

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



Proyecto de Trabajo de Graduación

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

Presentado por
Cindy Mariella Castellón Salguero

Asesorado por
Ph. D. Hermes León Vargas
M. Sc. Raúl Antonio Henríquez Ortíz

Ciudad Universitaria “Dr. Fabio Castillo”, noviembre de 2021

Índice general

Introducción	2
1. Marco teórico	4
1.1. Rayos Cósmicos	4
1.1.1. Descubrimiento y naturaleza de los RC	4
1.1.2. Producción de RC	5
1.1.3. Fuentes de RC	6
1.1.4. Propagación de RC	7
1.2. Interacciones de los RC	8
1.2.1. Interacciones electromagnéticas	8
1.2.2. Interacciones hadrónicas	8
1.3. Cascadas atmosféricas	9
1.3.1. Atmósfera terrestre	9
1.3.2. Desarrollo de una cascada atmosférica	10
1.3.3. Métodos de observación	13
1.4. Estado del conocimiento	13
2. Planteamiento del problema	18
2.1. Objetivos	18
2.2. Preguntas de investigación	18
2.3. Justificación	19
2.4. Viabilidad	19
3. Metodología	21
3.1. Características de las cascadas	21
3.2. Software para simulaciones de altas energías	21
3.2.1. Sistema de coordenadas	22
3.2.2. Atmósfera	22
3.2.3. Campo geomagnético	23
3.2.4. Modelos de interacción	23
3.2.5. Estructura de los programas de simulación	24
3.2.6. Muestreo de partículas	25
4. Cronograma de actividades	26
Referencias	28

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.

Desde el descubrimiento de los rayos cósmicos, se han estudiado ampliamente aspectos como su espectro, su composición, su propagación y su origen. Se conoce que el espectro de rayos cósmicos se extiende desde 10^9 hasta 10^{20} siguiendo una ley de potencias, y que a estas ultraaltas energías se observa una supresión del mismo. También se ha concluido que de forma aproximada los rayos cósmicos están compuestos mayormente por protones y que sus fuentes son principalmente de origen galáctico. Sin embargo las interrogantes fundamentales de la física de rayos cósmicos, relacionadas con su origen y el mecanismo de aceleración con el que alcanzan las energías observadas, siguen vigentes.

En particular, el rango de las altas energías presenta grandes desafíos para la investigación en esta área. Esto debido principalmente a limitaciones experimentales relacionadas con el bajo flujo de partículas a estas energías, así como limitaciones teóricas en la descripción de las interacciones hadrónicas, ya que los modelos utilizados son fenomenológicos y dependen de los avances en aceleradores de partículas. Actualmente uno de los problemas esenciales es la determinación de la composición de los rayos cósmicos de altas energías; el problema de la composición consiste en dar una correcta interpretación a los datos observacionales basada en simulaciones de cascadas atmosféricas.

En variados observatorios alrededor del mundo se han medido con bastante precisión diversas propiedades de las cascadas producidas por rayos cósmicos de altas energías, que son especialmente sensibles a la energía y composición primaria. No obstante, no se ha logrado

una interpretación coherente de dichas mediciones en términos de una única composición. Existen importantes discrepancias entre las simulaciones con distintos modelos de interacción hadrónica, de manera que dirigen a conclusiones no compatibles entre sí, y además no compatibles con las observaciones realizadas de las magnitudes dependientes de la composición.

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 pretende caracterizar dicha distribución lateral en función de la energía primaria y comparar las distribuciones en cascadas iniciadas por núcleos de distinta masa. Lo anterior se llevará a cabo realizando simulaciones de cascadas con diferentes modelos de interacciones hadrónicas, en este caso: Sibyll 2.3d, EPOS-LHC y QGSJETII-04.

Se realizarán seis grupos de simulaciones de aproximadamente 20,000 eventos de cascadas atmosféricas cada uno; por una parte se simularán 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 estará en el rango de 1-100 TeV. El *software* a utilizar para las simulaciones es AIRES, un programa para simular cascadas de manera realista y para manejar la información de las mismas.

El contenido del documento está organizado de la siguiente manera: en el capítulo 1 se resume 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 presenta el planteamiento del problema de la investigación incluyendo los objetivos, la justificación y la viabilidad del estudio. En el capítulo 3 se describe el programa AIRES con el que se ejecutarán las simulaciones, así como las condiciones que se impondrán para las mismas. Por último, el cronograma de actividades de la investigación se muestra en el capítulo 4.

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 [1]. 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 [2].

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 [3].

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* [2]. El espectro se extiende desde $\sim 10^9$ hasta $\sim 10^{20}$ eV.

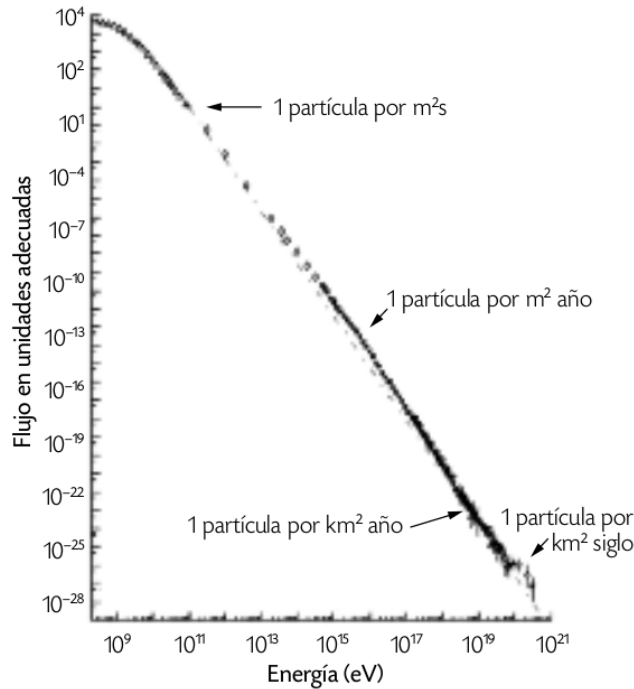


Figura 1.1: Intensidad del flujo de rayos cósmicos en función de su energía. Éste está bien representado por una ley de potencias $E^{-2,7}$. (Tomada de [4]).

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 [1]

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

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 [5]:

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

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.

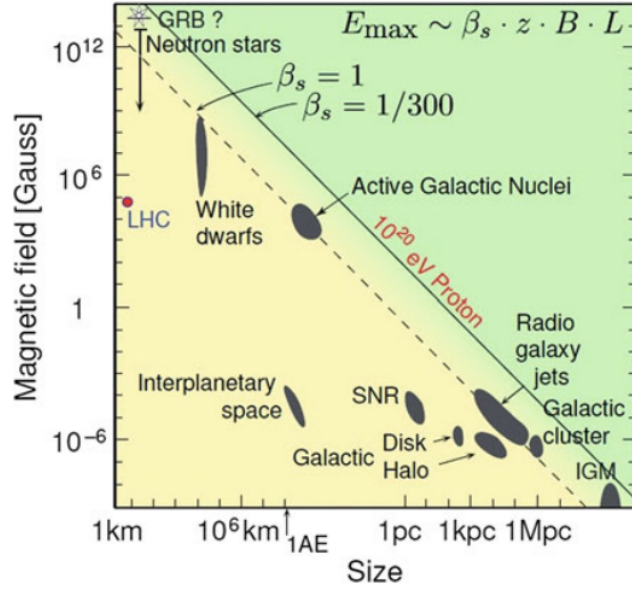


Figura 1.2: La gráfica de Hillas representa las potenciales fuentes de rayos cósmicos según la intensidad de su campo magnético y su tamaño. (Tomada de [5]).

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 [1]:

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

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 [5]:

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

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 [5], 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*) [6]; 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.

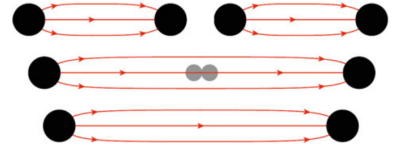


Figura 1.3: De abajo hacia arriba; fragmentación de una cuerda creando un nuevo par de quarks en el campo de color. (Tomada de [5]).

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 [7], QGSJET [8] y EPOS [9], 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 [10]. 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.

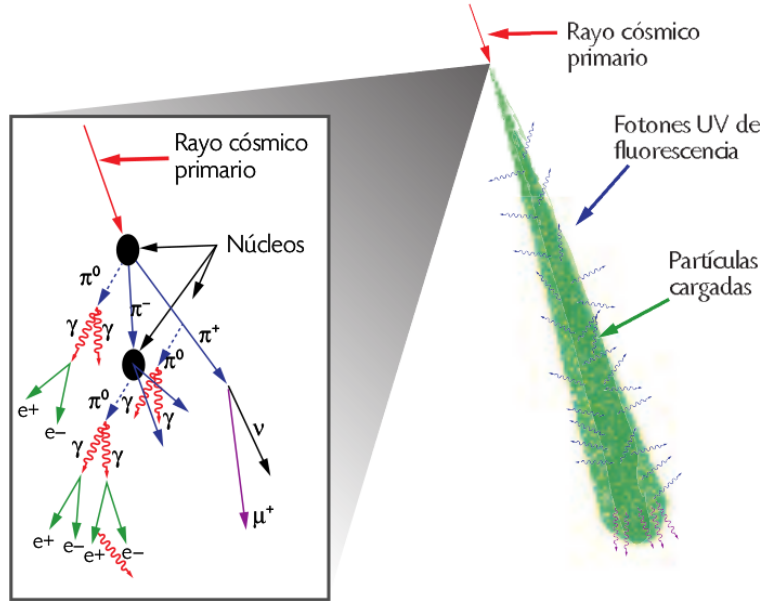


Figura 1.4: Esquema de la formación y desarrollo de un chubasco atmosférico. Se observa la componente hadrónica y la electromagnética. (Tomada de [4]).

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

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

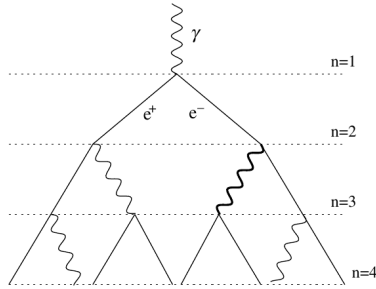
donde $N(E, X)dE$ es el flujo de nucleones a una profundidad X en la atmósfera con energías entre E y $E + dE$, λ_N es la longitud de interacción del nucleón en el aire y F_{NN} es la

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 [1]:

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

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;



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 .

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

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

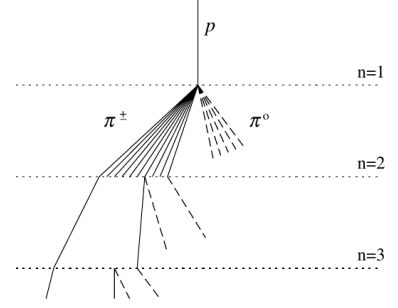


Figura 1.6: Esquema de un chubasco producido por un protón; las líneas sólidas representan piones cargados mientras las líneas cortadas representan piones neutros.

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 $\pi-A$ [11].

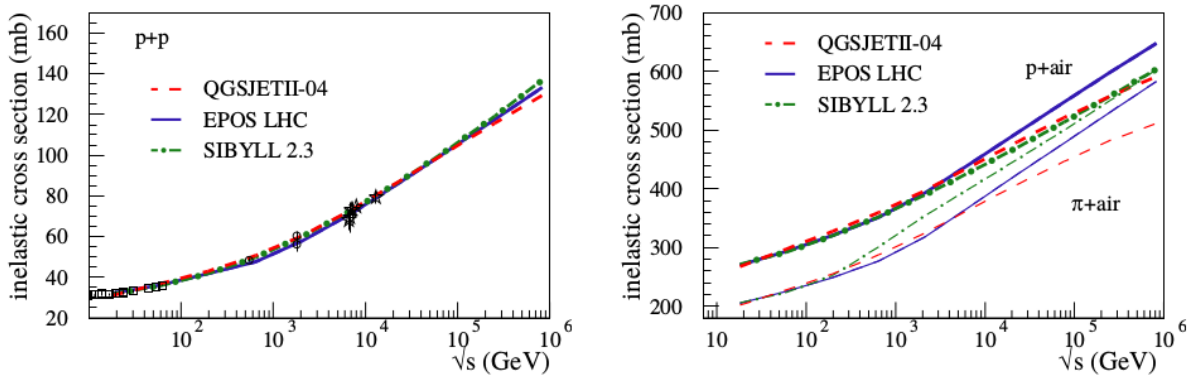


Figura 1.7: Sección eficaz inelástica para interacciones $p-p$ (izquierda) e interacciones p -aire y π -aire (derecha) calculadas con tres modelos hadrónicos [11].

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}) [12], 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 [13], 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 [14], 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 [15], 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 [16]. 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 [17], 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 [18] 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 [19] 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

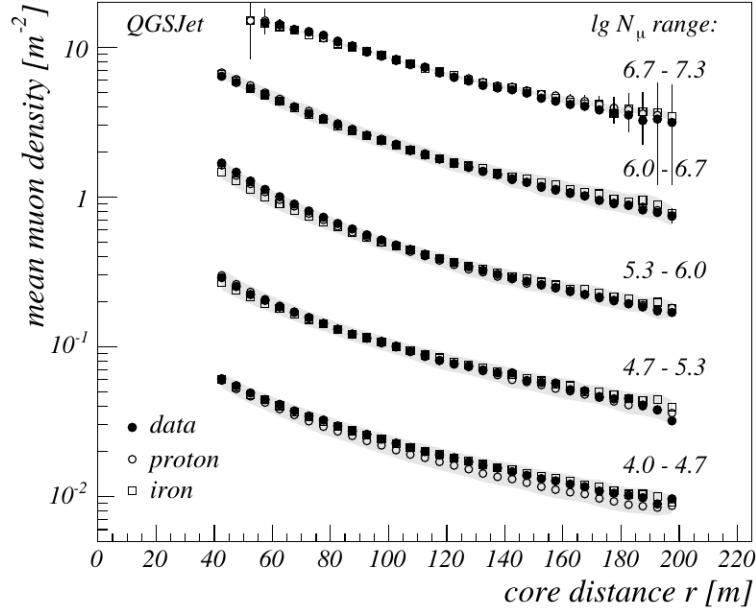


Figura 1.8: Comparación de distribuciones laterales de muones resultado de simulaciones con el programa CORSIKA y medidas del observatorio KASCADE [17].

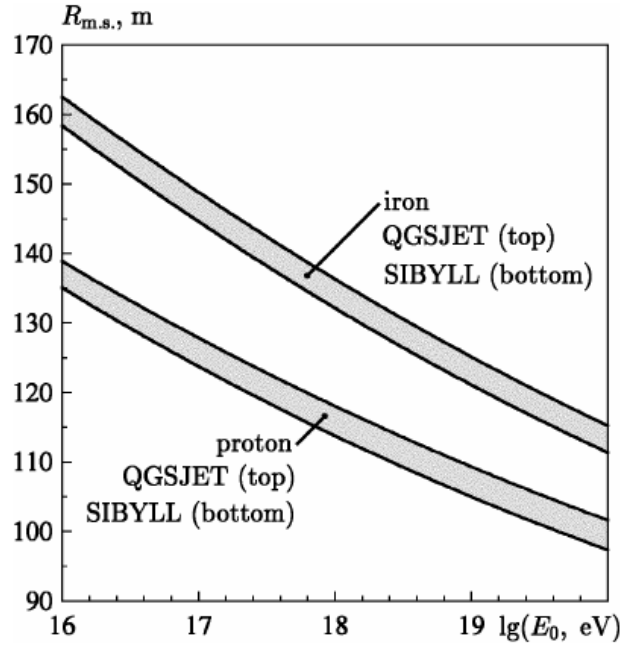


Figura 1.9: Radio medio cuadrado de electrones predicho teóricamente utilizando el formalismo de escala junto con modelos de interacción hadrónica utilizando el programa CORSIKA, mostrando su dependencia de la masa primaria [19].

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 [20].

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 [21], 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 [22] 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 [23-25].

Capítulo 2

Planteamiento del problema

2.1. Objetivos

Objetivo general

Estudiar mediante simulaciones computacionales la distribución lateral de muones en cascadas atmosféricas con energías iniciales en el rango del observatorio HAWC (1-100 TeV).

Objetivos específicos

1. Caracterizar la densidad de muones a varias distancias del eje de la cascada atmosférica en función de la energía inicial.
2. Comparar las distribuciones de muones en cascadas atmosféricas iniciadas por distintas partículas primarias.
3. Evaluar la influencia del modelo de interacciones hadrónicas de altas energías utilizado en las simulaciones sobre la distribución lateral de muones.

2.2. Preguntas de investigación

Al ingresar a la atmósfera los rayos cósmicos interactúan con las partículas de la misma produciendo múltiples partículas secundarias, muchas de éstas pueden detectarse por diversos instrumentos en la superficie terrestre; uno de ellos es el observatorio HAWC, que es capaz de detectar eventos de energías entre ~ 1 TeV y ~ 100 TeV. En este trabajo de investigación se pretende estudiar eventos en dicho rango de energías. En particular se quiere indagar en las características de la componente muónica de la distribución lateral de partículas producidas en cascadas. La componente muónica se ve afectada tanto por la energía inicial como por la masa del rayo cósmico primario, por lo que se requiere precisar esas dependencias.

Adicionalmente, debido a las discrepancias que se han reportado entre distintos modelos de interacciones hadrónicas es conveniente preguntarse si dichas dependencias son sensibles al modelo utilizado para las simulaciones.

2.3. Justificación

Debido a su bajo flujo los rayos cósmicos de altas energía se estudian mediante observaciones de las cascadas de partículas que producen en la atmósfera. Las interacciones hadrónicas a estas energías -y por consiguiente las distribuciones de partículas secundarias- no pueden describirse de manera exacta, por lo que se recurre a modelos computacionales que realizan extrapolaciones a partir de datos experimentales a menor energía. Actualmente existen discrepancias entre las simulaciones realizadas con diferentes modelos de interacciones hadrónicas, así como entre predicciones de simulaciones y datos observacionales. Debido a esto, en este rango de energías no se ha logrado definir exactamente una única composición de los rayos cósmicos.

La distribución lateral de muones contiene información sobre la naturaleza de la partícula que inició la cascada, por lo que puede usarse en observatorios como HAWC para determinar aspectos como la energía y la masa del rayo cósmico primario. Por otro lado, los muones se producen mayormente en interacciones hadrónicas, por lo que la caracterización de su flujo a cierta altura es importante para distinguir cascadas iniciadas por rayos gamma de las iniciadas por rayos cósmicos. Además es de interés observar el comportamiento de la densidad de muones en simulaciones con relación al modelo de las interacciones hadrónicas ya que su medición experimental puede ser una herramienta para mejorar los modelos actuales.

2.4. Viabilidad

Para las simulaciones se utilizará el sistema AIRES, éste es de acceso libre y está disponible en línea en el sitio <http://aires.fisica.unlp.edu.ar/>, así como toda su documentación; éste ya ha sido instalado en una computadora personal (procesador *AMD Ryzen 5* con seis núcleos y doce hilos, disco de estado sólido de 256 GB y 8 GB de memoria RAM) junto con los modelos hadrónicos disponibles, adicionalmente se han realizado ejecuciones de prueba para estimar el tiempo de simulación. Se estima que por cada modelo se empleen tres semanas para todas las simulaciones necesarias, haciendo un total de nueve semanas, siendo éste tiempo razonable dado el tiempo disponible para el desarrollo del proyecto. El análisis de datos se realizará también con herramientas de acceso libre, por lo que no será necesario incurrir a gastos adicionales. Por otro lado cabe mencionar que el asesor principal del proyecto, PhD.

Hermes León Vargas, es investigador en el área de astropartículas y parte de la colaboración del observatorio HAWC, de manera que su experiencia en esta área de investigación es la oportuna para la realización del presente proyecto.

Capítulo 3

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 [26], 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 2000 cascadas con energías primarias del orden de los TeV.

3.1. 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.

3.2. 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.

3.2.1. 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 3.1 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 .

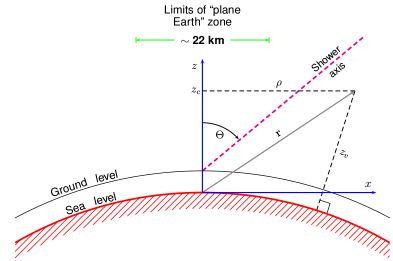


Figura 3.1: Esquema del sistema de coordenadas utilizado en AIRES. (Tomada de [26]).

3.2.2. 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

$$X_v(h) = \begin{cases} a_l + b_l e^{-h/c_l} & h_l \leq h < h_{l+1} \\ a_L - b_L(h/c_L) & h_L \leq h < h_{L+1} \\ 0 & h \geq h_{L+1}. \end{cases} \quad (3.1)$$

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:

$$X_s(h) = \frac{X_v(h)}{\cos(\Theta)}. \quad (3.2)$$

3.2.3. 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

$$B_x = F \cos I, \quad (3.3)$$

$$B_y = 0, \quad (3.4)$$

$$B_z = -F \sin I. \quad (3.5)$$

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).

3.2.4. 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.

3.2.5. 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 [27]:

- 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.

3.2.6. 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* [28].

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

$$P_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq E_{th} \\ \frac{E_{B_i}}{E_{th}} & \text{si } E_{B_i} < E_{th}. \end{cases} \quad (3.6)$$

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 4

Cronograma de actividades

Se describen las tareas generales a realizar en el desarrollo del trabajo de investigación. A continuación se muestra el cronograma de las actividades a seguir del 26 de septiembre de 2021 al 18 de febrero de 2022.

- **Tarea 01:** revisión de bibliografía.
- **Tarea 02:** creación de archivos de entrada para cada grupo de simulaciones.
- **Tarea 03:** simulación de chubascos producidos por protones y hierro con el modelo Sibyll 2.3d.
- **Tarea 04:** análisis de resultados de distribución lateral de muones.
- **Tarea 05:** simulación de chubascos producidos por protones y hierro con el modelo EPOS-LHC.
- **Tarea 06:** análisis de resultados de distribución lateral de muones.
- **Tarea 07:** simulación de chubascos producidos por protones y hierro con el modelo QGSJETII-04.
- **Tarea 08:** análisis de resultados de distribución lateral de muones.
- **Tarea 09:** comparación entre resultados de diferentes modelos.
- **Tarea 10:** redacción de documento final.

Semana	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Tarea 1																				
Tarea 2																				
Tarea 3																				
Tarea 4																				
Tarea 5																				
Tarea 6																				
Tarea 7																				
Tarea 8																				
Tarea 9																				
Tarea 10																				

Referencias

- [1] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (1990).
- [2] M. Massip Mellado, *Los rayos cósmicos: Las energías más extremas del universo* (2016).
- [3] L. I. Dorman, *Cosmic rays in the earth's atmosphere and underground* (2004).
- [4] A. Bahena y W. Bietenholz, “Partículas Más Poderosas”, (2013).
- [5] A. De Angelis y M. J. Martins Pimenta, *Introduction to particle and astroparticle physics: Questions to the universe* (2015).
- [6] T. Sjöstrand, “Status of fragmentation models”, *International Journal of Modern Physics* **3**, 751-823 (1988).
- [7] 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).
- [8] 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).
- [9] 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).
- [10] J Matthews, “A Heitler model of extensive air showers”, *Astroparticle Physics* **22**, 387-397 (2005).
- [11] T. Pierog, “Review of Model Predictions for Extensive Air Showers”, en *Proceedings of 2016 International Conference on Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECR2016)* (ene. de 2018).
- [12] 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).
- [13] T Antoni, W. D. Apel, F Badea, K Beka, K Bernlöhr, 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).

- [14] 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.
- [15] S. Müller, “Direct Measurement of the Muon Density in Air Showers with the Pierre Auger Observatory”, EPJ Web of Conferences **210**, 02013 (2019).
- [16] M Nagano, D Heck, K Shinozaki, N Inoue y J Knapp, “Comparison of AGASA data with CORSIKA simulation”, Astroparticle Physics **13**, 277-294 (2000).
- [17] 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).
- [18] 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).
- [19] 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).
- [20] 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).
- [21] 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. Dichiaro, B. L. Dingus, M. A. DuVernois, J. C. Díaz-Vélez, K. Engel, D. W. Fiorino, N. Fraija, J. A. García-González, F. Garfías, 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).

- [22] 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. Hüntemeyer, 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).
- [23] 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).
- [24] 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).
- [25] 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. Hüntemeyer, 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).
- [26] S. Sciutto, *AIRES: A system for air shower simulations (Version 2.2.0)*, 1999.

- [27] S. J. Sciutto, “Aires A system for air shower simulations 2.6.0”, 1-250 (2019).
- [28] M Koba, “A thinning method using weight limitation for air-shower simulations”, *Astroparticle Physics* **15**, 259-273 (2001).