaco Victor Hess en 1914- son partículas cargadas provenientes del exterior de la Tierra que llegan a la misma con energías de hasta 10^{20} eV. En una primera aproximación el espectro de los rayos cósmicos está compuesto por protones (90 %) y núcleos de helio (9 %), siendo el resto electrones, positrones y núcleos más pesados. Al ingresar a la atmósfera terrestre los rayos cósmicos interactúan con los átomos y moléculas que la conforman, generando múltiples partículas secundarias cuyo conjunto se conoce como cascada atmosférica, éstas son producto de interacciones electromagnéticas y hadrónicas.

Las simulaciones de cascadas atmosféricas producidas por rayos cósmicos son esenciales para la interpretación de las mediciones de las mismas en observatorios. Ya que los rayos cósmicos no viajan en línea recta desde su fuente hasta la Tierra, no es posible identificar directamente dichas fuentes, por lo que se estudia la anisotropía del flujo y la composición (masa) en función de la energía de los rayos cósmicos para dilucidar su origen [1]. A las más altas energías las características de los rayos cósmicos primarios deben inferirse a partir de observables que son afectadas por las fluctuaciones cascada a cascada. En el caso de la masa, una dificultad que se presenta es que las fluctuaciones muchas veces sobrepasan a las diferencias entre cascadas de distinta masa.

El número de muones N_μ y su distribución lateral en una cascada está relacionado tanto con la energía como con la masa y ángulo de incidencia del rayo cósmico; la incerteza asociada a N_μ es principalmente ocasionada por cómo se describe la evolución de la componente hadrónica de la cascada, dicha descripción se hace a partir de modelos computacionales alimentados por datos de aceleradores de partículas. Diferentes autores y colaboraciones han observado discrepancia entre la componente muónica observada y la predicha por medio de simulaciones utilizando modelos de interacciones hadrónicas de altas energías. La imposibilidad de resolver la mencionada discrepancia sugiere que en los modelos hace falta algún efecto físico que no se ha observado en los experimentos de aceleración de partículas.

La distribución lateral de muones es de particular importancia para experimentos de de-

tectores superficiales como el observatorio HAWC, principalmente para poder distinguir entre cascadas de rayos gamma y de rayos cósmicos. HAWC es un experimento conformado por 300 detectores de agua Cherenkov que puede observar cascadas atmosféricas con energías en el orden de los TeV. Está ubicado en Puebla, México, a una altura de 4100 m s.n.m. cubriendo un área de 22000 m², donde utilizando las distribuciones laterales de partículas se reconstruyen las cascadas, obteniendo información tanto de las interacciones de las partículas secundarias en la atmósfera como de la naturaleza de las partículas primarias.

El objetivo de este trabajo de investigación es estudiar las cascadas atmosféricas a través de las distribuciones laterales de la componente muónica de las mismas, que debido a que los muones tienen su origen principalmente en interacciones hadrónicas, esta componente está estrechamente relacionada con las características del rayo cósmico inicial. Particularmente, se caracteriza dicha distribución lateral en función de la energía primaria y se comparan las distribuciones en cascadas iniciadas por núcleos de distinta masa y con distinto ángulo de incidencia. Lo anterior se lleva a cabo mediante simulaciones de cascadas con diferentes modelos de interacciones hadrónicas, en este caso: Sibyll 2.3d, EPOS-LHC y QGSJETII-04.

Utilizando el programa AIRES se realizaron seis grupos de simulaciones de aproximadamente 20,000 eventos de cascadas atmosféricas cada uno; por una parte se simularon cascadas producidas por protones, y por otra, cascadas iniciadas por núcleos de hierro, todas ellas haciendo uso de los tres modelos hadrónicos separadamente, a manera de poder contrastar los resultados de cada uno. La energía inicial de las cascadas está en el rango de 1-100 TeV, el ángulo azimutal de incidencia es isotrópico, mientras que el zenital está entre 0 y 45° y la ubicación es la del observatorio HAWC. A partir de las simulaciones se caracterizó la distribución lateral de muones utilizando los parámetros del ajuste a una función de tipo NKG, que están relacionados con el número de muones y la edad de la cascada.

A bajas energías se observa que en las distancias de interés hay una aparente discrepancia con las predicciones del modelo Heitler-Matthews [2]: las cascadas de protones presentan mayor número de muones que las de hierro hasta ≈ 30 TeV, mientras que al incrementar la energía la situación se invierte. Por otra parte, al comparar los resultados de los tres modelos de interacciones hadrónicas es notable que los parámetros de la distribución no son observables que permitan discriminar entre dichos modelos para sugerir cuál de ellos realiza mejores predicciones. Por último se estima que en cascadas de rayos cósmicos de bajas energías no llegarían suficientes muones para poder distinguirlas de cascadas electromagnéticas.

El contenido del documento está organizado de la siguiente manera: en el capítulo 1 se re-

sume el fundamento teórico necesario para la comprensión física de las cascadas atmosféricas producidas por rayos cósmicos y sus principales propiedades, así como el estado del conocimiento del tema; en el capítulo 2 se describe el programa AIRES con el que se ejecutarán las simulaciones, así como las condiciones que se impondrán para las mismas; los resultados del trabajo de investigación y respectiva discusión y análisis se presenta en el capítulo 3; y por último, en el capítulo 4 se exponen las conclusiones, además de proponer mejoras para un trabajo a futuro.

Capítulo 1

Marco teórico

1.1. Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos (RC) son partículas cargadas aceleradas a altas energías que se propagan por el espacio y llegan a la atmósfera terrestre. En una primera aproximación de todo el espectro de RC un 90 % de estas partículas son protones, un 9 % núcleos de helio y el resto son electrones, núcleos más pesados y antipartículas. La mayoría de RC son relativistas; su espectro de energías está entre $\sim 10^9$ y $\sim 10^{20}$ eV, y sigue una ley de potencias. Actualmente se tiene conocimiento de fuentes de RC de origen galáctico y extragaláctico [3]. A continuación se describen algunos aspectos del desarrollo histórico de la investigación sobre los RC.

1.1.1. Descubrimiento y naturaleza de los RC

En el año 1900 se realizaban experimentos para estudiar la ionización causada por elementos radiactivos, en estos se observó que el aire contenía algún tipo de radiación que también era capaz de ionizar. A partir de esto se inició la búsqueda del origen de dicha radiación. Se repitieron los experimentos a alturas de 300 a 1300 m, esperando que si la fuente de la radiación fuese la corteza terrestre, ésta disminuiría con la altura. En 1911-1912, el austriaco Victor Hess realizó experimentos en globo a alturas de hasta 5200 m, con los que concluyó que la radiación debía originarse fuera de la Tierra y que, comparando mediciones de día y de noche, no provenía del sol. Victor Hess es considerado el descubridor de los rayos cósmicos [4].

Posteriormente se inició la búsqueda de la naturaleza de estas partículas, siendo el candidato más popular los rayos gamma. En 1927 Jacob Clay observó una disminución de la radiación en bajas latitudes. Esto fue explicado en 1932 por Arthur Compton como la acción del campo magnético de la Tierra sobre los RC, llevando a la conclusión de que la mayor parte de las partículas en cuestión debían tener carga eléctrica, y estudiando los efectos

geomagnéticos este-oeste se dedujo que casi todas las cargas eran positivas. Finalizando la década de 1940, experimentos de detección directa realizados por Schein establecieron que aproximadamente el 99 % de los RC son protones, núcleos de Helio y núcleos más pesados y que sólo el 1 % son electrones, positrones y rayos gamma [5].

1.1.2. Producción de RC

En la figura 1.1 se muestra el espectro observado de RC, el cual está bien representado por una ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} = E^{-(\gamma+1)}. \quad (1.1)$$

El índice γ tiene un valor aproximadamente constante de 2,7 con dos ligeros cambios: uno a $\sim 10^{16}$ eV, conocido como la *rodilla*, y el otro a $\sim 10^{19}$ eV conocido como el *tobillo* [4]. El espectro se extiende desde $\sim 10^9$ hasta $\sim 10^{20}$ eV.

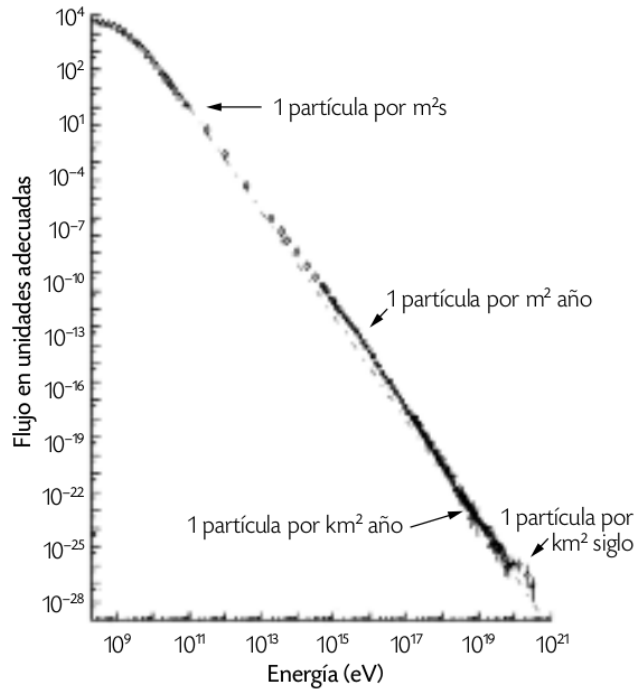


FIGURA 1.1: Intensidad del flujo de rayos cósmicos en función de su energía. Éste está bien representado por una ley de potencias $E^{-2,7}$. (Tomada de [6]).

Por tanto, debe haber un mecanismo capaz de acelerar partículas a tales energías y que reproduzca la forma del espectro observado. En 1949, Fermi propuso un mecanismo en el que las partículas podían ganar energía en colisiones estocásticas en regiones del espacio donde existiesen campos magnéticos turbulentos, como las ondas de choque resultado de un colapso gravitacional, por ejemplo. Se considera que una partícula de prueba tiene un incremento de

energía proporcional a la misma $\Delta E = \xi E$ en cada colisión, luego de n colisiones la energía de la partícula será [3]

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n, \quad (1.2)$$

donde E_0 es la energía con la que entra al proceso de aceleración. Tomando en cuenta la probabilidad P_{esc} de que la partícula escape de la región de aceleración, la proporción de partículas que se aceleran a energías mayores a un valor E es

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma}, \quad (1.3)$$

con $\gamma = -\ln(1 - P_{esc})/\ln(1 + \xi) \approx P_{esc}/\xi$, de manera que este mecanismo efectivamente reproduce la ley de potencias que caracteriza al espectro de RC.

El mecanismo de Fermi se describe en dos situaciones físicas: nubes de plasma magnetizadas (aceleración de Fermi de segundo orden) y frentes de onda de choque (aceleración de Fermi de primer orden). En la aceleración de segundo orden se considera una partícula que entra a la nube con cierta velocidad, donde cambia su dirección de modo aleatorio por interacciones con el campo magnético turbulento en el interior, mediante este proceso se tiene $\xi = (4/3)\beta^2$, donde $\beta = V/c$ es la velocidad de la nube; en la aceleración de primer orden se considera que la partícula atraviesa la onda de choque e interactúa con el campo magnético del gas que éste va dejando detrás (*downstream*), en este caso $\xi = (4/3)\beta$, donde $\beta = V/c$ se refiere la velocidad del gas detrás del choque respecto al gas delante del choque (*upstream*).

1.1.3. Fuentes de RC

Luego de establecer cómo pueden acelerarse las partículas, se buscaron objetos astronómicos que cumplan las condiciones necesarias para que el proceso se lleve a cabo. Para que el proceso sea eficaz, la partícula debe estar contenida en una región de radio R , tal que se cumpla la siguiente relación [7]:

$$E[\text{PeV}] \simeq B[\mu\text{G}] \times R[\text{pc}]. \quad (1.4)$$

Ésta es llamada relación de Hillas, ilustrada en la figura 1.2, en la que también pueden observarse los potenciales aceleradores. Como fuentes de RC de origen galáctico pueden mencionarse las estrellas de neutrones de rápida rotación (púlsares) y los remanentes de supernova, mientras que en el caso extragaláctico se consideran los núcleos galácticos activos y los destellos de rayos gamma.

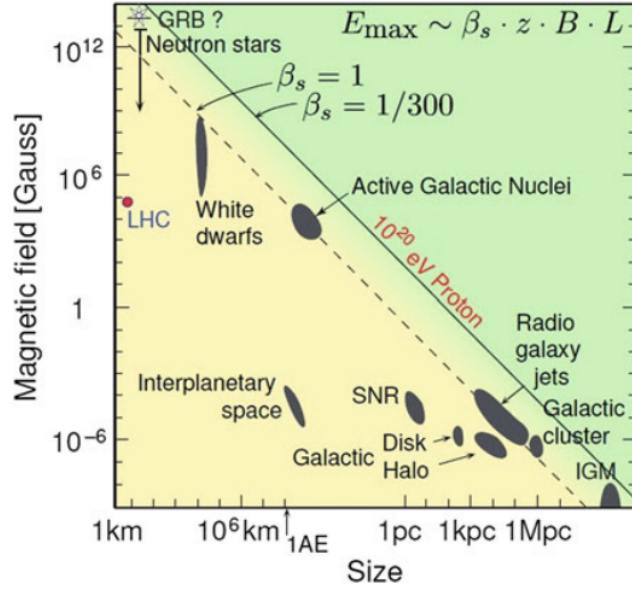


FIGURA 1.2: La gráfica de Hillas representa las potenciales fuentes de rayos cósmicos según la intensidad de su campo magnético y su tamaño. (Tomada de [7]).

1.1.4. Propagación de RC

La presencia de campos magnéticos en el espacio limita la posibilidad de estudiar las fuentes de RC a través de ellos. Los RC llegan a la Tierra isotrópicamente; llegan de todas direcciones con la misma frecuencia, lo que sugiere una trayectoria casi aleatoria desde la fuente hacia la Tierra. Dentro de la galaxia las partículas pueden sufrir varios procesos: difusión en campos magnéticos, convección por vientos galácticos, pérdidas o ganancias de energía, colisiones nucleares con gas interestelar y decaimientos. Para describir la propagación de RC debe resolverse la ecuación de transporte [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla \mathcal{N}_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) \mathcal{N}_i(E)] - \nabla \cdot u \mathcal{N}_i(E) \\ & + Q_i(E, t) - p_i \mathcal{N}_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} \mathcal{N}_k(E') dE', \end{aligned} \quad (1.5)$$

que contempla los procesos mencionados para calcular la densidad de partículas con energías entre E y $E + dE$. Los seis términos de la ecuación representan, respectivamente: la difusión, ganancias de energía, convección, la inyección de partículas, pérdida de partículas por colisiones o decaimientos, cascadas de decaimientos o fragmentación nuclear.

1.2. Interacciones de los RC

1.2.1. Interacciones electromagnéticas

Las partículas cargadas en general interactúan con átomos; estas pueden ionizarlos, excitarlos o producir fotones. Para electrones y positrones a altas energías es relevante la radiación de frenado o *bremsstrahlung*, en la cual partículas cargadas emiten radiación al ser deflectadas por el campo eléctrico de los átomos en un medio. En este proceso, la fracción de energía que la partícula pierde puede describirse por [7]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dx} \simeq -\frac{1}{X_0}, \quad (1.6)$$

donde X_0 es la longitud de radiación que es dependiente del medio.

Por otro lado, los fotones interactúan con un medio principalmente mediante efecto fotoeléctrico (emisión de un electrón de un material que ha absorbido un fotón), dispersión de Compton (transferencia de energía de un fotón hacia un electrón mediante una colisión) y producción de pares electrón-positrón. Este último proceso siendo el más relevante a altas energías; al interactuar con el campo eléctrico de un núcleo, el fotón tiene cierta probabilidad de formar un par $e^- - e^+$, con una longitud de interacción:

$$\lambda \simeq \frac{9}{7} X_0. \quad (1.7)$$

Los fotones también puede sufrir otros procesos como dispersión de Rayleigh, que puede tener importancia para el transporte de la luz a través de la atmósfera, o interacciones fotonucleares (excitación de núcleos) que se dan a energías alrededor de 10 MeV.

1.2.2. Interacciones hadrónicas

Los RC primarios están mayoritariamente conformados por hadrones, como lo son los protones y núcleos. Los hadrones se describen mediante el modelo de quarks [7], partículas que interactúan mediante la interacción nuclear fuerte y que, según observaciones, no existen de manera aislada sino en estados ligados de dos o tres quarks. Este tipo de modelos se estudian desde la *cromodinámica cuántica* (QCD por sus siglas en inglés), donde se propone el concepto de *color* como la carga que origina las interacciones fuertes, y el de *gluón* como la partículas mediadora.

Para describir las interacciones hadrónicas se necesitan modelos fenomenológicos apoyados en QCD. Un modelo usado comúnmente es el modelo de cuerdas de Lund (o *string model*) [8]; cuando los hadrones interactúan se forma un campo de color (cuerda) entre pares quark-antiquark, la energía potencial en dicha cuerda aumenta hasta fragmentarse y formar otros quarks que a su vez pueden formar hadrones, como se ilustra en la figura 1.3. También suele utilizarse el modelo de *minijet*, para tomar en cuenta la multiplicidad de partículas producidas.

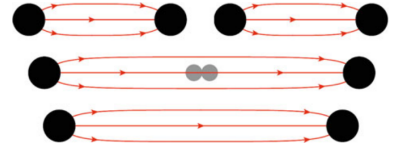


FIGURA 1.3: De abajo hacia arriba; fragmentación de una cuerda creando un nuevo par de quarks en el campo de color. (Tomada de [7]).

Actualmente existen varios generadores Monte Carlo de eventos hadrónicos; describen este tipo de interacciones basándose en diferentes modelos para ciertos aspectos de la interacción y en datos de colisionadores de partículas. Ejemplos de estos son SIBYLL [9], QGSJET [10] y EPOS [11], que están especializados en interacciones de altas energías.

1.3. Cascadas atmosféricas

Una cascada (también llamada chubasco) atmosférica (español para *Air Shower*) es una cascada de partículas generada por la interacción de un rayo cósmico en la alta atmósfera. Antes de profundizar en cómo se desarrollan estas cascadas, conviene describir brevemente las principales características de la atmósfera.

1.3.1. Atmósfera terrestre

La capa de aire que rodea la Tierra se extiende hasta una altura mayor a 100 km. Según el modelo *US Standard Atmosphere*, la atmósfera está compuesta principalmente por N_2 (78 %), O_2 (21 %) y Ar (0,9 %). Acorde al mismo modelo, la densidad del aire es función de la altura:

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-\frac{h}{h_a}}, \quad (1.8)$$

donde $\rho_0 = 1,22 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ y $h_a = 8,2 \text{ km}$. Sin embargo, en el estudio de los chubascos atmosféricos es más frecuente utilizar el concepto de *profundidad* en lugar de la altura. La profundidad X indica la cantidad de materia que atraviesa una partícula al moverse de un punto a otro. Esta se relaciona con la densidad mediante:

$$X = \int_h^\infty \rho(h) dh. \quad (1.9)$$

1.3.2. Desarrollo de una cascada atmosférica

Las cascadas atmosféricas se desarrollan de forma compleja como una combinación de cascadas electromagnéticas y producción de partículas por interacciones hadrónicas [2]. A grandes rasgos, una interacción hadrónica entre el rayo cósmico primario y un núcleo de la atmósfera produce múltiples partículas secundarias: una partícula principal (con la mayor parte de la energía inicial) que puede iniciar otro chubasco, y un gran número de mesones, principalmente piones cargados (π^\pm) y neutros (π^0).

La componente electromagnética de la cascada es generada por los piones neutros al decaer en fotones ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), esta cascada consiste en producción de pares ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) y bremsstrahlung ($e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$). Por su parte, los piones cargados pueden volver a interactuar hadrónicamente mientras tengan suficiente energía, luego de eso decaerán en neutrinos y muones ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$). El desarrollo de un chubasco se ilustra en la figura 1.4.

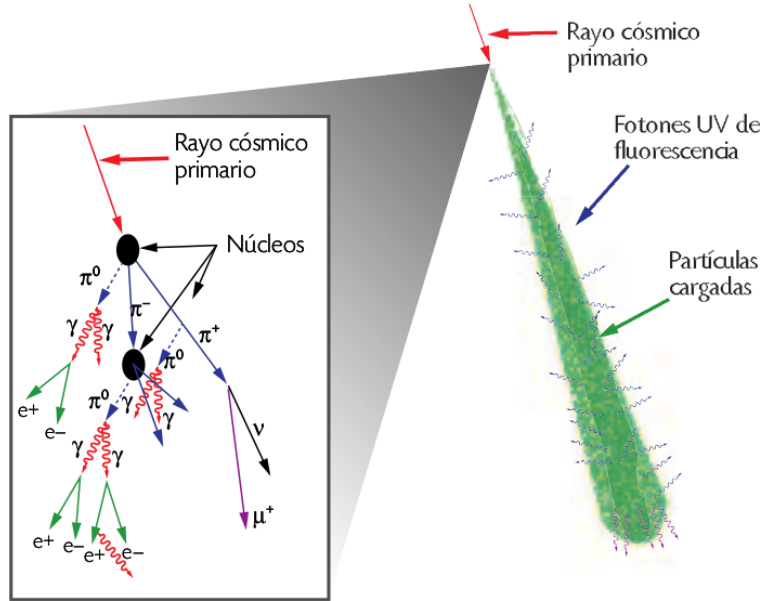


FIGURA 1.4: Esquema de la formación y desarrollo de un chubasco atmosférico. Se observa la componente hadrónica y la electromagnética. (Tomada de [6]).

La propagación de partículas (nucleones en particular) a través de la atmósfera, puede describirse con la ecuación de cascada:

$$\frac{dN(E, X)}{dX} = -\frac{N(E, X)}{\lambda_N(E)} + \int_E^\infty \frac{N(E', X)}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E'}, \quad (1.10)$$

donde $N(E, X)dE$ es el flujo de nucleones a una profundidad X en la atmósfera con energías entre E y $E + dE$, λ_N es la longitud de interacción del nucleón en el aire y F_{NN} es la

sección eficaz para la colisión de un nucleón incidente de energía E' con un núcleo del aire, produciendo otro nucleón con energía E . Para generalizar al caso de la propagación de los múltiples hadrones producidos, se considera un grupo de ecuaciones acopladas [3]:

$$\frac{dN_i(E, X)}{dX} = -\left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i}\right)N_i(E, X) + \sum_j \int \frac{F_{ij}(E_i, E_j)}{E_i} \frac{N_j(E_j)}{\lambda_j} dE_j. \quad (1.11)$$

Modelo Heitler-Matthews

En 1954, W. Heitler presentó un modelo simplificado del desarrollo de la componente electromagnética, posteriormente modificado por J. Matthews. Aunque no reemplaza simulaciones detalladas de cascadas, el modelo Heitler-Matthews permite describir correctamente características importantes de las mismas. En el modelo de Heitler se describe la componente electromagnética como ilustra la figura 1.5;

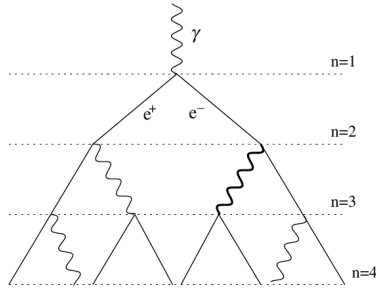


FIGURA 1.5: Esquema de un chubasco puramente electromagnético; las líneas rectas representan electrones y las curvas representan fotones.

luego de viajar una distancia $d = \lambda_r \ln 2$ (donde λ_r es la longitud de radiación en el aire) un electrón produce un fotón que al viajar la misma distancia produce un par e^-e^+ . Luego de n divisiones, en la cascada hay un total de $N = 2^n$ partículas; la división se detiene cuando las partículas alcanzan una energía crítica ξ_c^e .

A partir de lo anterior pueden deducirse características de una cascada iniciada por un fotón:

$$E_0 = \xi_c^e N_{\max}, \quad (1.12)$$

$$X_{\max}^\gamma = n_c \lambda \ln 2 = \lambda \ln[E_0/\xi_c^e], \quad (1.13)$$

donde n_c es el número de longitudes d necesarias para que la energía por partícula se reduzca a ξ_c^e , donde $N = N_{\max} = 2^{n_c}$. Se observa que el número de partículas en el máximo aumenta linealmente con la energía inicial y que la profundidad aumenta con la energía de manera logarítmica. Los chubascos iniciados por hadrones se describen similarmente, como se ilustra en la figura 1.6. Se consideran capas de atmósfera de altura $\lambda_I \ln 2$ donde λ_I es la longitud de interacción. Luego de atravesar una capa, un hadrón interactúa produciendo partes iguales de piones cargados y neutros; N_{π^\pm} cargados y $N_{\pi^0} = \frac{1}{2}N_{\pi^\pm}$ neutros. Los piones cargados pueden repetir el proceso hasta alcanzar una energía crítica ξ_c^π , entonces se asume su decaimiento.

Luego de n capas, la energía por pion cargado es

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{3}{2}N_{\pi^\pm}\right)^n}, \quad (1.14)$$

de manera que el número de interacciones n_c necesarias para que la energía por pion alcance el valor crítico es

$$n_c = \frac{\ln [E_0/\xi_c^\pi]}{\ln \left[\frac{3}{2}N_{\pi^\pm}\right]}. \quad (1.15)$$

Considerando una cascada iniciada por un protón, con componentes electromagnética y hadrónica, y tomando en cuenta el decaimiento de todos los piones en muones ($(N_{\pi^\pm}^{n_c} = N_\mu)$) la energía total es

$$E_0 = \xi_c^e N_{\max} + \xi_c^\pi N_\mu. \quad (1.16)$$

El modelo de Heitler sobreestima la razón de electrones a fotones, de manera que se introduce un factor de corrección $g = 10$ tal que $N_e = N/g$. Con esta corrección la ecuación (1.16) se reescribe como

$$E_0 = g\xi_c^e \left(N_e + \frac{\xi_c^\pi}{g\xi_c^e} N_\mu \right), \quad (1.17)$$

lo que indica que la energía inicial puede calcularse si se miden el número de electrones y de muones. Cabe mencionar que esta expresión es independiente del tipo de partícula primaria. Asimismo se puede estimar la profundidad del máximo X_{\max}^p tomando en cuenta que el protón primario interactúa a una profundidad $X_0 = \lambda_I \ln 2$ como

$$X_{\max}^p = X_0 + \lambda_r \ln \left[\frac{E_0}{3N_{\pi^\pm}\xi_c^e} \right]. \quad (1.18)$$

El segundo término corresponde a la profundidad del máximo de la componente electromagnética de la ecuación (1.13), cuya energía inicial es $E_0/3N_{\pi^\pm}$. En las ecuaciones (1.17) y (1.18) se observa que la dependencia del número de partículas y la profundidad del máximo con la energía inicial es lineal y logarítmica, respectivamente, tal como en (1.12) y (1.13). En general los valores calculados con la ecuación (1.18) son bastante bajos comparados con resultados de simulaciones; esto debido a que sólo se toma en cuenta la primera generación de partículas de la componente electromagnética. Por otro lado, el número de muones en la

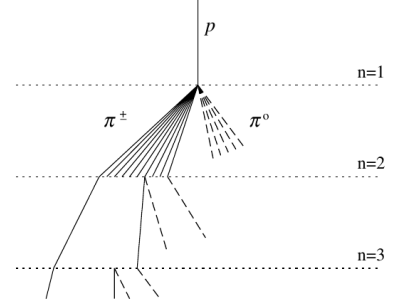


FIGURA 1.6: Esquema de un chubasco producido por un protón; las líneas sólidas representan piones cargados mientras las líneas cortadas representan piones neutros.

cascada puede expresarse en función de la energía como

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi} \right)^\beta, \text{ donde } \beta = \frac{\ln[N_{\pi^\pm}]}{\ln[\frac{3}{2}N_{\pi^\pm}]}.$$
 (1.19)

Para describir chubascos producidos por un núcleo A , en el modelo Heitler-Matthews se utiliza el modelo de superposición; se trata el núcleo como A protones iniciando cascadas individualmente, cada uno con una porción igual de la energía inicial del núcleo E_0 , es decir E_0/A . Las características de estas cascadas pueden obtenerse sustituyendo la energía inicial en las ecuaciones para protones, a la vez que se expresan en términos de las cantidades correspondientes a un chubasco producido por un protón de energía E_0 , por ejemplo el número de muones y la profundidad del máximo puede expresarse como

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{\beta-1},$$
 (1.20)

$$X_{\max}^A = X_{\max}^p - \lambda_r \ln A.$$
 (1.21)

Adicionalmente, Matthews presenta el modelo tomando en cuenta la inelasticidad de las interacciones; como resultado de una interacción se produce una partícula principal que se lleva la mayor parte de la energía, de manera que hay menos energía disponible para la producción de las múltiples partículas restantes. La inelasticidad se introduce con un parámetro κ representando la porción de la energía inicial que se invierte en la producción de piones. Todas las expresiones anteriores corresponden a un valor $\kappa = 1$.

1.3.3. Métodos de observación

Se han diseñado experimentos con distintos principios para la observación de cascadas; éstos pueden ser de *radiación de Cherenkov*, como el *High-Altitude Water Cherenkov Gamma-Ray Observatory* (HAWC) que detectan radiación producida por una partícula cargada que se mueve a través de un medio más rápido que la velocidad de la luz en ese medio; y de *fluorescencia*, que colectan la luz emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas en el chubasco, este método permite reconstruir el desarrollo longitudinal del mismo. Existen también observatorios híbridos, como el *Telescope Array* (TA) y el *Pierre Auger Observatory* (PAO); estos utilizan la técnica de fluorescencia para observar el desarrollo de la cascada y además detectan partículas de alta energía que alcanzan el nivel del suelo.

1.4. Estado del conocimiento

En la física de rayos cósmicos las preguntas fundamentales están relacionadas con su origen y el mecanismo por el cuál adquieren su energía. Para energías cercanas a los TeV, los

rayos cósmicos pueden detectarse directamente desde observatorios espaciales, sin embargo a medida que la energía aumenta y su flujo disminuye es necesaria la detección indirecta por medio de la observación de cascadas atmosféricas desde el suelo. A partir de estas observaciones se recopilan las características de los rayos cósmicos que pueden luego confrontarse con modelos teóricos para inferir información sobre su origen.

En la actualidad, los RC de ultraalta energía (UHECR, $E > 10^{18}$ eV) siguen considerándose un enigma en términos de su composición y origen. Experimentos como TA y PAO miden observables de las cascadas, entre ellas X_{max} , X_{max}^μ y N_μ , que son sensibles a la energía y la masa de la partícula primaria y por tanto pueden aportar al espectro de RC y dar información sobre la composición del flujo de los UHECR. Con ayuda de programas de simulación de chubascos atmosféricos, como CORSIKA y AIRES, se ha progresado en esta dirección.

Dichos programas utilizan modelos de interacciones hadrónicas, que son mayoritariamente fenomenológicos, consecuentemente el estudio de los UHECR está estrechamente vinculado con la investigación experimental de colisiones hadrónicas de alta energía en aceleradores de partículas. Los parámetros de las interacciones que afectan el desarrollo de los chubascos atmosféricos son la sección eficaz, la multiplicidad y la elasticidad; se han comparado diferentes modelos (Sibyll 2.3, EPOS LHC y QGSJETII-04) observando que coinciden muy bien para interacciones $p-p$, pero difieren para interacciones $p-A$ y $\pi-A$ [12].

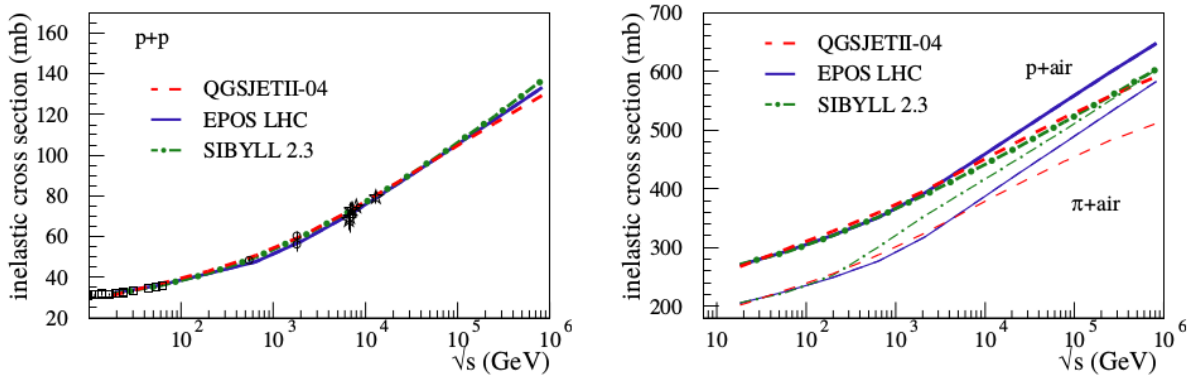


FIGURA 1.7: Sección eficaz inelástica para interacciones $p-p$ (izquierda) e interacciones p -aire y π -aire (derecha) calculadas con tres modelos hadrónicos [12].

Por otro lado, otras observables que pueden ser fuente de información sobre la composición primaria de los rayos cósmicos son las distribuciones laterales de partículas (densidad de partículas a nivel de suelo en función de la distancia radial a partir del eje de la cascada) o la densidad de partículas a cierta distancia. Usualmente la distancia a la que se estudia

la señal o la densidad de partículas es propia de cada observatorio y se denomina *distancia óptima* (r_{opt}) [13], que se define como la distancia a la cual se minimizan las fluctuaciones estadísticas del ajuste de los datos a una función de distribución lateral. Estas mediciones se utilizan principalmente para determinar la energía inicial y la posición del eje del chubasco.

Distribuciones laterales de diversas partículas han sido medidas por varios experimentos; el experimento KASCADE (*KArlsruhe Shower Core and Array DEtector*) ha realizado medidas de distribuciones laterales de electrones, muones y hadrones [14], encontrando que los datos pueden describirse por funciones de tipo NKG. Asimismo, el PAO ha contemplado una función de distribución lateral de la señal en eventos detectados por su arreglo superficial [15], concluyendo -luego de ajustar los datos a diferentes funciones- que una función de tipo NKG provee el mejor ajuste, y determinando $r_{\text{opt}} = 1000$ m para el observatorio. Más recientemente se han reportado resultados preliminares de AMIGA (*Auger Muons and Infill for the Ground Array*), una extensión del PAO, donde se ha medido directamente la densidad de muones en cascadas [16], confirmando que los modelos de interacción hadrónica no reproducen correctamente los datos en el rango de las UHE.

Comparando datos experimentales con simulaciones se han interpretado datos de AGASA (*Akeno Giant Air Shower Array*) de distribuciones laterales de electrones, fotones y muones; los resultados de simulaciones describen bien los datos, independientemente del modelo hadrónico y la composición primaria [17]. También se han comparado datos de KASCADE con simulaciones hechas con distintos modelos de interacción hadrónica y se mostró que las distribuciones de muones se reproducen bien, contrario a las de electrones que difieren de los datos experimentales [18], además se observó que ésta última sugiere un cambio a una composición pesada en el espectro de rayos cósmicos.

Igualmente se ha estudiado el impacto del modelo de interacciones hadrónicas en las funciones de distribución lateral a partir de datos experimentales. Por ejemplo, en [19] han comparado distintas combinaciones de modelos y concluyen que las funciones son dependientes de los modelos hadrónicos de bajas y altas energías. Asimismo, se ha explorado la relación entre la forma de las distribuciones laterales y la composición primaria de los UHECR; haciendo predicciones teóricas [20] y comparando con datos de AGASA se ha visto una alta dependencia de la función de distribución lateral con la energía y composición primarias, describiéndola con la variación del parámetro radio medio cuadrado $R_{m.s.}$.

De manera que los modelos de interacción hadrónica más utilizados se han estudiado en términos de su impacto en ciertas características de las cascadas atmosféricas simuladas y su

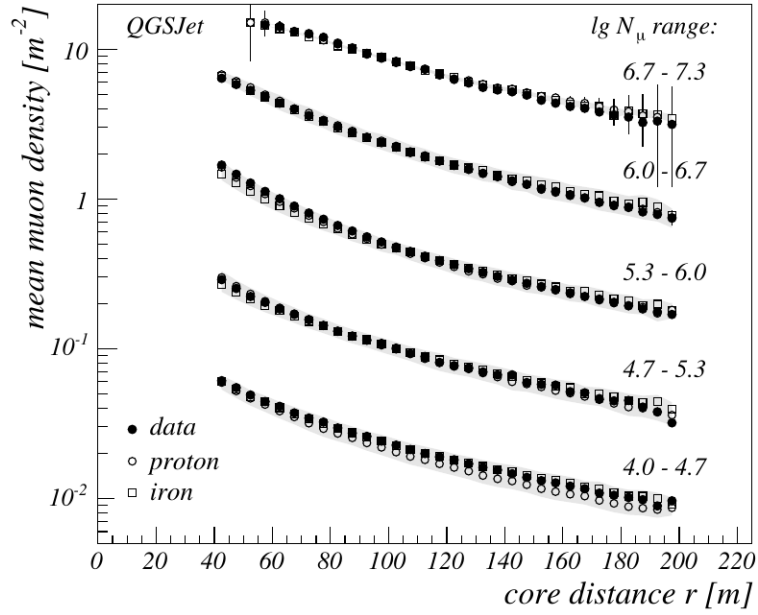


FIGURA 1.8: Comparación de distribuciones laterales de muones resultado de simulaciones con el programa CORSIKA y medidas del observatorio KASCADE [18].

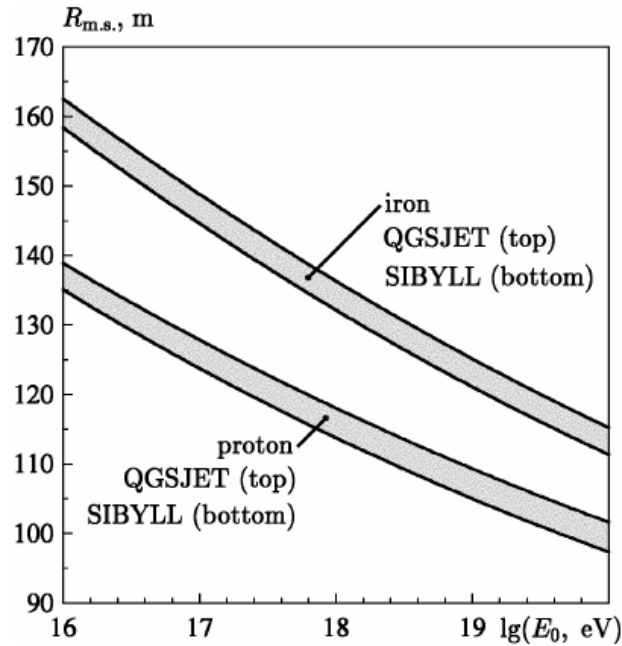


FIGURA 1.9: Radio medio cuadrado de electrones predicho teóricamente utilizando el formalismo de escala junto con modelos de interacción hadrónica utilizando el programa CORSIKA, mostrando su dependencia de la masa primaria [20].

respectiva comparación con datos experimentales a energías $> 10^{15}$ eV. No obstante a menores energías, en el rango de los TeV, también se han reportado estudios de las diferencias entre modelos para algunas observables de las cascadas, donde se concluye que hay buena concordancia entre ellos para energías mayores que 10 TeV [21].

El experimento HAWC es un ejemplo de observatorio a nivel de suelo que detecta partículas producidas en cascadas atmosféricas en el rango de los TeV utilizando sus 300 detectores de agua Cherenkov (WCDs por sus siglas en inglés *Water Cherenkov Detectors*) distribuidos en un área de 22000 m² a una altura de 4100 m sobre el nivel del mar. Originalmente HAWC está diseñado para estudiar rayos gamma, pero también pueden estudiarse rayos cósmicos de hasta 10^{15} eV a través de las distribuciones laterales de las partículas producidas en las cascadas. Dichas distribuciones pueden contener información sobre la partícula primaria como su energía y su masa.

Las observaciones de cascadas atmosféricas en HAWC se han utilizado para medir diversas propiedades de los rayos cósmicos; se han confirmado y mejorado mediciones de la anisotropía en la dirección incidente del flujo de los rayos cósmicos [22], el estudio de esta propiedad permite profundizar en la descripción de la propagación de las partículas a través de diferentes medios; también se han extendido a mayores energías las mediciones del flujo de antiprotones [23] ayudándose del estudio del efecto lunar en el flujo de los rayos cósmico, imponiendo un límite superior a la razón \bar{p}/p en el rango de 1-10 TeV; asimismo, se han observado potenciales fuentes de rayos cósmicos de origen galáctico además de remanentes de supernova [24-26].

Capítulo 2

Metodología

Se estudiará la componente muónica de la distribución lateral en cascadas atmosféricas producidas por rayos cósmicos de altas energías. Para ello, con el sistema AIRES [27], se realizarán dos grupos de simulaciones por cada modelo de interacciones hadrónicas: el primer grupo de cascadas producidas por protones y el segundo de cascadas producidas por núcleos de hierro. Cada grupo consistirá en aproximadamente 20,000 cascadas con energías primarias del orden de los TeV.

2.1. Características de las cascadas

Se simularán cascadas producidas por rayos cósmicos de energías entre 10^{12} y 10^{14} eV, en la ubicación del observatorio HAWC en Puebla, México, con latitud de 19° y altura de 4100 m sobre el nivel del mar. Se considerarán direcciones de incidencia con ángulo zenital entre 0° y 45° y ángulo azimutal distribuido isotrópicamente entre 0° y 360° . Se utilizarán tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías; Sibyll 2.3d, EPOS-LHC y QGSJETII-04. Los tres modelos son ampliamente utilizados para simulaciones de cascadas atmosféricas y han presentado discrepancias con las observaciones de la componente muónica. Se realizarán simulaciones de cascadas producidas por protones y por núcleos de hierro.

2.2. Software para simulaciones de altas energías

El sistema AIRES (AIR shower Extended Simulations) es un conjunto de programas para simular cascadas atmosféricas extendidos desarrollado por el Departamento de Física de la Universidad Nacional de La Plata y el Instituto de Física La Plata. AIRES está diseñado de manera modular para facilitar el intercambio entre los modelos de distintos aspectos de las simulaciones. El código completo de AIRES (versión 19.04.06) incluye los paquetes de interacciones hadrónicas EPOS 1.99, EPOS LHC, QGSJET-II-03, QGSJET-II-04, SIBYLL

2.1, SIBYLL 2.3, y SIBYLL 2.3d, así como las rutinas para evaluar el campo geomagnético. En síntesis, el sistema AIRES consiste en:

- Los programas de simulación principales (AiresEPLHC, AiresEP199, AiresQIIr03, AiresQIIr04, AiresS21, AiresS23, AiresS23d), cada uno conteniendo la interfaz para un paquete de interacciones hadrónicas.
- El programa resumen (AiresSry), diseñado para procesar parte de los datos generados por los programas de simulación.
- El programa de conversión de formato IDF (*internal dump file*) a ADF (*portable dump file*) (AiresIDF2ADF).
- Una librería de auxiliares para procesar los archivos de salida de los programas de simulación (libAires.a)
- El *AIRES runner system*, para facilitar el trabajo con AIRES en ambientes UNIX.

2.2.1. Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de AIRES es un sistema cartesiano con el origen al nivel del mar en la ubicación proporcionada por el usuario, el plano xy se posiciona horizontalmente; el eje x apunta hacia el norte magnético, el eje y hacia el Este y el eje z hacia arriba. En la figura 2.1 se muestra una representación esquemática del sistema coordenado, incluyendo el nivel del suelo y el nivel de inyección, éstos se refieren a superficies esféricas concéntricas con la superficie del nivel del mar. El eje de la cascada se define como una línea recta que pasa por la intersección del nivel del suelo con el eje z , con un ángulo zenital Θ y un ángulo azimutal Φ .

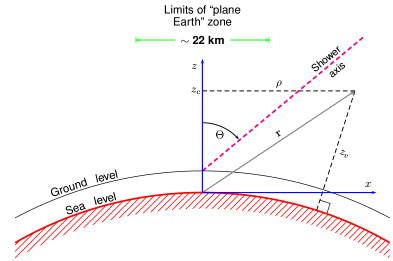


FIGURA 2.1: Esquema del sistema de coordenadas utilizado en AIRES. (Tomada de [27]).

2.2.2. Atmósfera

AIRES utiliza el modelo basado en datos experimentales *US standard atmosphere* como modelo predeterminado. En este modelo, la composición de la atmósfera es 78,47 % N, 21,05 % O, 0,47 % Ar y 0,03 % otros elementos. El perfil de densidad isotérmico de la forma

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-gMh/RT},$$

se adapta a los valores de la *US standard atmosphere*. En AIRES el modelo se extiende hasta una altura $h_{max} \sim 420$ km, después de la cual se considera que la densidad es cero. Se

utiliza una parametrización de la profundidad atmosférica vertical X_v ; dividiendo la atmósfera en L capas, $X_v(h)$ se define por

$$X_v(h) = \begin{cases} a_l + b_l e^{-h/c_l} & h_l \leq h < h_{l+1} \\ a_L - b_L(h/c_L) & h_L \leq h < h_{L+1} \\ 0 & h \geq h_{L+1}. \end{cases} \quad (2.1)$$

La profundidad atmosférica inclinada (*slant*) X_s depende del ángulo zenital y cuando no se toma en cuenta la curvatura de la Tierra, se relaciona con X_v de la siguiente manera:

$$X_s(h) = \frac{X_v(h)}{\cos(\Theta)}. \quad (2.2)$$

2.2.3. Campo geomagnético

El campo magnético de la Tierra \mathbf{B} se define por su intensidad F ; su inclinación I , que se define como el ángulo entre el plano horizontal y el vector \mathbf{B} ; y su declinación D , que se define como el ángulo entre la componente horizontal (H) de \mathbf{B} y el norte geográfico. Las componentes cartesianas de \mathbf{B} con respecto al sistema coordenado de AIRES son

$$B_x = F \cos I, \quad (2.3)$$

$$B_y = 0, \quad (2.4)$$

$$B_z = -F \sin I. \quad (2.5)$$

Hay dos maneras de especificar el campo geomagnético en AIRES; la primera es ingresando manualmente los valores de F , I y D , y la segunda es ingresando las coordenadas geográficas del lugar y la fecha para evaluar el campo magnético utilizando el modelo *International Geomagnetic Reference Field* (IGRF).

2.2.4. Modelos de interacción

En AIRES se toman en cuenta los procesos más relevantes; procesos electrodinámicos como producción de pares (para e^\pm y μ^\pm), *Bremsstrahlung*, efecto fotoeléctrico y efecto Compton; procesos hadrónicos como colisiones hadrón-núcleo, reacciones fotonucleares y fragmentación nuclear; procesos de decaimiento y procesos de propagación. Cada interacción posible está caracterizada por su sección eficaz σ_i o por su camino libre medio λ_i . Los caminos libres medios dependen del tipo de interacción y los parámetros instantáneos de la partícula. AIRES puede calcular λ_i analíticamente para interacciones a bajas energías con el algoritmo de división de Hillas o con un modelo de fragmentación nuclear dependiendo del

tipo de interacción. A altas energías debe recurrir a los modelos externos basados en datos experimentales.

2.2.5. Estructura de los programas de simulación

Una cascada se origina cuando un rayo cósmico interactúa con la atmósfera terrestre, donde se producen partículas secundarias que se propagan y pueden interactuar de manera similar produciendo más partículas. Eventualmente la multiplicidad de partículas llega a un máximo, después del cual la cascada empieza a atenuarse. En AIRES todo este proceso se simula de la siguiente manera [28]:

- Se definen arreglos vacíos destinados a almacenar los datos de las características de las partículas.
- Las partículas pueden moverse por la atmósfera en un volumen delimitado por la superficie de inyección, el suelo y planos verticales que delimitan la región de interés.
- La primera acción es añadir a un arreglo la entrada correspondiente a la partícula inicial, ésta se localiza inicialmente en la superficie de inyección y su dirección de movimiento define el eje de la cascada.
- Las entradas respectivas a cada partícula se actualizan primero evaluando las probabilidades de todas las interacciones posibles.
- Se selecciona entre las posibles interacciones utilizando un método estocástico.
- Se procesa la interacción; la partícula se mueve una cierta distancia dependiente de la interacción seleccionada y luego se generan los productos de dicha interacción. Se agregan a los arreglos las entradas de las nuevas partículas creadas.
- En el caso de las partículas cargadas, se modifica la energía para tomar en cuenta pérdidas por ionización.
- Las entradas de partículas pueden removerse (1) si su energía es menor que cierto límite, (2) si alcanza el nivel del suelo, (3) si alcanza la superficie de inyección hacia arriba y (4) si horizontalmente sale de la región de interés.
- Se verifica que todas las entradas de partículas de los arreglos se hayan procesado; cuando se hayan procesado se completa la simulación de la cascada.

2.2.6. Muestreo de partículas

Para chubascos iniciados por partículas de ultraalta energía, el número de partículas secundarias producidas es tan grande que la tarea computacional de propagarlas todas es imposible; para poder realizar las simulaciones se emplea un mecanismo de muestreo que permite propagar únicamente una fracción representativa del total de partículas secundarias. AIRES utiliza una extensión del *Hillas thinning algorithm* [29].

Considerando un proceso donde una partícula primaria A genera un conjunto de n secundarios, éstos son propagados con cierta probabilidad P_i . El algoritmo de Hillas consiste en establecer una constante E_{th} llamada *thinning energy*; para incorporar a los secundarios B_i en la propagación se compara la energía de la partícula primaria E_A con E_{th} : si $E_A \geq E_{th}$, entonces los secundarios se aceptan con una probabilidad

$$P_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq E_{th} \\ \frac{E_{B_i}}{E_{th}} & \text{si } E_{B_i} < E_{th}. \end{cases} \quad (2.6)$$

Por el contrario, si $E_A < E_{th}$ sólo una partícula secundaria se conserva, lo que asegura que una vez se alcance E_{th} el número de partículas no se incrementa. El algoritmo utilizado por AIRES es una extensión de lo descrito anteriormente, pero éste incluye características adicionales para disminuir las fluctuaciones estadísticas.

Capítulo 3

Resultados

En este capítulo se presentan y discuten los resultados obtenidos de la componente muónica de la distribución lateral de cascadas atmosféricas a partir de simulaciones con AIRES. Se realiza un ajuste de la distribución lateral de muones a una función de tipo NKG modificada, y se grafican los parámetros del ajuste en función de la energía primaria. Se comparan los parámetros obtenidos como resultado de distintas partículas primarias, diferentes modelos de interacciones hadrónicas y distintos ángulos de incidencia. También se calcula un aproximado de la cantidad de muones de cascadas atmosféricas que podrían observarse en HAWC.

3.1. Distribución lateral de muones

La distribución lateral de muones $\rho_\mu(r)$ contiene información sobre la energía primaria E_0 , la masa primaria A , el ángulo zenital θ y la edad de la cascada [Albrecht2021a]. Se simularon cascadas atmosféricas con $12 < \log(E_0/\text{eV}) < 14$, $A = 1$ (protones), $A = 56$ (núcleos de hierro) y $0^\circ < \theta \leq 45^\circ$; limitando el estudio a eventos cuyos muones puedan ser detectados por el observatorio HAWC. De acuerdo a la condición necesaria para que los muones produzcan radiación Cherenkov en el agua

$$\beta_\mu > \frac{1}{n_{\text{agua}}}, \quad (3.1)$$

donde $\beta_\mu = v_\mu/c$ es la velocidad del muón relativa a la rapidez de la luz y n_{agua} es el índice de refracción del agua, la energía umbral para que los muones puedan detectarse en HAWC es $E_{th} \approx 159,80 \text{ MeV}$, por lo que se han filtrado los resultados de las simulaciones tomando en cuenta solamente muones con energías $E_\mu > E_{th}$.

En la Figura 3.1 se presentan las distribuciones laterales obtenidas para tres energías primarias: 10^{12} , 10^{13} y 10^{14} eV. Las cascadas fueron iniciadas por protones y núcleos de hierro con un ángulo zenital de incidencia θ entre 0 y 45° . En términos generales se observa

el comportamiento esperado: la densidad de muones decrece con la distancia radial R , es decir que al estar más lejos del eje de la cascada se encuentran menos muones; también los valores de densidad de muones aumentan al incrementar la energía primaria (de izquierda a derecha en la figura). Por otro lado, es notable que en el rango radial que se está considerando ($R < 300$ m) a bajas energías las cascadas iniciadas por protones presentan más muones que las iniciadas por núcleos de hierro, sin embargo a medida que la energía aumenta los resultados de ambas se incerceptan, de manera que a 100 TeV la curva del hierro se encuentra por encima de la de un protón en casi todo el rango de R .

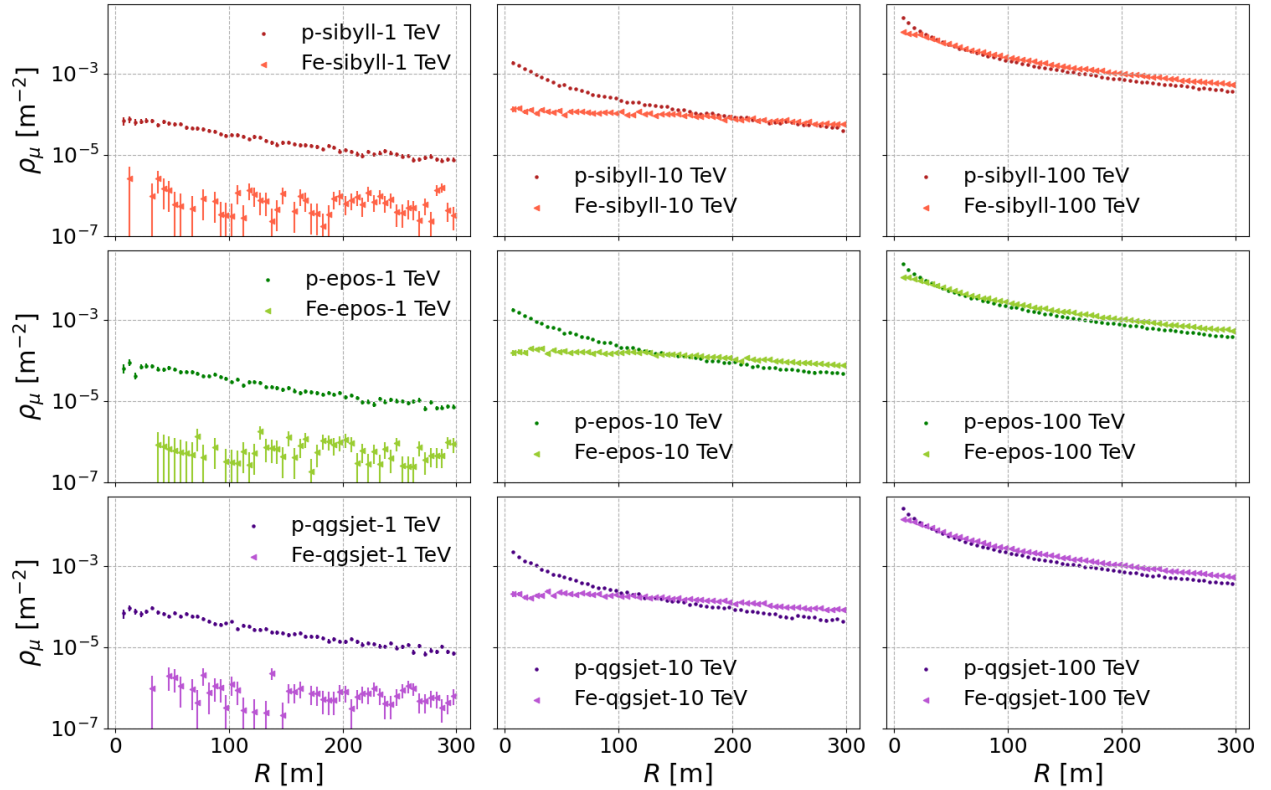


FIGURA 3.1: Densidad de muones en función de la distancia R a partir del eje de la cascada. Se muestran resultados de cascadas de protones (p) y núcleos de hierro (Fe) con tres energías primarias (aumentando de izquierda a derecha: 1, 10 y 100 TeV) y de los tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías (de arriba a abajo: Sibyll 2.3d, EPOS-LHC y QGSJETII-04).

Adicionalmente, las distribuciones laterales de muones obtenidas se han contrastado con resultados publicados por otros autores que han realizado las simulaciones con el programa CORSIKA; esto permite comprobar de cierta manera que los resultados que se han obtenido con AIRES son de hecho razonables y similares a los que se consiguen con CORSIKA. Dichas comparaciones se presentan en las Figuras 3.2 y 3.3 superponiendo las distribuciones laterales de este trabajo (designadas con el nombre AIRES en las gráficas) con las de Gupta et al. (2005), Mitchell et al. (2019) y Parsons y Schoorlemmer (2019), que realizaron simulaciones

con características similares, aunque con algunas diferencias en el ángulo zenital, la altura del suelo y la energía umbral de los muones.

En la primera gráfica (Figura 3.2) se presentan resultados utilizando el modelo QGSJET. Los resultados de Gupta et al. (línea negra con marcadores circulares vacíos) corresponden a cascadas de 300 TeV [30] que, al tener mayor energía primaria, se encuentran por encima de la curva de AIRES de 100 TeV, la energía máxima considerada en este trabajo. Además se muestran resultados de 10 TeV de Mitchell et al. [31] (línea gris con marcadores triangulares vacíos) donde se observan menores densidades que en los resultados de AIRES para la misma energía primaria, lo cual se atribuye al ángulo zenital de incidencia de las cascadas, que en [31] es 20° mientras que la curva de AIRES corresponde a cascadas con ángulos zenitales entre 0 y 20° , a la energía umbral de 10 GeV y la altura menor (1800 m frente a 4100 m de HAWC).

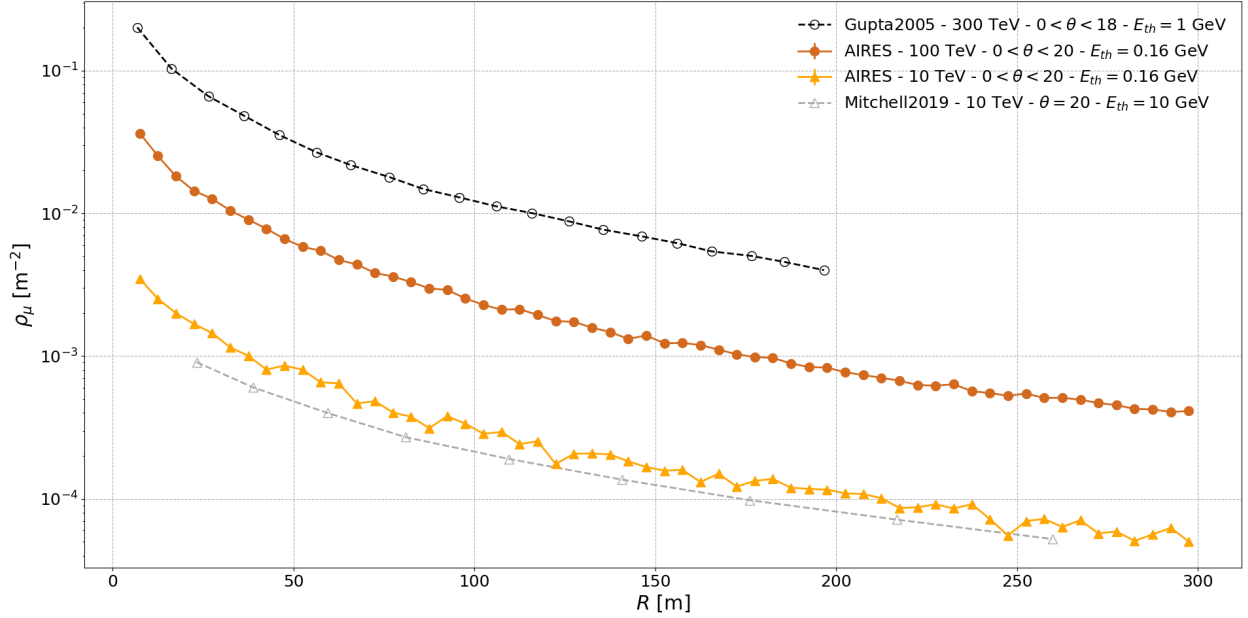


FIGURA 3.2: Comparación de los resultados obtenidos con AIRES (líneas naranja) de la distribución lateral de muones a 100 y 10 TeV con resultados de otros autores: Gupta et al. (2005) [30] y Mitchell et al. (2019) [31], a 300 TeV y 10 TeV, respectivamente. La discrepancia en las curvas de 10 TeV se atribuye al ángulo θ de incidencia de las cascadas simuladas y a la altura de observación.

Igualmente, en la Figura 3.3 se muestran los resultados de Parsons y Schoorlemmer (2019), cuyas simulaciones están en el mismo rango de energía y en la misma ubicación (el observatorio HAWC) [21] que las de AIRES. En este caso, las graficas reflejan resultados obtenidos con el modelo EPOS-LHC. Se observa que las densidades de muones de [21] son más altas con respecto a las del presente trabajo. Similar al caso anterior, esta discrepancia entre resultados de cascadas con la misma energía (y a la misma altura) se explica por el ángulo de incidencia,

ya que en la publicación han simulado con CORSIKA cascadas totalmente verticales ($\theta = 0$), de las cuales llegan al suelo una mayor cantidad de partículas.

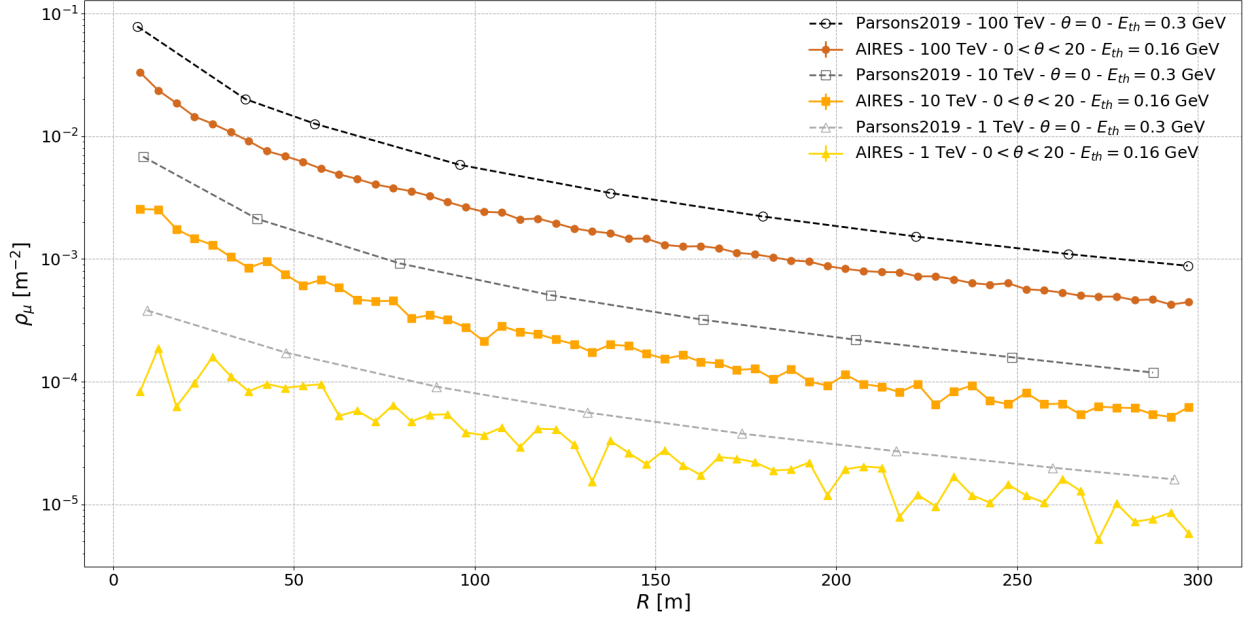


FIGURA 3.3: Comparación de los resultados obtenidos con AIREs (líneas naranja) de la distribución lateral de muones a 100, 10 y 1 TeV con resultados de Parsons y Schoorlemmer (2019) [21] con las mismas energías. Las discrepancias se atribuyen al ángulo θ de incidencia de las cascadas.

3.1.1. Ajustes a una función de tipo NKG

Cada una de las distribuciones laterales de muones obtenidas se ajustó a una función de tipo NKG modificada, utilizada por la colaboración HAWC para ajustar la distribución lateral de la carga efectiva en cascadas iniciadas por rayos gamma [32] y por rayos cósmicos [33]:

$$\rho_\mu(r) = A \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-3} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4,5}, \quad (3.2)$$

donde r_M es el radio de *Molière* a la altura de HAWC (124.21 m), mientras que A y s son parámetros libres del ajuste. El parámetro A es una amplitud (o constante de normalización) que está relacionada con el número de partículas (N_μ en este caso) en un área determinada, y s está relacionado con la edad de la cascada, es decir la etapa del desarrollo de la misma; un valor de $s < 1$ indica que la cascada aún no alcanza su máximo, en $s = 1$ la cascada está en el máximo y en $s > 1$ la cascada ya tuvo su máximo y se está atenuando. En la Figura 3.4 se muestran los datos de tres energías primarias junto con las curvas resultantes del ajuste. En

las siguientes secciones se presentan los parámetros A y s en función de la energía primaria de las cascadas.

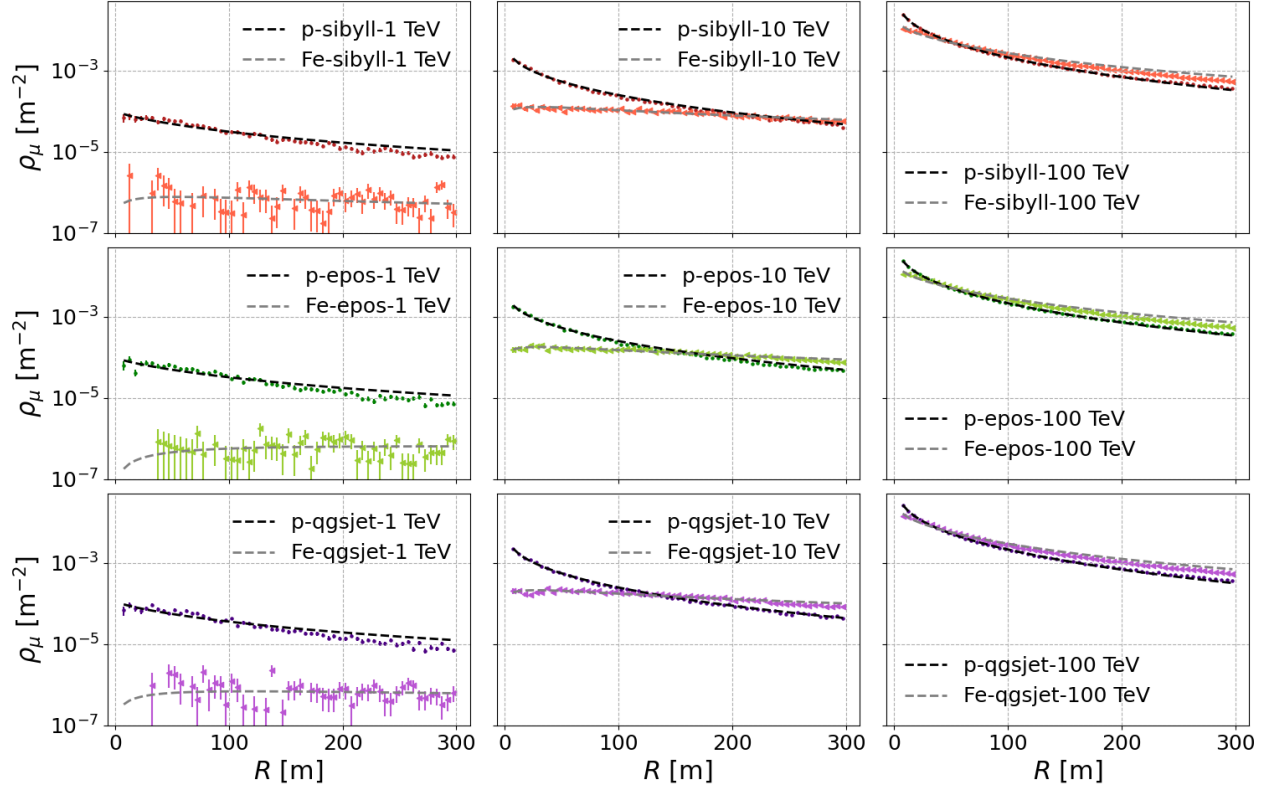


FIGURA 3.4: Resultados de la Figura 3.1 junto con la curva resultante del ajuste a la función $\rho_\mu(r)$ de tipo NKG modificada (líneas discontinuas) de la ecuación (3.2).

3.2. Parámetros del ajuste

Con los parámetros A y s se caracterizan las distribuciones laterales y su evolución con la energía primaria. En esta sección se explora dicha evolución desde diferentes perspectivas: primero se evalúa la influencia de los modelos de interacciones hadrónicas utilizados en las simulaciones, luego se comparan los resultados de cascadas con distinta partícula primaria y por último se explica el efecto del ángulo zenital de incidencia del rayo cósmico.

En términos generales, lo que se aprecia en los resultados es que A es un parámetro que crece con la energía primaria, es decir que a mayor energía una cascada atmosférica contiene más muones debido a que hay más energía disponible en su componente hadrónica. Por su parte el parámetro s muestra el comportamiento opuesto, disminuyendo con E , dando a entender que a medida aumenta la energía primaria se observan cascadas más “jóvenes”, en concordancia con que la profundidad del máximo X_{\max} es mayor.

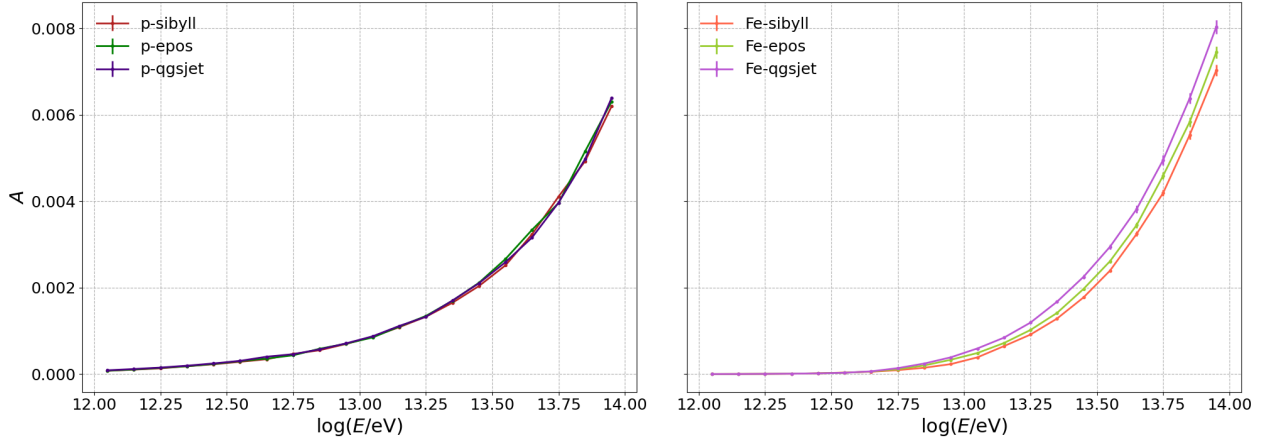


FIGURA 3.5: Resultados del parámetro A obtenido en el ajuste de la distribución lateral simulada a la ecuación (3.2). Se superponen los resultados de los tres modelos hadrónicos para cascadas de protones (izquierda) y hierro (derecha), observando que en el primer caso no se presentan diferencias significativas entre ellos, mientras de para Fe es posible apreciar pequeñas diferencias a partir de 10^{13} eV.

3.2.1. Modelos de interacciones hadrónicas

Los tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías utilizados (Sibyll 2.3d, EPOS-LHC y QGSJETII-04) abordan los aspectos de las interacciones de diferente manera. En particular, los aspectos de las interacciones hadrónicas que impactan más directamente el desarrollo de las cascadas atmosféricas son la sección eficaz, la multiplicidad y la inelasticidad; las diferencias entre los modelos son debidas principalmente a las extrapolaciones que realizan a interacciones p-aire y π -aire a partir de datos experimentales de interacciones p-p [12]. La intención de comparar los resultados de diferentes modelos, en este caso, es evaluar la distribución lateral de la componente muónica como una observable con la cual se pueda discriminar entre ellos.

En las Figuras 3.5 y 3.6 se han superpuesto los resultados de los modelos para los parámetros A y s , respectivamente, en función de la energía primaria. En las cascadas iniciadas por protones, el parámetro A obtenido con los tres modelos coincide muy bien, de manera que las tres curvas son prácticamente indistinguibles; el caso del parámetro s es muy parecido. Por otro lado, para las cascadas producidas por Fe los resultados de A también están bastante cercanos, aunque sí se observa que la curvas se van separando a medida que aumenta la energía primaria; para el parámetro s las incertezas a bajas energías son bastante grandes, de manera que no se aprecian diferencias, sin embargo al incrementar la energía la curva de QGSJET se observa ligeramente por debajo que las de los otros modelos.

Para visualizar más claramente las diferencias entre los resultados de los tres modelos de

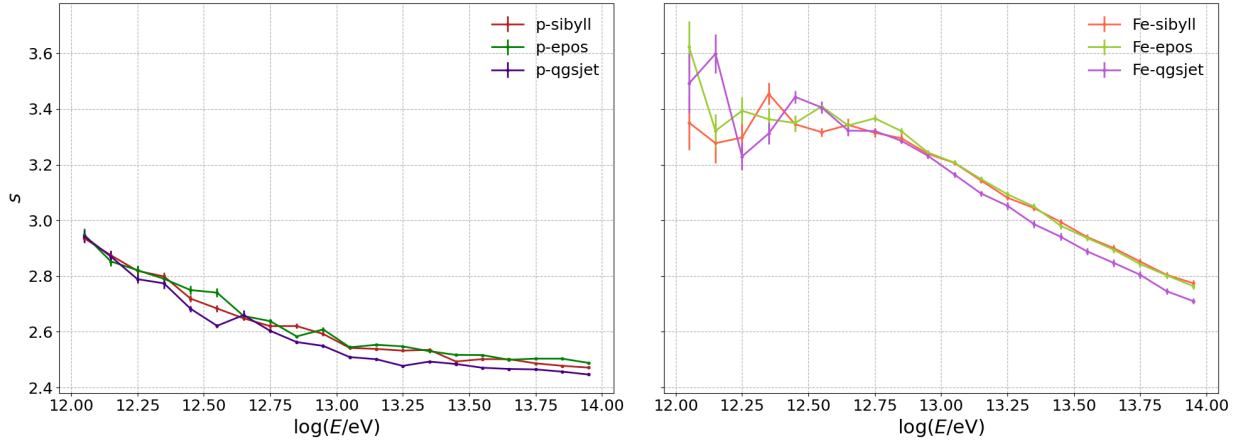


FIGURA 3.6: Resultados del parámetro s obtenido en el ajuste de la distribución lateral simulada a la ecuación (3.2). Se superponen los resultados de los tres modelos hadrónicos para cascadas de protones (izquierda) y hierro (derecha). A energías $> 10^{13}$ eV la curva del modelo QGSJETII-04 se aprecia ligeramente por debajo de los otros dos.

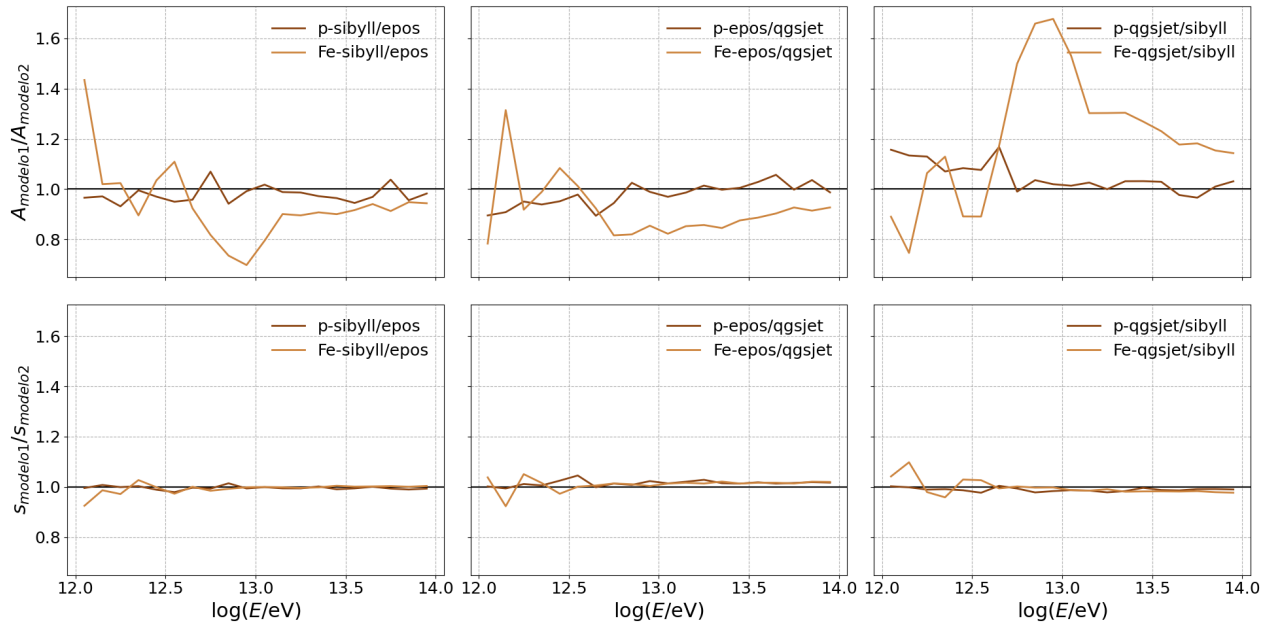


FIGURA 3.7: Razones entre los resultados de los diferentes modelos de interacciones hadrónicas. Se observa que las mayores diferencias corresponden a las cascadas iniciadas por núcleos de hierro.

interacciones hadrónicas para los parámetros del ajuste, en la Figura 3.7 se grafica la razón entre los valores obtenidos con cada uno de ellos. En las cascadas de protones las máximas diferencias son del 17 % entre QGSJET y SIBYLL en el parámetro A , y 5 % entre QGSJET y EPOS en el parámetro s . Por otro lado, se observan que en las cascadas de hierro las máximas diferencias están entre los modelos QGSJET y SIBYLL, con 68 % y 10 % en los parámetros A y s , respectivamente.

3.2.2. Composición primaria

Distinguiendo entre cascadas de la misma energía iniciadas por protones e iniciadas por núcleos de hierro, se espera que en las últimas se produzcan mayor cantidad de muones, de acuerdo a la ecuación (1.20). Sin embargo, en los resultados del parámetro A , relacionado con N_μ , se observa que las cascadas de protones contienen más muones hasta una energía entre ≈ 25 y 40 TeV, a partir de la cual la curva de las cascadas de hierro indica una mayor cantidad de muones. Esto se atribuye a las distancias consideradas en estas simulaciones ($R < 300$ m), ya que si bien las cascadas iniciadas por Fe producen más muones en total, éstas se extienden más lateralmente debido a la distribución de la energía primaria entre los nucleones que participan en las interacciones, por lo que la mayoría de muones estarían a mayores distancias del eje.

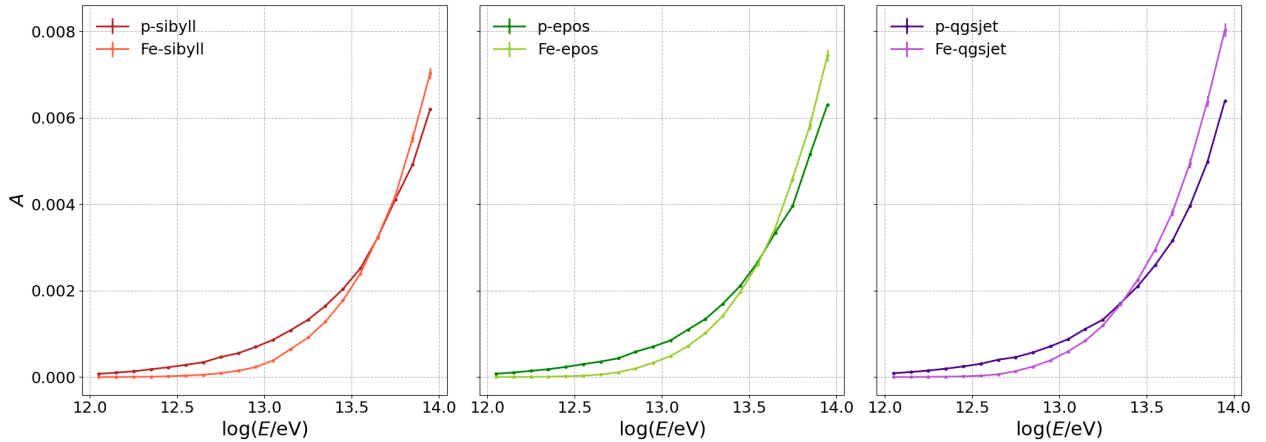


FIGURA 3.8: Se superponen los resultados del parámetro A para cascadas de protones y hierro, con el fin de observar el efecto de la masa de la partícula primaria. A bajas energías se observa la curva de p sobre la de Fe, sugiriendo un mayor número de muones a las distancias radiales consideradas.

Por otro lado, en los resultados del parámetro s es evidente la distinción entre cascadas iniciadas por una partícula ligera y una pesada. Los mayores valores de s para cascadas de Fe en todo el intervalo de energía indican cascadas más “viejas”, ya que éstas se desarrollan más rápido con respecto a las de protones, alcanzando su máximo a menores profundidades atmosféricas, como se expresa en la ecuación (1.21). Además se puede ver que las curvas

tienen formas distintas, ya que la de protones tiene una pendiente menor, disminuyendo más lento con la energía que las cascadas de hierro.

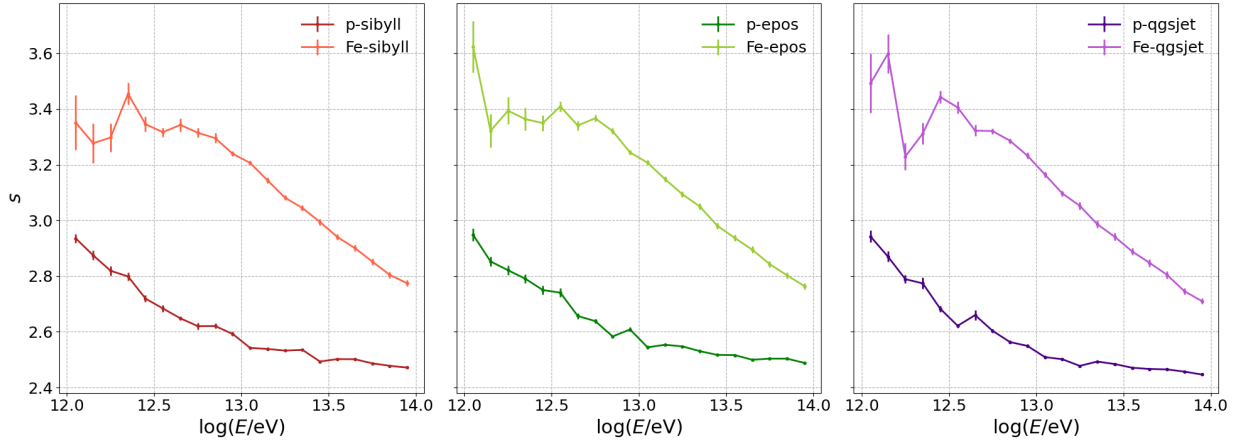


FIGURA 3.9: Se superponen los resultados del parámetro s para cascadas de protones y hierro. Estas últimas presentan mayores valores de s , aludiendo a una mayor edad de las cascadas de Fe.

3.2.3. Ángulo de incidencia

Se simularon cascadas atmosféricas con ángulo zenital θ entre 0° y 45° . Para poder analizar el efecto de θ sobre la distribución lateral de muones, el intervalo se ha dividido en dos subintervalos: $0^\circ < \theta < 20^\circ$ (cascadas verticales) y $20^\circ < \theta < 45^\circ$ (cascadas inclinadas). En general, una cascada inclinada atraviesa mayor cantidad de materia en la atmósfera que su contraparte vertical, en consecuencia al llegar al suelo está más avanzada en su desarrollo. Por lo mismo, al pasar más atmósfera hay mayores pérdidas de energía en el medio, implicando que el número de partículas de la cascada es menor.

En las Figuras 3.10 y 3.11 se grafican los resultados de los parámetros A y s , respectivamente, habiendo realizado independientemente los ajustes a la función 3.2 para las cascadas de ambos subintervalos. El comportamiento de las curvas individuales es similar a los resultados de todo el intervalo que se reportan en secciones anteriores. En la gráfica del parámetro A se observa que efectivamente la curva resultante de las cascadas verticales está por encima de la correspondiente a las inclinadas, coincidiendo con la idea de que en una cascada inclinada estarían presentes menor cantidad de partículas, afectando la componente hadrónica y por consiguiente al número de muones a nivel del suelo.

Asimismo, los resultados del parámetro s indican mayor edad para las cascadas inclinadas; en el caso de cascadas iniciadas por protones éste es el caso para todo el rango de energía primaria, mientras que para las de hierro comienza a ser evidente a partir de los 10 TeV, esto

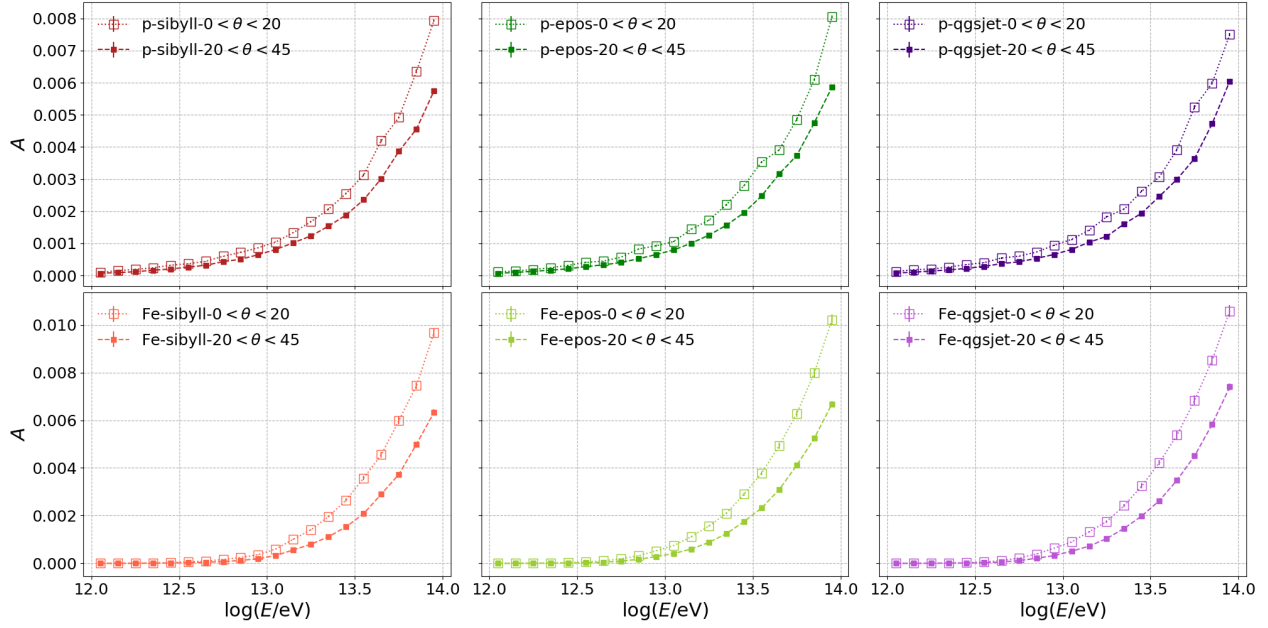


FIGURA 3.10: Resultados del parámetro A , segmentando el grupo de cascadas en verticales e inclinadas. A partir de $E = 10^{13}$ eV, se ve que los valores A para las cascadas verticales son mayores que para las inclinadas, esto debido a la menor cantidad de materia que debe atravesar.

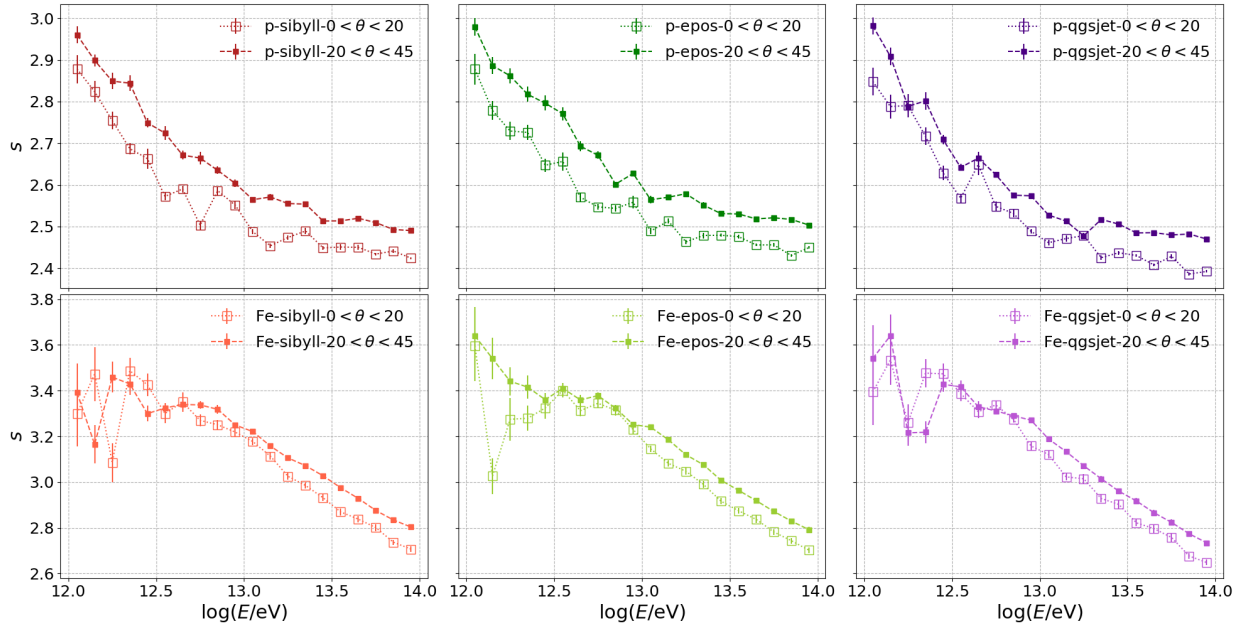


FIGURA 3.11: Resultados del parámetro s en cascadas verticales e inclinadas. Se observa que las cascadas más desarrolladas (mayor s) son las verticales, sin embargo en el caso del Fe esto no es evidente hasta energías $> 10^{13}$ eV.

debido principalmente a las mayores incertezas a bajas energías. Este resultado es también conforme a lo que se esperaba respecto al efecto del ángulo zenital sobre el desarrollo de una cascada; al llegar al nivel del suelo las cascadas verticales son más “jóvenes” que las inclinadas porque han atravesado menos atmósfera, y por tanto están menos desarrolladas.

3.3. Número de muones

Además de las distribuciones laterales, se ha calculado una aproximación del número de muones N_μ que podrían ser detectados en la superficie cubierta por el observatorio HAWC. El arreglo de detectores de agua Cherenkov de HAWC cubre un área de 22000 m². Por simplicidad se ha supuesto que el eje de las cascadas está sobre la zona central del observatorio y se ha contado N_μ sobre un área circular de ≈ 15400 m² (radio de 70 m). En la Figura 3.12 se representa esquemáticamente la disposición de los tanques del observatorio y se indica el perímetro de la superficie circular para la que se calculó el número de muones.

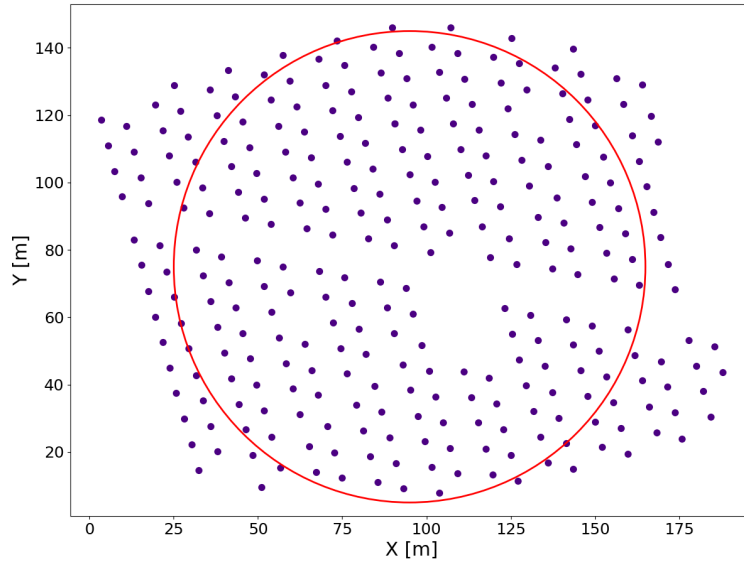


FIGURA 3.12: Esquema de la disposición de los detectores de agua Cherenkov que conforman HAWC. Cada punto representa un tanque. La superficie encerrada en la circunferencia roja ($R = 70$ m) es el área utilizada para calcular un aproximado del número de muones producidos en cascadas atmosféricas que podrían detectarse en el observatorio.

En primer lugar se extrajo el número de muones con $r < 70$ m directamente de los resultados de las simulaciones. Posteriormente, se calculó el número de muones a partir de la función 3.2 de la forma

$$N_\mu = 2\pi \int_0^R r \rho_\mu(r) dr, \quad (3.3)$$

con $R = 70$ m. Se observa en la Figura 3.13 que calculando N_μ a partir de la función de $\rho(r)$ de tipo NKG, con los parámetros que se obtuvieron del ajuste, se consiguen números menores que los que produce la simulación, siendo más notorio a partir de una energía primaria de ≈ 32 TeV.

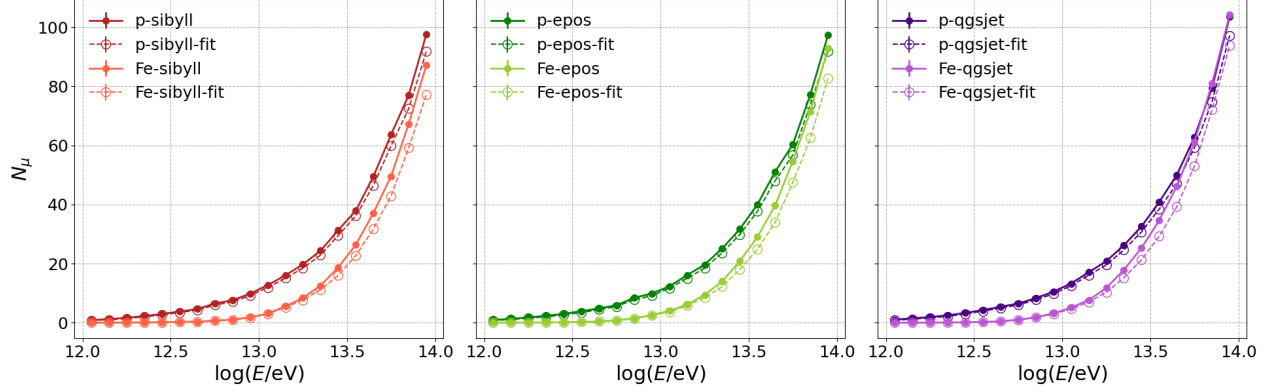


FIGURA 3.13: Número de muones que podrían detectarse en HAWC. Se exponen los resultados directos de las simulaciones (líneas sólidas y marcadores rellenos) y los resultados de integrar numéricamente la función de tipo NKG (3.2) (líneas discontinuas y marcadores vacíos). En el cálculo se obtiene menor número de muones.

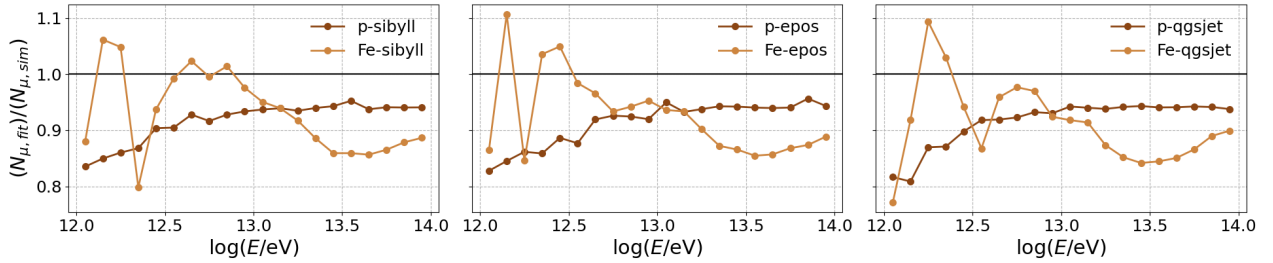


FIGURA 3.14: Razones entre $N_{\mu,fit}$, el número de muones calculado numéricamente con la ecuación 3.3 a partir del ajuste y $N_{\mu,sim}$, el número de muones obtenido directamente de las simulaciones.

Como una medida de qué tan bien ajusta la función de tipo NKG a los valores que se han extraído de AIRES, en la Figura 3.14 se muestran las razones entre los resultados de los ajustes y los resultados de las simulaciones, donde se confirma que utilizando la ecuación 3.3 se obtienen, en general, menores valores de N_μ . En promedio, los errores del ajuste relativos a los valores simulados son aproximadamente 9 % para las cascadas de protones y 10 % para las de hierro, mientras que los valores máximos de error los presenta el modelo QGSJET con 19 % y 23 % respectivamente para cascadas de protones y de núcleos de hierro.

Capítulo 4

Conclusiones

En este trabajo se estudió la distribución lateral de la componente muónica de cascadas atmosféricas iniciadas por rayos cósmicos con energía entre 1 y 100 TeV. Se simularon cascadas con el programa AIRES, a partir de dichas simulaciones se estudió la distribución lateral de muones en la ubicación del observatorio HAWC (4100 m s.n.m): ajustando los datos a una función de tipo NKG, utilizada en HAWC para describir la distribución lateral de la carga efectiva [32], se caracterizó la componente muónica y su evolución con la energía primaria. Se analizó el efecto de la partícula primaria, comparando protones y núcleos de hierro; del ángulo zenital de incidencia, comparando cascadas verticales ($0 < \theta < 20^\circ$) e inclinadas ($20 < \theta < 45^\circ$); y se compararon resultados de diferentes modelos de interacciones hadrónicas de altas energías. Además se estimó el número de muones que podrían detectarse en HAWC.

Las distribuciones laterales de muones de cascadas de protones simuladas con AIRES coinciden razonablemente con resultados obtenidos con el programa CORSIKA considerando las mismas energías primarias en la misma ubicación [21]. Si bien se observan discrepancias, éstas se explican por los diferentes ángulos de incidencia de las cascadas simuladas. En general la densidad de muones tiene valores entre aproximadamente 10^{-6} (cascadas de hierro de 1 TeV) y 10^{-2} (cascadas de 100 TeV) partículas por metro cuadrado; la densidad incrementa a medida que aumenta la energía primaria. A pesar de que teóricamente se esperaría que las distribuciones de muones en cascadas de hierro estuviesen por encima de las de protones, en las distancias consideradas ($R < 300$ m) se observa lo contrario para las energías más bajas.

Por su parte, los parámetros del ajuste, A y s , en función de la energía primaria muestran comportamientos opuestos: A incrementa con la energía mientras que s disminuye. El parámetro s calculado para simulaciones de diferentes modelos de interacciones hadrónicas no muestra diferencias significativas entre ellas, siendo la mayor de un 10 %, mientras que A presenta diferencias de hasta 68 % en cascadas de hierro (entre QGSJET y Sibyll), sin

embargo hay poca variación del parámetro en todo el intervalo de energía (valores entre 0 y 0.008), por lo que en ninguno de los casos puede asegurarse una dependencia clara del modelo. Al comparar los parámetros obtenidos con diferente partícula primaria se confirma que hasta una energía de ≈ 40 TeV las cascadas de protones muestran más muones en la región considerada, y además indican menor edad de las cascadas en todo el intervalo de energía. Igualmente, al separar los resultados entre cascadas verticales e inclinadas, se observan mayores valores de A en las verticales, a diferencia de s , cuyos valores son mayores en las inclinadas. Estos efectos cobran más importancia a partir de los 10 TeV.

Por último, la estimación del número de muones en HAWC sugiere que no sería posible detectar cascadas con energías menores a ≈ 5 TeV ya que en un radio de 70 m no se observan suficientes muones. El número de muones aumenta gradualmente hasta que para una energía primaria de 100 TeV podrían detectarse entre 80 y 100 muones (dependiendo del modelo utilizado). Los ajustes a la función de tipo NKG subestiman N_μ con respecto a los valores extraídos de la simulación.

Cabe mencionar que este trabajo es un primer intento de realizar predicciones para el observatorio HAWC con simulaciones del programa AIRES, siendo que éste se utiliza usualmente para simulaciones de ultraaltas energías. Además, si bien el número de muones en una cascada es comúnmente utilizado para estimar las características del rayo cósmico primario, aquí se presenta la posibilidad de utilizar la forma de su distribución lateral con el mismo fin, mostrando las diferencias de los parámetros de la función que la describe según su energía, masa y ángulo de zenital de incidencia.

Trabajo a futuro

Como trabajo a futuro se sugiere realizar simulaciones para más subintervalos de energía entre 1 y 100 TeV a fin de tener más estadística para calcular los parámetros del ajuste. Para tener una mejor idea de la evolución de la distribución lateral de muones con la partícula primaria, es necesario simular, además de cascadas de protones y hierro, cascadas iniciadas por rayos cósmicos de masas intermedias. También con el objetivo de realizar una comparación más exacta entre resultados de AIRES y de CORSIKA y asegurarse de que son congruentes entre sí, es conveniente reproducir las simulaciones de otros autores a cabalidad, considerando los mismos valores de energías primarias, ángulo de incidencia y energía umbral de los muones. Además, se contempla buscar otra función $\rho_\mu(r)$ que describa de mejor manera las distribuciones laterales de muones que resultan de las simulaciones.

Referencias

- [1] J. Albrecht, L. Cazon, H. Dembinski, A. Fedynitch, K.-H. Kampert, T. Pierog, W. Rhode, D. Soldin, B. Spaan, R. Ulrich y M. Unger, “The Muon Puzzle in cosmic-ray induced air showers and its connection to the Large Hadron Collider”, 1-55 (2021).
- [2] J Matthews, “A Heitler model of extensive air showers”, *Astroparticle Physics* **22**, 387-397 (2005).
- [3] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (1990).
- [4] M. Massip Mellado, *Los rayos cósmicos: Las energías más extremas del universo* (2016).
- [5] L. I. Dorman, *Cosmic rays in the earth’s atmosphere and underground* (2004).
- [6] A. Bahena y W. Bietenholz, “Partículas Más Poderosas”, (2013).
- [7] A. De Angelis y M. J. Martins Pimenta, *Introduction to particle and astroparticle physics: Questions to the universe* (2015).
- [8] T. Sjöstrand, “Status of fragmentation models”, *International Journal of Modern Physics* **3**, 751-823 (1988).
- [9] E. J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari y T. Stanev, “Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1”, *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* **80**, 34 (2009).
- [10] S Ostapchenko, “Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model”, *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* **83**, 1-36 (2011).
- [11] T. Pierog, I. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko y K. Werner, “EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider”, *Physical Review C - Nuclear Physics* **92**, 1-15 (2015).
- [12] T. Pierog, “Review of Model Predictions for Extensive Air Showers”, en *Proceedings of 2016 International Conference on Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECR2016)* (2018).
- [13] D Newton, J Knapp y A. A. Watson, “The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower”, *Astroparticle Physics* **26**, 414-419 (2007).

- [14] T Antoni, W. D. Apel, F Badea, K Bekk, K Bernlöhner, H Blümer, E Bollmann, H Bozdog, I. M. Brancus, A Chilingarian, K Daumiller, P Doll, J Engler, F Feßler, H. J. Gils, R Glasstetter, R Haeusler, W Hafemann, A Haungs, D Heck, T Holst, J. R. Hörandel, K. H. Kampert, J Kempa, H. O. Klages, J Knapp, D Martello, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J Milke, D Mühlenberg, J Oehlschläger, M Petcu, H Rebel, M Risse, M Roth, G Schatz, F. K. Schmidt, T Thouw, H Ulrich, A Vardanyan, B Vulpescu, J. H. Weber, J Wentz, T Wiegert, J Wochele y J Zabierowski, “Electron, muon, and hadron lateral distributions measured in air showers by the KASCADE experiment”, *Astroparticle Physics* **14**, 245-260 (2001).
- [15] D Barnhill, P Bauleo, M. T. Dova, J Harton, R Knapik, J Knapp, J Lee, M Manceñido, A. G. Mariazzi, I. C. Mariş, D Newton, M Roth, T Schmidt y A. A. Watson, “Measurement of the lateral distribution function of UHECR air showers with the Pierre Auger Observatory”, en 29th International Cosmic Ray Conference, ICRC 2005, vol. 7 (2005), págs. 291-294.
- [16] S. Müller, “Direct Measurement of the Muon Density in Air Showers with the Pierre Auger Observatory”, *EPJ Web of Conferences* **210**, 02013 (2019).
- [17] M Nagano, D Heck, K Shinozaki, N Inoue y J Knapp, “Comparison of AGASA data with CORSIKA simulation”, *Astroparticle Physics* **13**, 277-294 (2000).
- [18] W. D. Apel, A. F. Badea, K Bekk, A Bercuci, J Blümer, H Bozdog, I. M. Brancus, A Chilingarian, K Daumiller, P Doll, R Engel, J Engler, H. J. Gils, R Glasstetter, A Haungs, D Heck, J. R. Hörandel, K. H. Kampert, H. O. Klages, G Maier, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J Milke, M Müller, R Obenland, J Oehlschläger, S Ostapchenko, M Petcu, H Rebel, A. Risse, M Risse, M Roth, G Schatz, H Schieler, H Ulrich, J Van Buren, A Vardanyan, A Weindl, J Wochele y J Zabierowski, “Comparison of measured and simulated lateral distributions for electrons and muons with KASCADE”, *Astroparticle Physics* **24**, 467-483 (2006).
- [19] H. J. Drescher, M. Bleicher, S. Soff y H. Stöcker, “Model dependence of lateral distribution functions of high energy cosmic ray air showers”, *Astroparticle Physics* **21**, 87-94 (2004).
- [20] R. Raikin, A. Lagutin, N Inoue y A Misaki, “The shape of EAS lateral distribution and primary composition of the UHE cosmic rays”, *International Cosmic Ray Conference* **1**, 290 (2001).
- [21] R. D. Parsons y H Schoorlemmer, “Systematic Differences due to High Energy Hadronic Interaction Models in Air Shower Simulations in the 100 GeV-100 TeV Range”, (2019).
- [22] A. U. Abeysekara, R. Alfaro, C. Alvarez, J. D. Álvarez, R. Arceo, J. C. Arteaga-Velázquez, D. A. Rojas, H. A. A. Solares, A. Becerril, E. Belmont-Moreno, S. Y. BenZvi, A. Bernal, J. Braun, K. S. Caballero-Mora, T. Capistrán, A. Carramiñana, S. Casanova, M. Castillo, U. Cotti, J. Cotzomi, C. D. León, E. D. la Fuente, R. D. Hernandez, S. Dichiara, B. L. Dingus, M. A. DuVernois, J. C. Díaz-Vélez, K. Engel, D. W. Fiorino, N. Fraija, J. A. García-González, F. Garfias, A. G. Muñoz, M. M. González, J. A. Goodman, Z. Hampel-Arias, J. P. Harding, S. Hernandez, B. Hona, F. Hueyotl-Zahuantitla, C. M. Hui, P. Hütemeyer, A. Iriarte, A. Jardin-Blicq, V. Joshi, S. Kaufmann, A. Lara, R. J. Lauer, W. H. Lee, H. L. Vargas, A. L. Longinotti, G. Luis-Raya, R. Luna-García, D. López-Cámara, R. López-Coto, D. López-Cámara, R. López-Coto,

- K. Malone, S. S. Marinelli, O. Martinez, I. Martinez-Castellanos, J. Martínez-Castro, H. Martínez-Huerta, J. A. Matthews, P. Miranda-Romagnoli, E. Moreno, M. Mostafá, A. Nayerhoda, L. Nellen, M. Newbold, M. U. Nisa, R. Noriega-Papaqui, R. Pelayo, J. Pretz, E. G. Pérez-Pérez, Z. Ren, C. D. Rho, C. Rivière, D. Rosa-González, M. Rosenberg, E. Ruiz-Velasco, F. S. Greus, A. Sandoval, M. Schneider, H. Schoorlemmer, M. S. Arroyo, G. Sinnis, A. J. Smith, R. W. Springer, P. Surajbali, I. Taboada, O. Tibolla, K. Tollefson, I. Torres, G. Vianello, L. Villaseñor, T. Weisgarber, F. Werner, S. Westerhoff, J. Wood, T. Yapici, A. Zepeda y H. Zhou, “Observation of Anisotropy of TeV Cosmic Rays with Two Years of HAWC”, *The Astrophysical Journal* **865**, 57 (2018).
- [23] A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro, C. Alvarez, J. D. Álvarez, R. Arceo, J. C. Arteaga-Velázquez, D. Avila Rojas, H. A. Ayala Solares, E. Belmont-Moreno, S. Y. Benzvi, J. Braun, C. Brisbois, K. S. Caballero-Mora, T. Capistrán, A. Carramiñana, S. Casanova, M. Castillo, U. Cotti, J. Cotzomi, S. Coutiño De León, C. De León, E. De La Fuente, R. Diaz Hernandez, S. Dichiaro, B. L. Dingus, M. A. Duvernois, R. W. Ellsworth, K. Engel, O. Enríquez-Rivera, H. Fleischhack, N. Fraija, A. Galván-Gámez, J. A. García-González, A. González Muñoz, M. M. González, Z. Hampel-Arias, J. P. Harding, S. Hernandez, B. Hona, F. Hueyotl-Zahuantitla, C. M. Hui, P. Hütemeyer, A. Iriarte, A. Jardin-Blicq, V. Joshi, S. Kaufmann, A. Lara, W. H. Lee, H. León Vargas, J. T. Linnemann, A. L. Longinotti, G. Luis-Raya, R. Luna-García, R. López-Coto, K. Malone, S. S. Marinelli, O. Martinez, I. Martinez-Castellanos, J. Martínez-Castro, H. Martínez-Huerta, J. A. Matthews, P. Miranda-Romagnoli, E. Moreno, M. Mostafá, L. Nellen, M. Newbold, M. U. Nisa, R. Noriega-Papaqui, R. Pelayo, J. Pretz, E. G. Pérez-Pérez, Z. Ren, C. D. Rho, C. Rivière, D. Rosa-González, M. Rosenberg, E. Ruiz-Velasco, F. Salesa Greus, A. Sandoval, M. Schneider, H. Schoorlemmer, M. Seglar Arroyo, G. Sinnis, A. J. Smith, R. W. Springer, P. Surajbali, I. Taboada, O. Tibolla, I. Torres, L. Villaseñor, T. Weisgarber, S. Westerhoff, J. Wood, T. Yapici, G. B. Yodh, A. Zepeda y H. Zhou, “Constraining the p/p ratio in TeV cosmic rays with observations of the Moon shadow by HAWC”, *Physical Review D* **97**, 10 . 1103/PhysRevD . 97 . 102005 (2018).
- [24] D. Hooper, I. Cholis, T. Linden y K. Fang, “HAWC observations strongly favor pulsar interpretations of the cosmic-ray positron excess”, *Physical Review D* **96**, 10 . 1103/PhysRevD . 96 . 103013 (2017).
- [25] K. Malone, “First HAWC spectra of galactic gamma-ray sources above 100 TeV and the implications for cosmic-ray acceleration”, en *Proceedings of Science*, vol. 358 (2019).
- [26] A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro, C. Alvarez, J. R. Camacho, J. C. Arteaga-Velázquez, K. P. Arunbabu, D. A. Rojas, H. A. Solares, V. Baghmany, E. Belmont-Moreno, S. Y. BenZvi, R. Blandford, C. Brisbois, K. S. Caballero-Mora, T. Capistrán, A. Carramiñana, S. Casanova, U. Cotti, S. C. de León, E. De la Fuente, R. D. Hernandez, B. L. Dingus, M. A. DuVernois, M. Durocher, J. C. Díaz-Vélez, R. W. Ellsworth, K. Engel, C. Espinoza, K. L. Fan, K. Fang, H. Fleischhack, N. Fraija, A. Galván-Gámez, D. Garcia, J. A. García-González, F. Garfias, G. Giacinti, M. M. González, J. A. Goodman, J. P. Harding, S. Hernandez, J. Hinton, B. Hona, D. Huang, F. Hueyotl-Zahuantitla, P. Hütemeyer, A. Iriarte, A. Jardin-Blicq, V. Joshi, D. Kieda, A. Lara, W. H. Lee, H. L. Vargas, J. T. Linnemann, A. L. Longinotti, G. Luis-Raya, J. Lundeen, K. Malone, O. Martinez, I. Martinez-Castellanos, J. Martínez-Castro, J. A. Matthews, P. Miranda-Romagnoli, J. A. Morales-Soto, E. Moreno, M. Mostafá, A. Nayerhoda, L. Nellen, M.

- Newbold, M. U. Nisa, R. Noriega-Papaqui, L. Olivera-Nieto, N. Omodei, A. Peisker, Y. Pérez Araujo, E. G. Pérez-Pérez, Z. Ren, C. D. Rho, D. Rosa-González, E. Ruiz-Velasco, H. Salazar, F. S. Greus, A. Sandoval, M. Schneider, H. Schoorlemmer, F. Serna, A. J. Smith, R. W. Springer, P. Surajbali, K. Tollefson, I. Torres, R. Torres-Escobedo, F. Ureña-Mena, T. Weisgarber, F. Werner, E. Willox, A. Zepeda, H. Zhou, C. De León y J. D. Álvarez, “HAWC observations of the acceleration of very-high-energy cosmic rays in the Cygnus Cocoon”, *Nature Astronomy* **5**, 465-471 (2021).
- [27] S. Sciutto, *AIRES: A system for air shower simulations (Version 2.2.0)*, 1999.
- [28] S. J. Sciutto, “Aires A system for air shower simulations 2.6.0”, 1-250 (2019).
- [29] M Kobal, “A thinning method using weight limitation for air-shower simulations”, *Astroparticle Physics* **15**, 259-273 (2001).
- [30] S. K. Gupta, Y Aikawa, N. V. Gopalakrishnan, Y Hayashi, N Ikeda, N Ito, A Jain, A. V. John, S Karthikeyan, S Kawakami, T Matsuyama, D. K Mohanty, P. K. Mohanty, S. D. Morris, T Nonaka, A Oshima, B. S. Rao, K. C. Ravindran, M Sasano, K Sivaprasad, B. V. Sreekantan, H Tanaka, S. C. Tonwar, K Viswanathan y T Yoshikoshi, “GRAPES-3 - A high-density air shower array for studies on the structure in the cosmic-ray energy spectrum near the knee”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **540**, 311-323 (2005).
- [31] A. M. W. Mitchell, H. P. Dembinski y R. D. Parsons, “Potential for measuring the longitudinal and lateral profile of muons in TeV air showers with IACTs”, *Astroparticle Physics* **111**, 23-34 (2019).
- [32] K. Malone, *HAWC OBSERVATORY Energy Estimation via Ground Parameter*, inf. téc. November (2018), págs. 1-17.
- [33] J. A. Morales-Soto, J. C. Arteaga-Velázquez y J. D. Álvarez, “The lateral distribution function of cosmic-ray induced air showers studied with the HAWC observatory”, en *Proceedings of Science*, vol. 358 (2019).