

# Índice general

2	<b>Introducción</b>	<b>2</b>
3	<b>1. Marco teórico</b>	<b>3</b>
4	1.1. Rayos Cósmicos . . . . .	3
5	1.1.1. Descubrimiento y naturaleza de los RC . . . . .	3
6	1.1.2. Producción de RC . . . . .	4
7	1.1.3. Fuentes de RC . . . . .	5
8	1.1.4. Propagación de RC . . . . .	6
9	1.2. Interacciones de los RC . . . . .	7
10	1.2.1. Interacciones electromagnéticas . . . . .	7
11	1.2.2. Interacciones hadrónicas . . . . .	7
12	1.3. Chubascos atmosféricos . . . . .	8
13	1.3.1. Atmósfera terrestre . . . . .	8
14	1.3.2. Desarrollo de un chubasco atmosférico . . . . .	9
15	1.3.3. Métodos de observación . . . . .	12
16	1.4. Estado del conocimiento . . . . .	13
17	<b>2. Planteamiento del problema</b>	<b>17</b>
18	2.1. Objetivos . . . . .	17
19	2.2. Preguntas de investigación . . . . .	17
20	2.3. Justificación . . . . .	18
21	2.4. Viabilidad . . . . .	18
22	<b>3. Metodología</b>	<b>20</b>
23	3.1. Características de las cascadas . . . . .	20
24	3.2. Software para simulaciones de altas energías . . . . .	20
25	3.2.1. Sistema de coordenadas . . . . .	21
26	3.2.2. Atmósfera . . . . .	21
27	3.2.3. Campo geomagnético . . . . .	22
28	3.2.4. Modelos de interacción . . . . .	22
29	3.2.5. Estructura de los programas de simulación . . . . .	23
30	3.2.6. Muestreo de partículas . . . . .	24
31	<b>4. Cronograma de actividades</b>	<b>25</b>

# Introducción

CC: Falta

En el capítulo 1 se resume el fundamento teórico necesario para la comprensión física de los chubascos atmosféricos producidos por rayos cósmicos y sus propiedades principales, 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. El capítulo 3 describe el programa AIRES utilizado para las simulaciones, así como las condiciones que se asumirán para las mismas. Por último, el cronograma de actividades de la investigación se muestra en el capítulo 4.

# Capítulo 1

## Marco teórico

CC: Aún no lo modifico.

### 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. 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

66 parte de las partículas en cuestión debían tener carga eléctrica, y estudiando los efectos  
67 geomagnéticos este-oeste se dedujo que casi todas las cargas eran positivas. Finalizando la  
68 década de 1940, experimentos de detección directa realizados por Schein establecieron que  
69 aproximadamente el 99 % de los RC son protones, núcleos de Helio y núcleos más pesados y  
70 que sólo el 1 % son electrones, positrones y rayos gamma [3].

### 71 1.1.2. Producción de RC

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

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

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

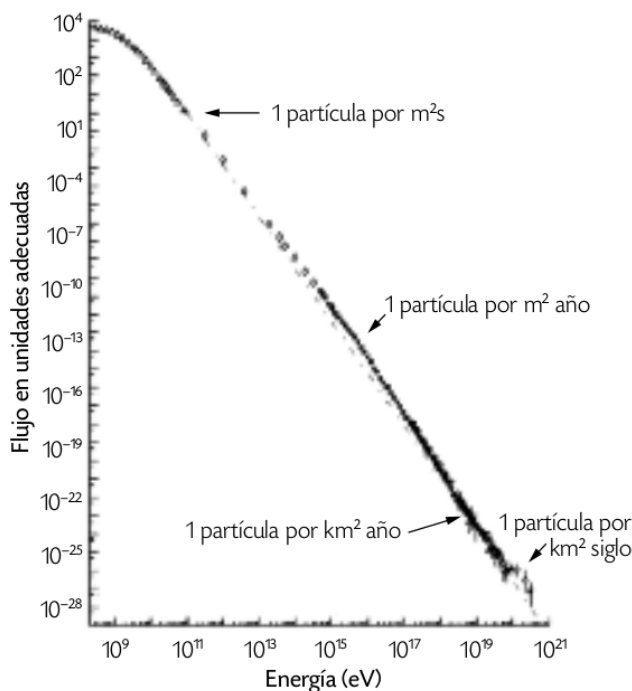


Figura 1.1: Intensidad del flujo de rayos cósmicos en función de su energía. Éste está bien representado por una ley de potencias  $E^{-2,7}$ . (Tomada de [4])

77 Por tanto, debe haber un mecanismo capaz de acelerar partículas a tales energías y que  
78 reproduzca la forma del espectro observado. En 1949, Fermi propuso un mecanismo en el que  
79 las partículas podían ganar energía en colisiones estocásticas en regiones del espacio donde  
80 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.

89

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

108 y los destellos de rayos gamma.

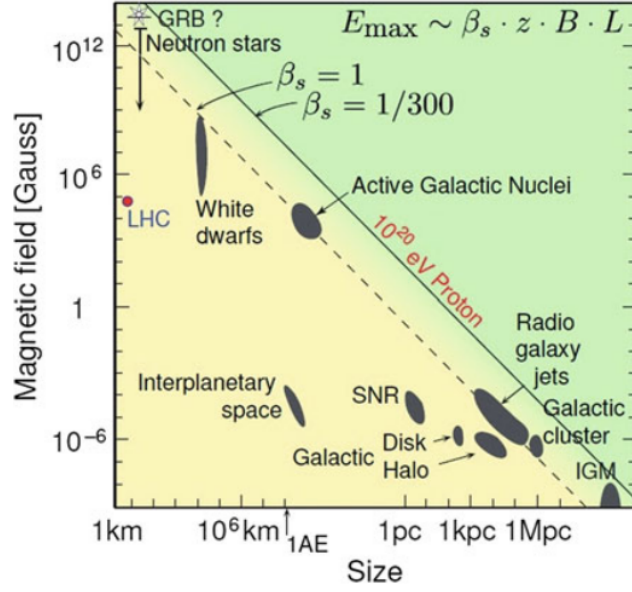


Figura 1.2: La gráfica de Hillas representa las potenciales fuentes de rayos cósmicos según la intensidad de su campo magnético y su tamaño. (Tomada de [5])

#### 109 1.1.4. Propagación de RC

110 La presencia de campos magnéticos en el espacio limita la posibilidad de estudiar las  
 111 fuentes de RC a través de ellos. Los RC llegan a la Tierra isotrópicamente; llegan de todas  
 112 direcciones con la misma frecuencia, lo que sugiere una trayectoria casi aleatoria desde la  
 113 fuente hacia la Tierra. Dentro de la galaxia las partículas pueden sufrir varios procesos:  
 114 difusión en campos magnéticos, convección por vientos galácticos, pérdidas o ganancias de  
 115 energía, colisiones nucleares con gas interestelar y decaimientos. Para describir la propagación  
 116 de RC debe resolverse la ecuación de transporte [1]:

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

117 que contempla los procesos mencionados para calcular la densidad de partículas con energías  
 118 entre  $E$  y  $E + dE$ . Los seis términos de la ecuación representan, respectivamente: la difu-  
 119 sión, ganancias de energía, convección, la inyección de partículas, pérdida de partículas por  
 120 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.

149 Para describir las interacciones hadrónicas se necesitan mo-  
150 delos fenomenológicos apoyados en QCD. Un modelo usado  
151 comúnmente es el modelo de cuerdas de Lund (o *string mo-*  
152 *del*) [6]; cuando los hadrones interactúan se forma un campo  
153 de color (cuerda) entre pares quark-antiquark, la energía po-  
154 tencial en dicha cuerda aumenta hasta fragmentarse y formar  
155 otros quarks que a su vez pueden formar hadrones, como se  
156 ilustra en la figura 1.3. También suele utilizarse el modelo de  
157 *minijet*, para tomar en cuenta la multiplicidad de partículas  
158 producidas.

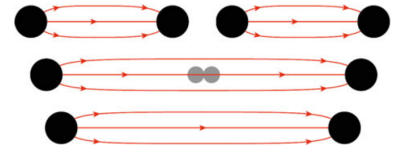


Figura 1.3: De abajo hacia arriba; fragmentación de una cuerda creando un nuevo par de quarks en el campo de color. (Tomado de [5])

159

160 Actualmente existen varios generadores Monte Carlo de eventos hadrónicos; describen este  
161 tipo de interacciones basándose en diferentes modelos para ciertos aspectos de la interacción  
162 y en datos de colisionadores de partículas. Ejemplos de estos son SIBYLL [7], QGSJET [8] y  
163 EPOS [9], que están especializados en interacciones de altas energías.

### 164 1.3. Chubascos atmosféricos

165 Un chubasco atmosférico (español para *Air Shower*) es una cascada de partículas generada  
166 por la interacción de un rayo cósmico en la alta atmósfera. Antes de profundizar en cómo se  
167 desarrollan estas cascadas, conviene describir brevemente las principales características de la  
168 atmósfera.

#### 169 1.3.1. Atmósfera terrestre

170 La capa de aire que rodea la Tierra se extiende hasta una altura mayor a 100 km. Según el  
171 modelo *US Standard Atmosphere*, la atmósfera está compuesta principalmente por N<sub>2</sub> (78 %),  
172 O<sub>2</sub> (21 %) y Ar (0,9 %). Acorde al mismo modelo, la densidad del aire es función de la altura:

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

173 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  
174 atmosféricos es más frecuente utilizar el concepto de *profundidad* en lugar de la altura. La  
175 profundidad  $X$  indica la cantidad de materia que atraviesa una partícula al moverse de un  
176 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 un chubasco atmosférico

Los chubascos atmosféricos 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 ( $\pi^\pm$ ) y neutros ( $\pi^0$ ).

La parte electromagnética del chubasco 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.

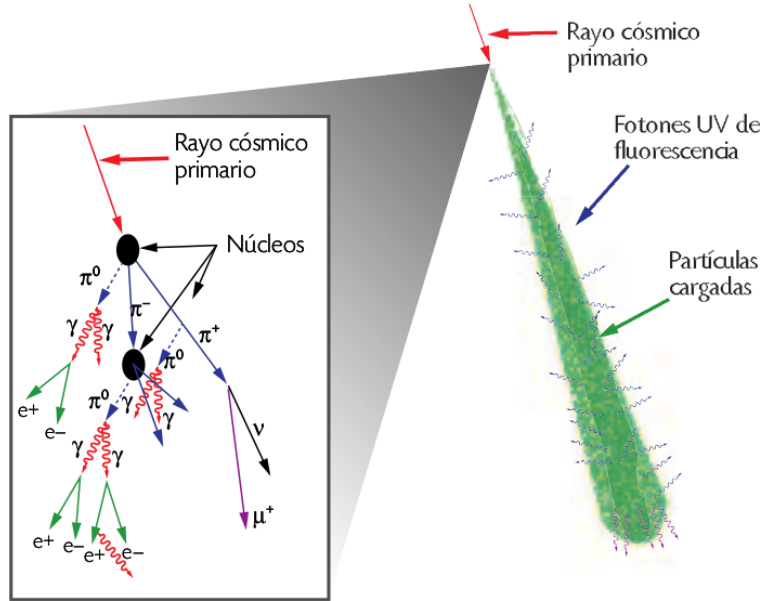


Figura 1.4: Esquema de la formación y desarrollo de un chubasco atmosférico. Se observa la componente hadrónica y la electromagnética. (Tomada de [4])

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  $E + dE$ ,  $\lambda_N$  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 chubascos, el modelo Heitler-Matthews permite describir correctamente características importantes de los mismos. 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  $\lambda_r$  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  $\xi_c^e$ .

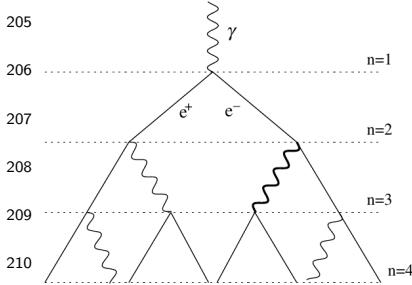


Figura 1.5: Esquema de un chubasco puramente electromagnético; las líneas rectas representan electrones y las curvas representan fotones.

A partir de lo anterior pueden deducirse características de un chubasco iniciado 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  $\xi_c^e$ , 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  $\lambda_I$  es la longitud de interacción. Luego de atravesar una capa, un hadrón interactúa produciendo partes iguales de piones cargados y neutros;  $N_{\pi^\pm}$  cargados y  $N_{\pi^0} = \frac{1}{2}N_{\pi^\pm}$  neutros. Los piones cargados pueden repetir el proceso hasta alcanzar una energía crítica  $\xi_c^\pi$ , entonces se asume su decaimiento.

224 Luego de  $n$  capas, la energía por pion cargado es

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

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

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

227 Considerando un chubasco iniciado por un protón, con com-  
228 ponentes electromagnética y hadrónica, y tomando en cuenta  
229 el decaimiento de todos los piones en muones ( $N_{\pi^\pm}^{n_c} = N_\mu$ ) la  
230 energía total es

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

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

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

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

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

238 El segundo término corresponde a la profundidad del máximo de la componente electro-  
239 magnética de la ecuación (1.13), cuya energía inicial es  $E_0/3N_{\pi^\pm}$ . En las ecuaciones (1.17) y  
240 (1.18) se observa que la dependencia del número de partículas y la profundidad del máximo  
241 con la energía inicial es lineal y logarítmica, respectivamente, tal como en (1.12) y (1.13).  
242 En general los valores calculados con la ecuación (1.18) son bastante bajos comparados con  
243 resultados de simulaciones; esto debido a que sólo se toma en cuenta la primera generación  
244 de partículas de la componente electromagnética. Por otro lado, el número de muones en el

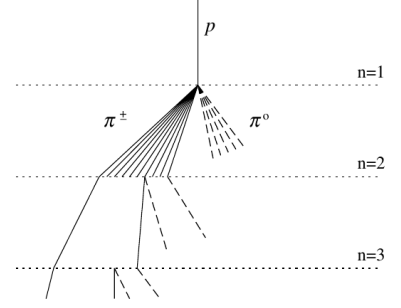


Figura 1.6: Esquema de un chubasco producido por un protón; las líneas sólidas representan piones cargados mientras las líneas cortadas representan piones neutros.

chubasco puede expresarse en función de la energía como

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

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 chubascos individualmente. cada uno con una porción igual de la energía inicial del núcleo  $E_0$ , es decir  $E_0/A$ . Las características de éstos chubascos 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

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

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

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  $\kappa$  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

Existen distintos tipos de experimentos para observar chubascos atmosféricos, la técnica utilizada depende principalmente de la energía del rayo cósmico incidente; a energías  $> 50$  TeV pueden detectarse partículas secundarias directamente a nivel del suelo, mientras que a energías  $\sim$ TeV pueden observarse recolectando la radiación producida en las interacciones de las partículas.

Los experimentos pueden ser de *radiación de Cherenkov*, 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 del chubasco y además detectan partículas de alta energía que alcanzan el nivel del suelo.

## 1.4. Estado del conocimiento

En la actualidad, los RC de ultraalta energía (UHECR,  $E > 10^{18}$  eV) siguen considerando un enigma en términos de su composición y origen. Debido a su bajo flujo, éstos se estudian indirectamente a partir de mediciones de los chubascos atmosféricos que producen. Experimentos como TA y PAO miden observables de los chubascos como  $X_{max}$ ,  $X_{max}^\mu$  y  $N_\mu$ , magnitudes 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, CONEX y AIRES, se ha progresado en esta dirección.

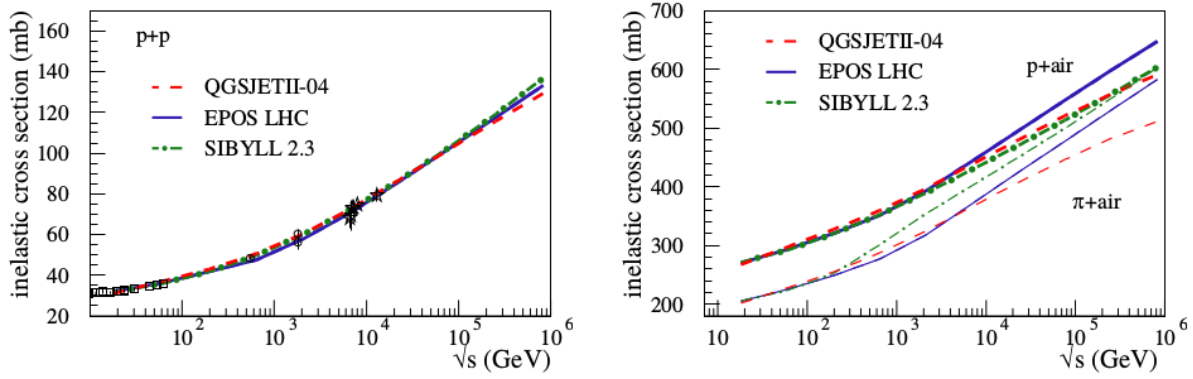


Figura 1.7: Sección eficaz inelástica para interacciones p-p (izquierda) e interacciones p-aire y  $\pi$ -aire (derecha) calculadas con tres modelos hadrónicos [11].

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].

La interpretación de las mediciones observacionales para dilucidar la composición de los UHECR es todavía un problema, esto es debido particularmente a que los modelos de interacciones hadrónicas aún difieren entre sí y ninguno de ellos puede describir a cabalidad los datos. La interpretación de los datos del TA se inclina por una composición de núcleos ligeros [12], mientras que datos del PAO indican que la composición se vuelve más pesada a mayores energías. Sobre esto último, se realizó un ajuste simulando chubascos iniciados por una mezcla de partículas primarias (p, He, N y Fe) que resultó en buena concordancia con los datos de  $X_{max}$  [13]. Sin embargo, la interpretación está sujeta al modelo utilizado para

299 las simulaciones.

300

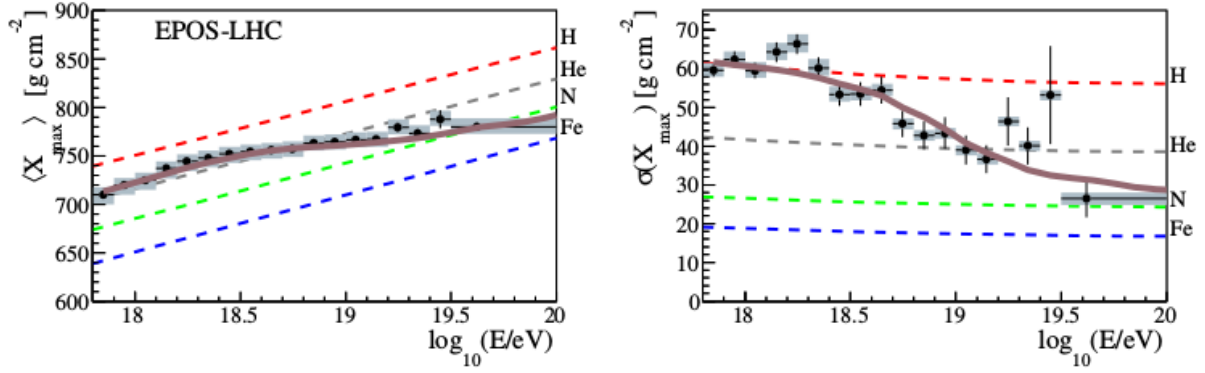


Figura 1.8:  $X_{max}$  promedio (izquierda) y desviación estándar (derecha) asumiendo una composición mixta (línea sólida) [13].

301 Se han considerado cambios en el tratamiento de ciertos aspectos físicos en los modelos  
 302 [14] con los cuales se mejora la simulación de  $X_{max}$  y  $X_{max}^\mu$  comparándolo con los datos  
 303 del PAO. También se ha presentado una discusión sobre  $N_\mu$ , ya que el número de muones  
 304 predicho por simulaciones es significativamente menor que el observado; se puso a prueba la  
 305 hipótesis de una composición mixta de los UHECR estudiando su impacto sobre  $N_\mu$ , redu-  
 306 ciendo la diferencia entre las simulaciones y las observaciones a una constante [15].

307

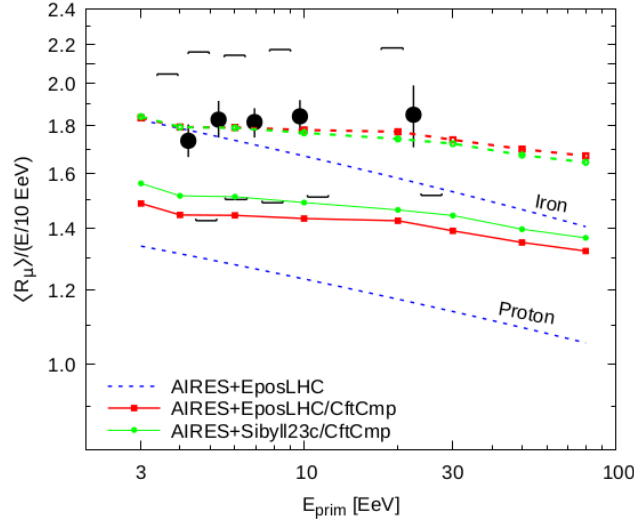


Figura 1.9: Las líneas sólidas verde y roja corresponden a la estimación del número de muones utilizando el sistema AIRES con diferentes modelos hadrónicos. Se observa que al desplazarlas una constante éstas tienen buena concordancia con los datos experimentales (círculos negros) [15].

308 Por otro lado, otras observables que pueden ser fuente de información sobre la composi-

309 ción primaria de los rayos cósmicos son las distribuciones laterales de partículas (densidad  
 310 de partículas a nivel de suelo en función de la distancia radial a partir del eje del chubasco)  
 311 o la densidad de partículas a cierta distancia. Usualmente la distancia a la que se estudia  
 312 la señal o la densidad de partículas es propia de cada observatorio y se denomina *distancia*  
 313 *óptima* ( $r_{\text{opt}}$ ) [16], que se define como la distancia a la cual se minimizan las fluctuaciones  
 314 estadísticas del ajuste de los datos a una función de distribución lateral. Estas mediciones  
 315 se utilizan principalmente para determinar la energía inicial y la posición del eje del chubasco.

316

317 Distribuciones laterales de diversas partículas han sido medidas por varios experimentos;  
 318 el experimento KASCADE (*KArlsruhe Shower Core and Array DEtector*) ha realizado me-  
 319 didas de distribuciones laterales de electrones, muones y hadrones [17], encontrando que los  
 320 datos pueden describirse por funciones de tipo NKG. Asimismo, el PAO ha contemplado una  
 321 función de distribución lateral de la señal en eventos detectados por su arreglo superficial  
 322 [18], concluyendo -luego de ajustar los datos a diferentes funciones- que una función de tipo  
 323 NKG provee el mejor ajuste, y determinando  $r_{\text{opt}} = 1000$  m para el observatorio. Más re-  
 324 cientemente se reportados resultados preliminares de AMIGA (*Auger Muons and Infill for*  
 325 *the Ground Array*), una extensión del PAO, donde se ha medido directamente la densidad  
 326 de muones en chubascos [19], confirmando que los modelos de interacción hadrónica no re-  
 327 producen correctamente los datos en el rango de las UHE.

328

329 Comparando datos experimentales con simulaciones se han interpretado datos de AGASA  
 330 (*Akeno Giant Air Shower Array*) de distribuciones laterales de electrones, fotones y muo-  
 331 nes; los resultados de simulaciones describen bien los datos, independientemente del modelo  
 332 hadrónico y la composición primaria [20]. Igualmente se han comparado datos de KASCA-  
 333 DE con simulaciones hechas con distintos modelos de interacción hadrónica y se mostró que  
 334 las distribuciones de muones se reproducen bien, contrario las de electrones que difieren de  
 335 los datos experimentales [21], además se observó que ésta última sugiere un cambio a una  
 336 composición pesada en el espectro de rayos cósmicos.

337

338 Igualmente se ha estudiado el impacto del modelo de interacciones hadrónicas en las  
 339 funciones de distribución lateral a partir de datos experimentales. Por ejemplo, en [22] han  
 340 comparado distintas combinaciones de modelos y concluyen que las funciones son dependien-  
 341 tes de los modelos hadrónicos de bajas y altas energías. Asimismo, se ha explorado la relación  
 342 entre la forma de las distribuciones laterales y la composición primaria de los UHECR; ha-  
 343 ciendo predicciones teóricas [23] y comparando con datos de AGASA se ha visto una alta  
 344 dependencia de la función de distribución lateral con la energía y composición primarias,  
 345 describiéndola con la variación del parámetro radio medio cuadrado  $R_{m.s.}$

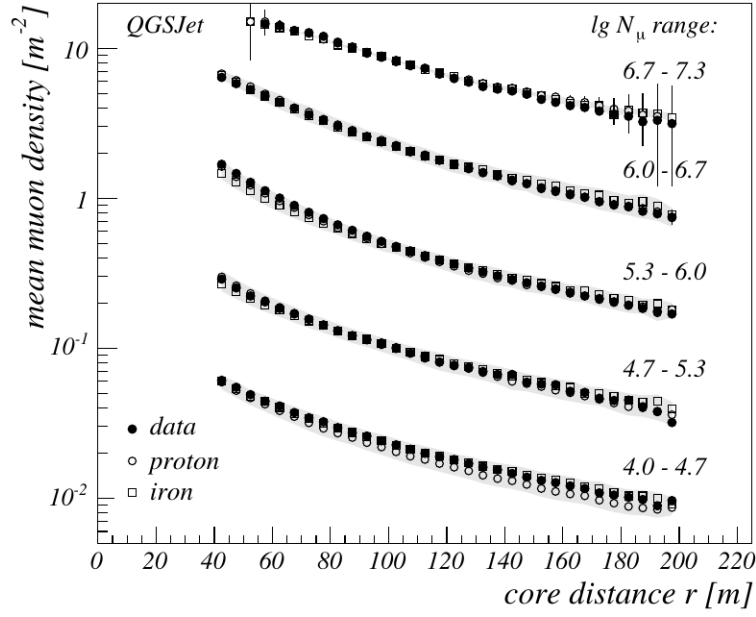


Figura 1.10: Comparación de distribuciones laterales de muones resultado de simulaciones con el programa CORSIKA y medidas del observatorio KASCADE [21]

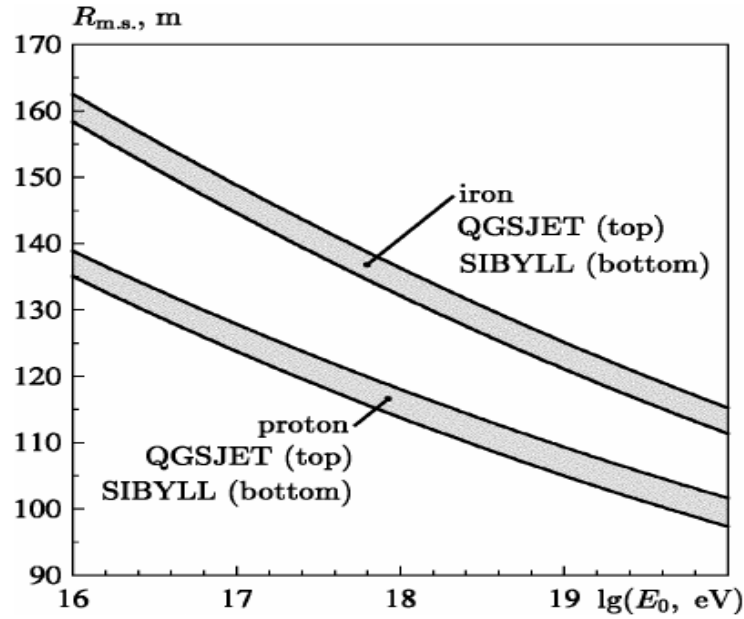


Figura 1.11: Radio medio cuadrado de electrones predicho teóricamente utilizando el formalismo de escala junto con modelos de interacción hadrónica utilizando el programa CORSIKA, mostrando su dependencia de la masa primaria [23].



## 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.

#### 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  $\sim 1$  TeV y  $\sim 100$  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 y simulaciones 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 **CC: esto no sé si es cierto en los TeV, la verdad.**

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.

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

404

## 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, 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  $19^\circ$  y altura de 4100 m sobre el nivel del mar. Se considerarán direcciones de incidencia con ángulo zenital **CC: creo que por el entorno de HAWC esto podría cambiar** entre  $0^\circ$  y  $70^\circ$  y ángulo azimutal distribuido isotrópicamente entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ . 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 incluye los paquetes de interacciones

430 hadrónicas EPOS 1.99, EPOS LHC, QGSJET-II-03, QGSJET-II-04, SIBYLL 2.1, SIBYLL  
 431 2.3, y SIBYLL 2.3c, así como las rutinas para evaluar el campo geomagnético. En síntesis, el  
 432 sistema AIRES consiste en:

- 433 ■ Los programas de simulación principales (AiresEPLHC, AiresEP199, AiresQIIr03, Ai-  
 434 resQIIr04, AiresS21, AiresS23, AiresS23c), cada uno conteniendo la interfaz para un  
 435 paquete de interacciones hadrónicas.
- 436 ■ El programa resumen (AiresSry), diseñado para procesar parte de los datos generados  
 437 por los programas de simulación.
- 438 ■ El programa de conversión de formato IDF (*internal dump file*) a ADF (*portable dump*  
 439 *file*) (AiresIDF2ADF).
- 440 ■ Una librería de auxiliares para procesar los archivos de salida de los programas de  
 441 simulación (libAires.a)
- 442 ■ El *AIRES runner system*, para facilitar el trabajo con AIRES en ambientes UNIX.

### 443 3.2.1. Sistema de coordenadas

444 El sistema de coordenadas de AIRES es un sistema carte-  
 445 siano con el origen al nivel del mar en la ubicación proporcio-  
 446 nada por el usuario, el plano  $xy$  se posiciona horizontalmente;  
 447 el eje  $x$  apunta hacia el norte magnético, el eje  $y$  hacia el Este y  
 448 el eje  $z$  hacia arriba. En la figura 3.1 se muestra una represen-  
 449 tación esquemática del sistema coordenado, incluyendo el nivel  
 450 del suelo y el nivel de inyección, éstos se refieren a superficies  
 451 esféricas concéntricas con la superficie del nivel del mar. El eje  
 452 del cascada se define como una línea recta que pasa por la in-  
 453 tersección del nivel del suelo con el eje  $z$ , con un ángulo cenital  
 454  $\Theta$  y un ángulo azimutal  $\Phi$ .

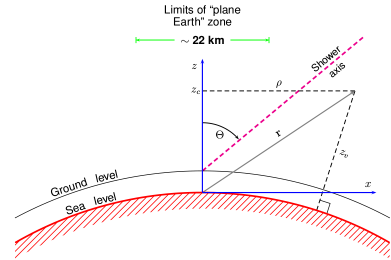


Figura 3.1: Esquema del sistema de coordenadas utilizado en AIRES.

### 455 3.2.2. Atmósfera

456 AIRES utiliza el modelo basado en datos experimentales *US standard atmosphere* como  
 457 modelo predeterminado. En este modelo, la composición de la atmósfera es 78,47 % N, 21,05 %  
 458 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 cenital 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  $\mu^\pm$ ), *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  $\sigma_i$  o por su camino libre medio  $\lambda_i$ . Los caminos libres medios dependen del tipo de interacción y los parámetros instantáneos de la

partícula. AIRES puede calcular  $\lambda_i$  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 energía debe recurrir a los modelos externos basados en datos experimentales.

### 3.2.5. Estructura de los programas de simulación

Un 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 cuál la cascada empieza a atenuarse. En AIRES todo este proceso se simula de la siguiente manera [24]:

- 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.

### 511 3.2.6. Muestreo de partículas

512 Para chubascos iniciados por partículas de ultraalta energía, el número de partículas  
513 secundarias producidas es tan grande que la tarea computacional de propagarlas todas es  
514 imposible; para poder realizar las simulaciones se emplea un mecanismo de muestreo que  
515 permite propagar únicamente un fracción representativa del total de partículas secundarias.  
516 AIRES utiliza una extensión del *Hillas thinning algorithm* [25].

517

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

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

523 Por el contrario, si  $E_A < E_{th}$  sólo una partícula secundaria se conserva, lo que asegura que  
524 una vez se alcance  $E_{th}$  el número de partículas no se incrementa. El algoritmo utilizado  
525 por AIRES es una extensión de lo descrito anteriormente, pero éste incluye características  
526 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.

- **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

- <sup>1</sup>T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (1990).
- <sup>2</sup>M. Massip Mellado, *Los rayos cósmicos: Las energías más extremas del universo* (2016).
- <sup>3</sup>L. I. Dorman, *Cosmic rays in the earth's atmosphere and underground* (2004).
- <sup>4</sup>A. Bahena y W. Bietenholz, “Partículas Más Poderosas”, (2013).
- <sup>5</sup>A. De Angelis y M. J. Martins Pimenta, *Introduction to particle and astroparticle physics: Questions to the universe* (2015).
- <sup>6</sup>T. Sjöstrand, “Status of fragmentation models”, *International Journal of Modern Physics* **3**, 751-823 (1988).
- <sup>7</sup>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).
- <sup>8</sup>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).
- <sup>9</sup>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).
- <sup>10</sup>J Matthews, “A Heitler model of extensive air showers”, *Astroparticle Physics* **22**, 387-397 (2005).
- <sup>11</sup>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).
- <sup>12</sup>W. Hanlon, “Measurements of UHECR Mass Composition by Telescope Array”, (2018).
- <sup>13</sup>P. A. Collaboration, “Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 21 (2017).
- <sup>14</sup>S. Ostapchenko, “High energy cosmic ray interactions and UHECR composition problem”, *EPJ Web of Conferences* **210**, 10.1051/epjconf/201921002001 (2019).
- <sup>15</sup>S. J. Sciutto, *Air showers, hadronic models, and muon production*, inf. téc. (2019).
- <sup>16</sup>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).

- <sup>17</sup>T Antoni, W. D. Apel, F Badea, K Beka, K Bernlöh, 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).
- <sup>18</sup>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.
- <sup>19</sup>S. Müller, “Direct Measurement of the Muon Density in Air Showers with the Pierre Auger Observatory”, *EPJ Web of Conferences* **210**, 02013 (2019).
- <sup>20</sup>M Nagano, D Heck, K Shinozaki, N Inoue y J Knapp, “Comparison of AGASA data with CORSIKA simulation”, *Astroparticle Physics* **13**, 277-294 (2000).
- <sup>21</sup>W. D. Apel, A. F. Badea, K Beka, 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).
- <sup>22</sup>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).
- <sup>23</sup>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).
- <sup>24</sup>S. J. Sciutto, “Aires A system for air shower simulations 2.6.0”, 1-250 (2019).
- <sup>25</sup>M Kobal, “A thinning method using weight limitation for air-shower simulations”, *Astroparticle Physics* **15**, 259-273 (2001).