



UNIVERSIDAD DEL BÍO-BÍO  
FACULTAD DE EDUCACIÓN Y HUMANIDADES  
DEPARTAMENTO DE CIENCIAS DE LA EDUCACIÓN  
CARRERA DE PEDAGOGÍA EN CIENCIAS NATURALES CON MENCIÓN EN  
BIOLOGÍA O FÍSICA O QUÍMICA

# RAYOS CÓSMICOS

MEMORIA PARA OPTAR A TÍTULO DE PROFESOR EN CIENCIAS  
NATURALES CON MENCIÓN EN FÍSICA

AUTOR: HAIR ALESSANDER ARÉVALO YÁÑEZ

PROFESOR GUÍA: DR. MARKOS MANIATIS

CHILLÁN, 2021



# Agradecimiento

Debido a su relevancia en estos tiempos, me es imperativo agradecer a las personas que me brindaron su confianza y apoyo durante la ardua construcción de este trabajo, es por ello que deseo hacer mención de estos con el fin de que de alguna manera sus nombres queden immortalizados en este pequeño aporte al conocimiento científico:

- Patricia Yáñez Faúndez
- Felix Chamorro Yáñez
- Fernanda Parra Aravena
- Markos Maniatis
- Yerko Arellano Sánchez
- Matías Silva Bastidas
- Felipe Bustos Hormazábal



# Resumen

El estudio de los rayos cósmicos ha comprendido más de 200 años llenos de desafíos teóricos y prácticos, los cuales a través de la cooperación de diversos científicos a lo largo de la historia lograron ser superados además de construir un marco investigativo en torno a estas partículas referido a su naturaleza, composición, energía, y por sobre todo, el origen y las implicancias de este; los avances tecnológicos y junto a ello las mejoras de los diseños experimentales, han sido cruciales para comprender el comportamiento de estas partículas tanto en la Tierra como en el cosmos y crear un panorama cuantitativo respecto ello, adicionalmente, la investigación de los rayos cósmicos ha permitido observar el lado oculto de las partículas que conforman la materia ayudando de alguna manera a profundizar en el área de partículas fundamentales; actualmente, uno de los grandes desafíos teórico y experimental al que se enfrentan los científicos, es la búsqueda de posibles orígenes y mecanismos de aceleración que doten a los rayos cósmicos de sus energías características, pues dentro del espectro existen rangos de energía y sus partículas asociadas que aún requieren estudios más profundos.

# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Descarga eléctrica misteriosa</b>	<b>9</b>
2.1	Electrones y Ionización . . . . .	10
2.2	Eister, Geitel, Wilson y agentes ionizantes del aire . . . . .	13
2.3	Radiación alpha, beta y gamma . . . . .	14
2.4	Cámara de Wilson y la cuantificación de la ionización. . . . .	19
<b>3</b>	<b>Ascensiones en busca de respuestas</b>	<b>21</b>
3.1	Ascensiones de Gockel . . . . .	21
3.2	Ascensiones de Hess . . . . .	23
3.3	Ascensiones de Millikan . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Naturaleza eléctrica de los rayos cósmicos</b>	<b>49</b>
4.1	Un cambio de perspectiva sobre los rayos cósmicos . . . . .	49
4.2	Naturaleza corpuscular e interacción con la Tierra . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Descubrimientos relevantes</b>	<b>69</b>
5.1	Descubrimiento del positrón . . . . .	70
5.2	Descubrimiento del mesón tau . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Descubriendo cascadas</b>	<b>73</b>
<b>7</b>	<b>Imagen moderna de los rayos cósmicos</b>	<b>79</b>
7.1	Cascada electromagnética . . . . .	83
7.2	Estructura de una cascada electromagnética . . . . .	85
7.3	Cascada hadrónica . . . . .	88
7.4	Estructura de una cascada hadrónica . . . . .	92
<b>8</b>	<b>Espectro energético de los rayos cósmicos</b>	<b>99</b>
8.1	Sección Knee y Ankle del espectro energético . . . . .	103
<b>9</b>	<b>Origen y mecanismos de aceleración</b>	<b>105</b>
9.1	Modelo de aceleración <i>Bottom-up</i> . . . . .	106
9.2	Modelo de aceleración Top-Down . . . . .	123
<b>10.</b>	<b>Conclusión</b>	<b>125</b>

# Capítulo 1

## Introducción

Los rayos cósmicos (RC) [46] corresponden a un tipo de radiación de naturaleza corpuscular cargada que [61] comprende partículas como protones, núcleos más pesados, electrones, fotones y otras más extrañas, las cuales [30] provienen del espacio exterior, al aproximarse a la Tierra [46] son afectadas por el campo magnético de esta desviando sus trayectorias iniciales [66] hasta interactuar con la atmósfera terrestre generando un fenómeno denominado ‘Extensive Air Shower’ (EAS) o cascada extensa constituido por rayos cósmicos principales y secundarios, las EAS surgen cuando [70] un rayo primario colisiona de manera enérgica con un núcleo de la atmósfera terrestre provocando que las partículas se rompan o adquieran una energía considerable originando un efecto en cadena de colisiones en las profundidades de la atmósfera, las partículas generadas durante la colisión corresponden a RCs secundarios, mientras que la partícula que genera la cascada se denomina RC primario, los RCs secundarios crean durante las EAS pequeñas cascadas las cuales nutren de partículas interactuantes a la EAS, entre estas pequeñas cascadas se observan [76] del tipo electromagnéticas, [91] hadrónicas y muónicas; además, [104] los RCs se caracterizan por poseer un espectro de energía relacionado con el flujo de partículas incidentes en la Tierra, entre más energética sea una partícula, menor será su flujo sobre la Tierra; por último, [101] los quiebres en la curva que matemáticamente describe el espectro energético, otorgan indicios sobre el lugar de origen de estas partículas, pues [105] existe una estrecha relación entre la energía que adquieren los rayos cósmicos y su origen en el cosmos.

La definición de los RCs planteada anteriormente fue el resultado de años de investigación, experimentación y construcción de modelos teóricos por parte de la comunidad científica, evidenciándose [39] en el auge de trabajos científicos que entre 1933 y 1936 llegaron a sumar más de 200 publicaciones en diversas revistas de difusión científica. Este trabajo no pretende ser un absoluto respecto a lo que hoy se conoce sobre rayos cósmicos ni a su historia referida, sino una introducción guiada desde el descubrimiento de estos hasta una imagen de ellos desde la mirada de la física moderna, destacando a los científicos, experimentos y teorías que fueron cruciales para desentrañar los misterios de estas partículas. Ahora bien, debido a que el estudio sobre los RCs fue una actividad conjunta de muchos científicos, es muy probable que usted como lector discrepe sobre el protagonismo de algún científico o la profundidad sobre ciertos temas tratados en el transcurso de este texto, es por ello que cabe mencionar que la recopilación de los hechos y la relevancia de estos es un factor subjetivo respecto a la apreciación del autor, por otro lado, sobre temas más técnicos, no es el objetivo principal del texto ahondar profundamente sobre ellos, sino mostrar una imagen global y comprensible para diversos lectores (no necesariamente conocedores del área) con el fin de que se sientan atraídos por el tema

y profundicen en literatura más especializada cuando tengan una visión más desarrollada sobre los RCs.



## Capítulo 2

# Descarga eléctrica misteriosa

Antes de aventurarse por el mundo de los rayos cósmicos (RC), es bueno detenerse un segundo y preguntarse ¿Dónde comenzó todo? y ¿Por qué comenzó y resuena su descubrimiento en la actualidad?, si bien pueden existir múltiples respuestas anticipadas, la mejor manera de poder responder estas incógnitas es adentrarse a una época pasada, una época donde la física estaba por recibir una de sus más importantes ecuaciones de la electrostática [1] a manos de Charles Augustin Coulomb (1736-1806) en 1785, en la ecuación (2.1) se presenta la expresión fundamental de la electrostática o actualmente conocida como "Ley de Coulomb", esta propone que la fuerza resultante entre dos cargas puntuales es proporcional al producto de sus cargas e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que separa dichas cargas y que dependiendo del signo resultante, la fuerza será atractiva o repulsiva entre las partículas.

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Qq_0}{r^2} \cdot \hat{u}_r \quad (2.1)$$

En ese mismo año, Coulomb [2] entre sus muchos experimentos, observó un fenómeno extraño en unos electros copios (instrumento que se utiliza para determinar si un cuerpo se encuentra cargado eléctricamente), estos si bien suponían estar en un sistema de vacío se descargaban casi instantáneamente, lo que según la conservación de la energía y carga, no debería ocurrir, pues en el vacío no existe ningún cuerpo con el que pudiera descargarse a través de un contacto directo; en su momento, Coulomb atribuyó este fenómeno a los efectos que el aire podría producir, pues aún estaba la posibilidad de que el vacío fuera imperfecto; posteriormente, Faraday en 1835 llegaría a la misma conclusión que había llegado Coulomb en el pasado, es decir, la desionización ocurre por el aire.

En el artículo [3] publicado por William Crookes en 1878 con el nombre *On the illumination of lines of molecular pressure, and the trajectory of molecules*, además de dar indicios sobre el estado plasmático de la materia, Crookes dentro de sus experimentos deduce que al disminuir la presión del aire contenido en los tubos, la velocidad de la descarga eléctrica (en forma de rayos o como este los llamaba 'Materia Radiante') disminuía, en cuanto a este fenómeno, Crookes infirió que podría deberse a la ionización de pequeñas partes de aire que podían quedar dentro del tubo. Si bien se señaló en el experimento que la baja de presión del aire contenido en el tubo era la responsable de impedir el paso de la "Materia Radiante" (que posteriormente se identificarían como electrones), la

pregunta que nace de este hecho es ¿Por qué el aire enrarecido ralentizaba el paso de la descarga a través de los tubos?

## 2.1. Componente negativo de la electricidad de Thomson y concepto de ionización

Como se ha mencionado anteriormente, el aire enrarecido dentro de los tubos en el experimento de Crookes sufría una ionización que perjudicaba la velocidad de la descarga, sin embargo, en su momento se desconocía ese efecto como tal, por ello Crookes sólo lo relacionó con la baja presión de los tubos, es por esto que para entender el concepto de ionización, primero se debe recordar a Joseph John Thomson y su experimento de rayos catódicos con los que determinó la existencia del electrón.

Los estudios respecto a la conducción eléctrica a través de gases [4] condujeron al descubrimiento de los rayos catódicos denominados de esta forma por Thomson, quién a través de su diseño experimental revelaría la naturaleza eléctrica de un componente estructural del átomo, el electrón. El experimento consistía en enrarecer el aire dentro de un tubo de vidrio el cual poseía dos electrodos conectados a una fuente de poder que ejercía sobre el sistema una diferencia de potencial eléctrico (o voltaje) muy alta, permitiendo así que ocurra una descarga dentro del tubo. Thomson observó que al descender la presión del tubo lo suficiente, se producía una descarga eléctrica la cual emitía un resplandor que cubría el espacio interno de la estructura, permitiendo que las paredes del tubo emitieran una fluorescencia, esto ocurría debido a que el rayo catódico emitido por el cátodo (sección negativa del circuito) colisionaba de alguna forma con las paredes del contenedor; al ubicar objetos frente al rayo, estos ocasionaban una interferencia en la continuidad de la fluorescencia la cual se proyectaba en las paredes del tubo como una sombra nítida, al igual como sería si partículas golpearan una pared y esta impidiera su paso; con esto en consideración, Thomson aplicó sobre los tubos campos magnéticos con el fin de descubrir si estas partículas se veían influenciadas, en la figura 2.1 se puede observar esquemáticamente el siguiente experimento realizado por el científico [5] y como la trayectoria de los rayos catódicos se ve alterada por el campo magnético respecto a una horizontal.

En el tubo de gas altamente enrarecido mostrado en la figura 2.1, los rayos catódicos son generados en el cátodo (C), dos láminas metálicas con ranuras (A y A') actúan como el ánodo del sistema, al nacer el rayo en el cátodo y dirigirse al ánodo, parte de este se filtra en las ranuras de las láminas (A y A') de modo que sigue en línea recta incidiendo en el punto  $P$  al final del tubo, en este punto se genera fluorescencia. Entre las placas  $M$  y  $M'$  se agrega un campo magnético perpendicular al tubo, de esta manera la fuerza que ejercen los campos sobre las partículas del rayo provocan que estas se desvíen de manera vertical sin alterar la componente horizontal de la velocidad; con estas consideraciones, Thomson realizó dos experiencias con las que obtuvo dos resultados. En la primera experiencia, se aplicó un campo eléctrico  $E$  de tal manera que el haz catódico se curva hacia abajo hasta llegar desde el punto  $P$  al  $P'$ , una vez fijado  $P'$ , se aplicó un campo magnético con una densidad de flujo  $B$  constante la cual se ajustó para que la marca fluorescente impregnada en el tubo volviera

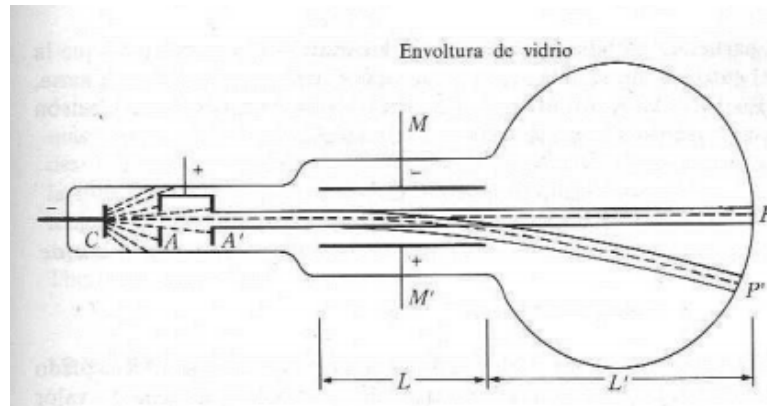


Figura 2.1: El esquema representa los componentes del experimento de Thomson y como los rayos son desviados debido al campo electromagnético ( $M$  y  $M'$ ) al centro del tubo, generando una curvatura de  $P$  a  $P'$  y viceversa. Recuperado del texto *Estructura de la materia* por G. Castellan (1998), Pearson Addison Wesley, página 475.

al punto de origen  $P$ . Suponiendo que el haz consiste en partículas de una carga arbitraria  $e$  y posean una masa  $m$ , se puede deducir que la fuerza sobre el rayo resultante del campo magnético estaría dada por la ecuación  $F = Bev$  (con  $v$  siendo la componente horizontal de la velocidad de las partículas del rayo y  $e$  la carga arbitraria) y la fuerza del campo eléctrico sobre las partículas del rayo sería  $F = eE$ ; debido a que las fuerzas están en equilibrio, pues en conjunto van de  $P$  a  $P'$  y la componente horizontal de la velocidad no se altera, las fuerzas pueden ser igualadas de la siguiente forma:

$$eE = Bev \quad (2.2)$$

Despejando  $v$  de la ecuación (2.2) se obtendría:

$$v = \frac{E}{B} \quad (2.3)$$

Siendo esta resultante la componente horizontal de una partícula perteneciente al rayo catódico en función del campo eléctrico y magnético que se le aplique. Como se ha mencionado, Thomson realizó 2 experiencias, la segunda consistió en medir la deflexión de la curva del haz del rayo catódico considerando el rango de curvatura desde  $P$  a  $P'$  producto de solamente el campo eléctrico aplicado al tubo en la región  $M$  de la figura 2.1; teniendo en cuenta que la fuerza eléctrica sobre una partícula es  $F = eE$  (siendo  $e$  una carga cualquiera), la aceleración vertical sería  $a = \frac{eE}{m}$ , el tiempo durante el que actúa el campo  $E$  estaría comprendido por  $t = \frac{L}{v}$  siendo  $L$  el largo de la sección donde se aplica el campo eléctrico. Tras pasar el tiempo, la velocidad vertical correspondería a  $w = \frac{e'E}{m}t$  (siendo  $e'$  la partícula del rayo afectada por el campo eléctrico) y el desplazamiento vertical simultáneo en ese tiempo correspondería a  $s = \frac{e'E}{m}t^2/2$ , el valor de  $s$  se obtiene a partir del desplazamiento de  $P$  a  $P'$  y la longitud de curvatura  $L'$  señalada en la figura 2.1, una vez definido esto, se puede reemplazar

en  $s$  la ecuación del tiempo  $t$ , resultando en la expresión:

$$s = \frac{(eE/m) \cdot (L/v)^2}{2} \quad (2.4)$$

Despejando de la ecuación (2.4) una razón entre la carga y la masa ( $\frac{e}{m}$ ) se obtiene:

$$\frac{e}{m} = \frac{2sv^2}{EL^2} \quad (2.5)$$

Finalmente, sustituyendo la ecuación (2.3) que definía la componente horizontal de la velocidad en la ecuación (2.5), se obtiene:

$$\frac{e}{m} = \frac{2sE}{B^2L^2} \quad (2.6)$$

De esta manera se obtiene la razón  $\frac{e}{m}$  de las partículas catódicas que obviamente por el sentido de la curvatura y respuesta a la atracción,  $e$  debería poseer una carga negativa; en 1913, Millikan obtuvo mediante su experimento de *gotitas de aceite* una aproximación al valor de la carga del electrón; actualmente los valores registrados corresponden a  $e = 1,6021892 \cdot 10^{-19}C$  y un valor de la masa de esta carga igual a  $m = 9,109534 \cdot 10^{-31}kg$ .

Una vez entendida la presencia del electrón en el átomo como una subpartícula poseedora de una carga negativa y una masa definida, es posible conceptualizar a los iones como átomos los cuales por diversos mecanismos han perdido estabilidad eléctrica o dicho de otro modo, posee más o menos electrones en comparación a la cantidad de protones contenidos en el núcleo del átomo; Arrhenius en 1884 [6] propuso que los electrolitos eran sustancias formadas por iones con carga opuesta (positiva y negativa) que al disolverse se dividen y debido a esta disociación, las partículas adquieren una carga neta como se ve en la ecuación (2.7), adquiriendo la propiedad de conducir electricidad debido a la diferencia de electrones respecto a sus núcleos atómicos.



La ecuación (2.7) representa la disociación de un átomo  $A$  mediante un proceso físico o químico (representado por una flecha) respecto a un número arbitrario de sus electrones, con  $n$  siendo la cantidad de electrones separados de  $A$  (el signo indica que quedó cargado positivamente) y por último  $ne^{-}$  correspondiendo al número de electrones separados poseyendo una carga naturalmente negativa; esta misma lógica se aplica a moléculas más complejas.

Volviendo a la experiencia de Coulomb y la descarga de sus experimentos expuesta al inicio del capítulo y considerando el retraso de la velocidad de descarga observado por Crookes en sus experimentos, ambos coinciden en que a pesar de que todos trabajaban en circunstancias donde el

vacío predominaba, los objetos sin estar en contacto con algo, tendían a descargarse o retrasarse respectivamente, y de estas experiencias nacen las preguntas: ¿Acaso las pocas partículas dentro de los contenedores al ‘vacío’ en los que trabajaban estos científicos estaban ionizadas de alguna forma y por ello ocurrían esos fenómenos? Y lo más importante, de ser afirmativa la respuesta, ¿Quién es el responsable de ionizar el aire enrarecido?

## 2.2. Eister, Geitel, Wilson y agentes ionizantes del aire

Para establecer un contexto histórico, a fines de 1920 [7] ya se habían establecido los componentes principales del átomo, en los mismos años, la comunidad científica se centró en el núcleo atómico y para ello era necesario entrar en el mundo de lo microscópico, reemplazando la física clásica por la mecánica cuántica, pues las condiciones físicas que gobiernan las cercanías del núcleo atómico y los electrones son distintas a las leyes macroscópicas, como lo hicieron Niels Bohr que se focalizaba en las leyes cuánticas y el comportamiento atómico y Ernest Rutherford en el núcleo atómico y la radiación de este; unos de los centros más destacados de la época respecto a la investigación sobre la radiación eran el laboratorio de Maria Salomea Sklodowska-Curie (Marie Curie) en París y el Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie en Berlín.

Maria Sklodowska-Curie [8] dedujo que el método de ionización empleado para medir la intensidad de los Rayos X podría ser utilizado para medir la radiación descubierta tiempo atrás por Becquerel, con esta idea base, con ayuda de una cámara de ionización y un electrómetro utilizado por Pierre Curie, descubrieron que la intensidad de la radiación era proporcional a la cantidad de uranio que tuvieran como muestra, posteriormente, acuñaron el término *radioactividad* para el fenómeno de degradación nuclear de los elementos químicos Polonio y el Radio los cuales fueron descubiertos por la misma pareja, recibiendo posteriormente el premio Nobel por sus aportes a la ciencia. En estos años se encontraba el auge en cuanto a los descubrimientos respecto al átomo y sus secretos, y el tema principal del presente texto no se escapa de ello. En torno al año 1900, en Inglaterra los físicos Charles Wilson en la Universidad de Cambridge y Julius Elster y Hans Geitel en Alemania [9] cuando investigaban sobre la conductividad de los gases, pudieron observar la descarga (refiérase descarga a la pérdida de carga eléctrica de algún instrumento) de las hojas de un electroscopio que estaba aislado en un ambiente con aire seco y sin contaminantes.

El aire posee una débil conductividad eléctrica [10] siendo esta el tema de investigación de Wilson, Elster y Geitel, quienes son considerados pioneros en este al aplicar análisis procedimentales y/o sistemáticos en sus estudios; uno de sus experimentos consistió en utilizar una cámara de ionización la cual montaron en un soporte aislante, eléctricamente hablando, en cuanto a la cámara, esta estaba llena de aire y mediante la utilización de un electroscopio medía la ionización que se formaba dentro de esta. Tras el descubrimiento de la radiactividad por Henri Becquerel, en 1901 [11] Elster y Geitel ya sabían que la radioactividad podía ionizar el aire circundante, por ello midieron el comportamiento del aire frente a un material radioactivo contenido en una campana de cristal de su instrumento de ionización, observando que el aire de su experimento poseía un comportamiento similar respecto al aire libre del entorno, con esto concluyeron que existían elementos radioactivos en la atmósfera y para demostrarlo ubicaron cables de cobre por un jardín manteniéndolos con un potencial negativo

de aproximadamente 1KV (Rutherford había descubierto que las partículas radioactivas se asientan en superficies cargadas negativamente), luego de exponer los cables a la intemperie por varios días, limpiarlos con un trozo de cuero y frotar este en un mismo papel fotográfico, con el tiempo dicho papel se oscurecía gradualmente, demostrando la ionización del aire atmosférico mediante partículas radioactivas, con esto en mente, plantearon que dichas partículas llegaban a la atmósfera mediante algún tipo de difusión originada en la tierra. Por su parte Wilson [12] en 1901 en respuesta a la ionización del aire propuso una idea innovadora, planteó que el origen de la radiación que afectaba el comportamiento del aire provenía del espacio, y para comprobarlo se adentró bajo una gruesa capa rocosa con la intención de detectar la disminución de la ionización del aire, sin embargo, no obtuvo resultados determinantes, atribuyendo esto a la presencia de partículas radioactivas en la cueva.

La radiación y la radiactividad parecían ser muy buenos candidatos para resolver el origen de la ionización del aire que le permitía conducir la electricidad, pues recordando y como se verá en la siguiente parte de este capítulo, la radioactividad corresponde a la degradación atómica, resultando en la eyección (mediante diversos procesos nucleares) de protones, neutrones y electrones desde el núcleo atómico al exterior, impactando con otras moléculas y átomos ambientales, lo que por defecto puede resultar en la formación de moléculas ionizadas o cargadas eléctricamente.

### **2.3. Distintos tipos de radiación registradas hasta la época (alpha, beta y gamma) como respuesta a la ionización del aire**

Una vez admitida la hipótesis de que la radiación podría generar la ionización del aire, faltaba determinar el origen de esta, a finales del siglo XIX ya se habían descubierto variados tipos de radiación con la capacidad de atravesar estructuras densas y generar una ionización en el entorno, por ello se debe recordar que tipos de radiación fueron consideradas como causantes del misterioso fenómeno y en que consiste cada una, pues efectivamente pueden ionizar gases, pero ¿Es solamente la radiación la responsable de la ionización del aire?

Antes de hablar directamente de la radiación y sus tipos, se debe recordar su origen en la ciencia comenzando por el físico alemán Wilhelm Röntgen de la Universidad de Wurzburg (Alemania) [13] que tras los resultados experimentales de Thomson con los rayos catódicos se motivó a estudiar las propiedades de estos en 1895, dentro de su investigación/experimentación observó que una lámina cubierta de platino-cianuro de bario (lámina típica de revelado de foto) brillaba al estar cerca del tubo de rayos catódicos, no obstante, interpretó que lo que hacia radiar a la lámina era algo diferente a estos rayos como tal, debido a que esta no requería estar en contacto con el tubo para brillar, con lo anterior en consideración, supuso la existencia de algún tipo de ‘emanación’ proveniente de los rayos que interactuaba con la lámina, pues esta era capaz de superar las barreras de aire que separaban los objetos, recorrer largas distancias (evidenciándose esto al alejar la lámina del rayo catódico y brillar de todas maneras) y hasta atravesar algunos cuerpos, acciones que el rayo catódico era incapaz de realizar, ya que requiere bajas presiones y no puede escapar de su contenedor. Al

ejecutar experimentos más elaborados [14] con estos rayos, observó que al cubrir el tubo con un papel negro (para evitar que se filtre radiación luminosa al exterior producto de la descarga eléctrica al interior de la estructura cristalina), la lámina fotográfica aún estando alejada se comportaba de manera fluorescente, aún si entre el tubo y la lámina se ubicaran obstáculos, sin embargo, con ciertos cuerpos se generaba una sombra o interferencia en la lámina, en algún punto de su experimentación notó que podía dilucidar en la lámina fotográfica una silueta de sus huesos y algunos tejidos de su mano, observando este fenómeno tomó la primera radiografía del mundo mostrada en la figura 2.2; Röntgen había descubierto emanaciones que poseían por sí mismas un gran poder de penetración las cuales denominó Rayos X, dado que en ese momento desconocía la naturaleza real de estas.



Figura 2.2: Se observa la mano de la esposa de Röntgen al ser expuesta a los rayos X, se puede resaltar como el tejido óseo es menos permeable que el tejido blando respecto al paso de los rayos, evidenciándose en la sombra que generan los tejidos en la lámina, utilizando la idea anterior, también se puede apreciar el anillo que esta portaba, el cual formaba una sombra aún más oscura que los huesos, es decir, era aún menos permeable que éstos al paso de la radiación. Extraído de *Röntgen y el descubrimiento de los rayos X*. (p. 151), por L. Ulloa, 1995, Revista de la Facultad de Medicina-Universidad Nacional de Colombia.

Tras la revuelta que había generado el descubrimiento de Röntgen, unas semanas más tarde, Antoine Henri Becquerel [15] aprovechando el fenómeno de fluorescencia del sulfato doble de uranio y potasio al exponerlo a la luz solar, experimentó con agregar una pequeña cantidad del sulfato sobre una lámina fotográfica (compuesta por bromuro de plata o cloruro de plata), el material fotográfico poseía la característica de que al incidir en este algún tipo de radiación se oscurecía debido a la oxidación, exponiendo de esta manera que existía una fuente de radiación cercana, al finalizar la experiencia, descubrió que no era necesario exponer el sulfato a la luz solar para que este generara algún tipo de fluorescencia y oscureciera la lámina fotográfica, pues con el solo hecho de que el sulfato estuviera cerca de la lámina esta se oscurecía de igual manera, cuando expuso sus resultados en Marzo

de 1896, hizo referencia a los términos radiación y radiaciones activas, estableciendo así las bases para que futuramente los esposos Curie profundizaran en lo que ellos denominaron radioactividad.

### Radioactividad y radiación alpha, beta y gamma

Los átomos corresponden a cuerpos estables los cuales para lograr degradarlos requieren mucha energía, ciertos átomos [16] sufren el fenómeno de degradación natural o mejor conocido como radioactividad descubierto por Becquerel y los Curie, los átomos al degradarse se transforman en elementos diferentes emitiendo o eyectando una parte de ellos en forma de partículas (radiación); en la naturaleza las sustancias radiactivas u otros artefactos pueden emitir radiación alpha, beta y gamma; lo más importante al momento de estudiarlas es su carga, masa (la carga y masa se determinan por experimentos de desviación de las partículas emitidas por un átomo bajo la influencia de un campo electromagnético) y la energía que se libera (se determina por el alcance de la partículas expulsadas).

La radiación alpha [15] descubierta por Rutherford al igual que la radiación beta mientras estudiaba los rayos X junto a Thomson, consiste [16] en núcleos de helio cargados denotados por la simbología  ${}^4_2\text{He}^{+2}$ , es decir, posee 2 protones (2), carece de 2 electrones (+2) y el cuatro simboliza la cantidad de elementos en el núcleo, siendo las restantes neutrones; estos núcleos poseen una gran velocidad con la que colisionan con otras partículas generando la ionización de estas y de él mismo, dicho de otro modo, existen elementos pesados (atómicamente hablando) que se degradan naturalmente expulsando de sí núcleos de helio conformando un átomo diferente al inicial y del mismo modo mientras siga sufriendo procesos radiactivos, los iones que las partículas eyectadas dejan a su paso pueden ser electrones separados de átomos de algún gas circundante quedando este último cargado positivamente, cada vez que la partícula alpha forma iones a su paso, esta pierde una energía semejante a  $35eV$  (el electronvolt corresponde a la energía que adquiere un electron al moverse entre una diferencia de potencial eléctrico de 1 volt), cabe recordar que la ionización producida y la energía que se pierde en la partícula alpha no es proporcional, pues las moléculas que la rodean pueden tener una energía cinética variable y a veces las colisiones sólo logran desplazar electrones a estados más energéticos sin originar una ionización, además, la producción de iones depende tanto del alcance de la partícula alpha en el espacio (ver figura 2.3) como de su velocidad (ver figura 2.4), cabe mencionar que esta ultima depende de la fuente química en degradación.

La radiación beta [16] consiste en electrones radiados por los núcleos adquiriendo velocidades cercanas a la de la luz; al igual que la radiación alpha, la radiación radiación beta pierde energía debido a las colisiones con otras moléculas y entre más lento recorra una distancia, mayor será la formación de iones a su paso, respecto a los efectos que sufre al pasar entre otros átomos y moléculas, esta pierde energía y adquiere múltiples cambios respecto a su dirección inicial, pues no solo sufre la influencia de los núcleos, sino también la de los electrones circundantes; debido a la masa de esta radiación cada partícula beta con una velocidad cercana al orden de  $10^9 \frac{cm}{s}$  generará aproximadamente 55 pares de iones por cada centímetro recorrido, por otro lado, una partícula alpha con una velocidad similar podría generar 11.000 pares de iones por centímetro recorrido; el alcance que podría llegar a adquirir una partícula beta es de alguna manera proporcional a la energía que posean (si es que dicha energía es considerablemente alta), cuando la energía es baja el alcance final tiende a ser igual



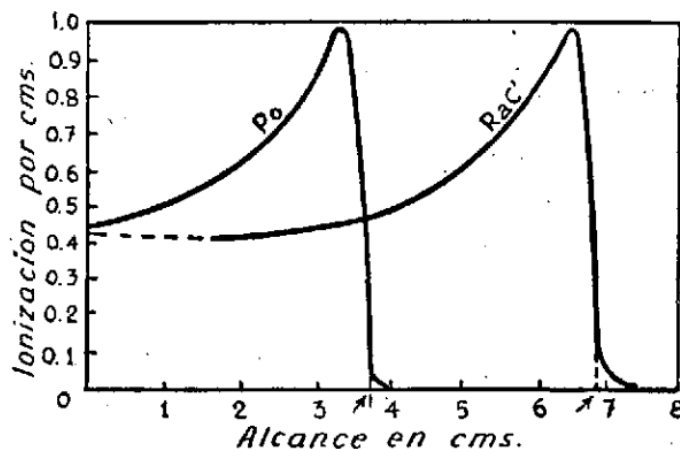


Figura 2.3: Comparación del coeficiente de ionización en función del recorrido en centímetros entre partículas alpha de  $Po^{210}$  y  $Po^{214}(RaC')$ , entre mayor sea el alcance como lo es  $RaC'$  más tardará en alcanzar el grado de ionización por centímetro de  $Po$  debido al poco tiempo de contacto con las moléculas del entorno, esto último está relacionado con la velocidad de la partícula. Extraído de *Introducción al estudio de la química nuclear* (p. 138), por J. Sancho, 1948, Separata no editorial de anales de la Universidad de Murcia.

Elemento	Velocidad cm./seg.	$R_0$ en cm.	$k$
$^{90}Th^{232}$ . . . . .	$1,38 \times 10^9$	2,59	$1,23 \times 10^5$
$^{92}U^{238}$ . . . . .	$1,39 \times 10^9$	2,63	$1,16 \times 10^5$
$^{90}Th^{230} (Io)$ . . . . .	$1,48 \times 10^9$	3,19	$1,31 \times 10^5$
$^{86}Em^{222} (Rn)$ . . . . .	$1,61 \times 10^9$	4,12	$1,55 \times 10^5$
$^{84}Po^{210} (ThA)$ . . . . .	$1,80 \times 10^9$	5,08	$1,92 \times 10^5$
$^{84}Po^{212} (ThC')$ . . . . .	$2,05 \times 10^9$	8,62	$2,54 \times 10^5$

Figura 2.4: Se observan valores de velocidades iniciales de partículas alpha pertenecientes a distintos elementos, sus alcances  $R_0$  de forma radial y el número de iones  $k$  por cada partícula que desprenda el átomo inicial, al comparar los valores, se puede evidenciar que las partículas de mayor velocidad y alcance producen menos iones que aquellas que posean velocidades y alcances inferiores; dependiendo de la densidad del medio estos valores pueden verse alterados, en este caso, el medio es aire común. Extraído de *Introducción al estudio de la química nuclear* (p. 139), por J. Sancho, 1948, Separata no editorial de anales de la Universidad de Murcia.

al cuadrado de la energía como se muestra en la figura 2.5, donde  $\beta = \frac{v}{c}$  corresponde a la relación entre la velocidad relativa de la partícula beta respecto a la velocidad de la luz.

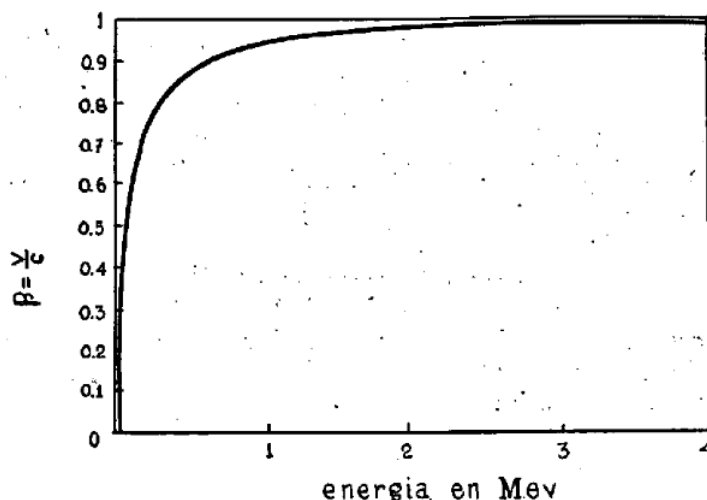


Figura 2.5: En la abscisa del plano se muestra el cociente entre la velocidad relativa de una partícula beta ( $v$ ) y la velocidad de la luz ( $c$ ) describiendo como resultado  $\beta$  con un valor mínimo de 0 y un máximo asintótico a 1, por otro lado, en el eje de las ordenadas se observa la energía de la partícula beta en  $MeV$  (un millón de veces el valor de un electronvoltio), dicho todo esto, la gráfica explica la relación entre la energía y la velocidad de una partícula beta, entre más energía posea, más se acercará a la velocidad de la luz. Extraído de *Introducción al estudio de la química nuclear* (p. 141), por J. Sancho, 1948, Separata no editorial de anales de la Universidad de Murcia.

Cabe resaltar que la radiación beta [16] debido a su alta velocidad, posee un alto poder de penetración a diferencia de las partículas alpha, y por su misma característica es de gran dificultad estimar su energía tras la ionización de moléculas del entorno, una ecuación que pueden describir de alguna manera la energía tras este efecto es:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d} \tag{2.8}$$

Donde  $I$  corresponde a la intensidad después de atravesar un barrera (pudiendo ser un gas, u otra sustancia),  $I_0$  a la intensidad inicial de la partícula,  $d$  al espesor de la barrera y  $\mu$  al coeficiente de absorción de la sustancia impactada.

La radiación gamma, [16] corresponde a ondas electromagnéticas (fotones) que se propagan a la velocidad de la luz con una longitud de onda que dependerá de la fuente que emita la radiación, estas longitudes pueden rondar los  $10^{-8}cm$  hasta los  $10^{-11}cm$ , comúnmente en el trayecto de su movimiento los acompañan electrones que son producidos cuando la radiación gamma impacta sustancias que obstaculizan su paso, tomando en cuenta la energía de esta radiación, se puede estimar su longitud de onda mediante una ecuación perteneciente a la mecánica cuántica:

$$E = h \cdot f \quad (2.9)$$

Donde  $E$  corresponde a la energía de la radiación gamma,  $h$  a la constante de Plank y  $f$  a la frecuencia de la onda electromagnética; esta radiación se caracteriza por poseer un alto grado de penetración de estructuras (obviamente dependiendo del obstáculo que se encuentre frente) en comparación con la radiación alpha y beta, sin embargo, su nivel de ionización es mucho menor debido a que los fotones no poseen masa. Los rayos X [122] corresponden a un tipo de radiación electromagnética más energética que los rayos gamma, pero de naturaleza similar, estos se originan de electrones que desaceleran, en el caso de los rayos catódicos al impactar estos con la superficie de cristal, los electrones pueden invertir gran parte de su energía en la producción de fotones muy energéticos.

## 2.4. Cámara de Wilson y la cuantificación de la ionización.

Uno de los artefactos que ayudó de gran manera a [17] identificar y visualizar la radiación ionizante impactando las moléculas del ambiente fue la cámara de niebla diseñada por Charles Wilson con el objetivo de poder modelar y reconstruir la trayectoria de los agentes ionizantes; el artefacto consiste en una cápsula de vidrio llena de aire y vapor de agua saturado con un sistema que aumenta y disminuye la presión como se puede observar en la figura 2.6; el volumen del gas en el interior mediante un diafragma incorporado en las entrañas del sistema puede expandirse y debido a que la expansión es de naturaleza adiabática genera un descenso considerable en la temperatura dentro de la cápsula de cristal, lo que ocasiona que la sustancia adquiera una sobresaturación, con estas condiciones, cuando una partícula cargada atraviese el cristal (como pueden hacerlo algunos tipos de radiaciones naturales) generando iones a su paso, el ambiente interno del artefacto permitirá que se generen gotículas a lo largo de la trayectoria de la partícula entrante, de esta manera al fotografiar se puede registrar el camino recorrido y al aplicar un campo magnético con sólo saber la curvatura de la partícula ionizante se puede estimar la carga de esta y su momento.

Según los estudios de Wilson [16] con su invento, los iones negativos formados por el paso de partículas ionizantes son los primeros en actuar como núcleos de condensación del gas, observándose incrementos del 25 % respecto del volumen inicial del vapor saturado, mientras que para incrementos de un 30 % tanto iones positivos como negativos deben condensar las gotículas.

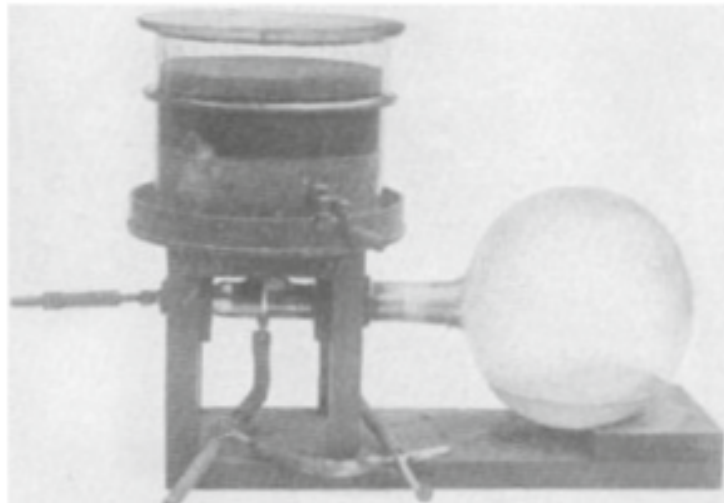


Figura 2.6: Fotografía de la cámara de niebla construida por Charles Wilson en 1911 para determinar la presencia y el comportamiento de partículas ionizantes en gases; posteriormente junto a Compton recibirían el premio nobel por los descubrimientos con el artefacto. Fotografía tomada por Charles Wilson, dominio público.

## Capítulo 3

# Ascensiones en busca de respuestas

Como se ha mencionado anteriormente, existe un hecho innegable, la radiación puede ionizar el aire permitiendo así la conducción de la electricidad a través de este, por un momento fue una respuesta satisfactoria para la época, pues explicaba de manera elegante el fenómeno que durante años intrigaba a los científicos, sin embargo, aún queda una pregunta, ¿Son sólo los efectos de la radioactividad de los minerales de la tierra los causantes de la ionización de las partículas del aire? con el fin de responder a esta interrogante muchos científicos se aventuraron en la investigación sobre el fenómeno, entre estos se destacan [18] las acciones de Albert Gockel, Werner Kolhörster, Victor Hess y Robert Millikan, quienes en busca de comprobar si existía una radiación de origen extraterrestre iniciaron ascensiones al cielo en busca de respuestas.

### 3.1. Ascensiones de Gockel

A principios del siglo XX, muchos científicos investigaban el origen de la electricidad atmosférica, entre estos se encontraba [19] Albert Gockel de la universidad de Friburgo (Alemania), si bien los científicos reconocían a la radiación como un causante fundamental de la ionización atmosférica, aún quedaba decidir los orígenes de esta, pues las emanaciones radiactivas en forma de gas y las de la corteza terrestre no lograban explicar en su totalidad el fenómeno de ionización, ya que experimentos canadienses demostraron que a pesar de aislar aire, este continuaba demostrando efectos de ionización y los efectos de esta descienden con la distancia a la fuente radioactiva, por lo tanto, no puede explicar la ionización en las capas superiores del aire. Gockel con la intención de medir la radiación ionizante a grandes alturas y al mismo tiempo ignorar la influencia de la tierra debido a la radiación natural que esta emanaba, [21] realizó una serie de vuelos con un globo aerostático, siendo el primero en 1909 junto a un equipo de pilotos y otro investigador, en su primer vuelo [19] alcanzó una altura de 4500 metros y durante este trayecto, midió la densidad de iones con ayuda de un electrómetro de Wülf acoplado a una cámara de ionización, observando que la radiación ionizante disminuía con la altura, sin embargo, hasta cierto punto comenzaban a elevarse nuevamente contradiciendo la idea de que la ionización se generaba por los efectos de elementos radiactivos en la corteza terrestre (ver figura 3.1).

En su momento, Gockel atribuyó este fenómeno a defectos en la elaboración del experimento como

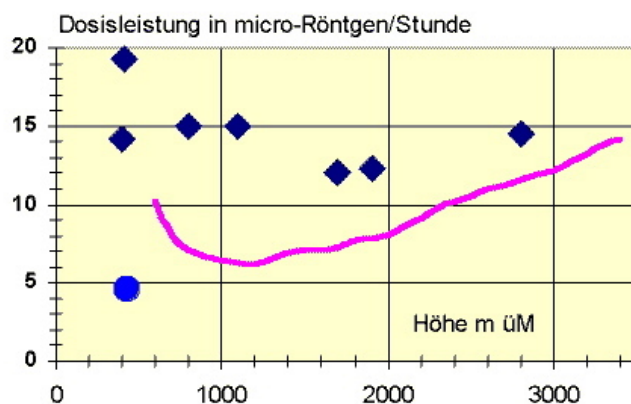


Figura 3.1: Se observa una comparación entre los resultados de las ascensiones de Gockel (rombos) y los resultados de un equipo de Friburgo que en los años 80 realizaron mediciones similares a Gockel, pero con equipos modernos obteniendo los resultados (línea), en sí la gráfica muestra una relación entre la altura en metros en el eje x y la tasa de cambio de cargas en unidades de micro röntgen por hora (Dosisleistung in micro-Röntgen/stunde) en el eje y, el punto azul corresponde a una medición realizada en el lago Neuchâtel a 429 metros sobre el nivel del mar (Höhe m üM). En la comparativa se puede notar que existe una diferencia en cuanto a las mediciones, esto se debe a que Gockel en su tiempo no consideró los efectos del radón atmosférico los cuales modificaron sus resultados indicando una mayor presencia de partículas ionizantes en alturas tempranas en comparación a las mediciones más modernas, sin embargo, es un hecho que los efectos de ionización atmosférica aumentan a pesar del descenso de material radioactivo. Extraído de *Albert Gockel und die kosmische strahlung*, por H. Völkle, 2009, Revista Swiss physical society.

diferencias de tiempo entre el descenso y ascenso, colisiones con nubes y/o debido a adversidades del clima el dispositivo de control se había dañado durante su transporte, sin embargo, consideró que sus resultados fueron lo suficientemente fiables, tras sus su primera expedición realizó dos vuelos adicionales, uno el 15 de octubre de 1910 y el último el 2 de abril de 1911, con estos viajes verificó la confiabilidad de su primera expedición. Respecto a sus resultados, [20] observó que la radiación disminuía con la altura y eventualmente aumentaba, para ello solo habían dos explicaciones; la radiación provenía de una fuente cercana o la absorción de la radiación gamma por el aire era menor a la estimada previamente.

## 3.2. Ascensiones de Hess

Victor Hess [22] fue un físico austríaco que entre todas sus investigaciones realizó aportes en cuanto a la ionización atmosférica a causa de fuentes de radiación, este comenzó su investigación con una idea en mente, la cual consistía en que existía una fuente de radiación proveniente del exterior, basándose en los trabajos de [23] Gockel que había realizado ascensiones para investigar la ionización atmosférica y los de Theodor Wulf el cual construyó un electrómetro con el que midió la radiación gamma a distintas alturas de la torre Eiffel en París, Hess para responder al origen de esa radiación [23] en 1911 decidió comenzar a experimentar en las alturas [24] sin antes considerar que para obtener resultados precisos debía realizar mediciones directas de la influencia de la radiación gamma sobre las partículas del aire.

Hess [24] realizó sus experimentos con la ayuda de globos aerostáticos, la primera ascensión la realizó el día 28 de Agosto de 1911 alcanzando una altura de 1070 m, el segundo vuelo lo realizó la noche del 12 de octubre de 1912, durante sus dos primeras experiencias midió la intensidad de la radiación penetrante en función de la altitud considerando un margen de error. Entre el lapso de Abril de 1912 y Agosto del mismo año [25] pudo realizar 7 ascensiones adicionales con 3 instrumentos de medición con uno modificado (la modificación fue debido a que dependiendo de la energía de los electrones circundantes, estos pueden ser más o menos penetrantes que partículas más pesadas, por ello, uno de los instrumentos poseía una lámina que ayudaba a estimar la influencia de las radiación beta en las medidas), el último vuelo realizado el 7 de agosto de 1912 alcanzó una altura de 5200 m siendo esta la última experiencia de su investigación.

Como se ha mencionado en el párrafo anterior, [25] entre Abril y Agosto de 1912, Victor Hess realizó 7 ascensiones en globo, dichos viajes lograron otorgarle los resultados determinantes de su investigación los cuales se muestran a continuación:

El primer vuelo de Victor Hess [27] fue realizado el 17 de Abril de 1912 durante un eclipse parcial de sol en Austria, en ese momento se realizaron observaciones entre los 1900 y 2750 m de altura, en los resultados de este viaje no se registró una reducción considerable de la radiación penetrante a medida que la eclipse avanzaba en su progreso; uno de los instrumentos de medición mostró antes del ascenso un registro de ionización de 10,7 pares de iones, entre las alturas 1700 y 2100 m durante las primeras fases del eclipse otorgaron valores de 14,4 pares de iones, cuando la cobertura del eclipse era del 50% el instrumento arrojó como resultado 15,1 pares de iones. De esta manera se verificó un

aumento de la radiación a partir de 2 km de altura la cual no manifiesta una diferencia con o sin la presencia del sol, se asume que este emite radiación gamma del tipo rectilínea, sin embargo, con esto en consideración y la experimentación bajo el eclipse se corrobora que existe algo más que actúa como una fuente cósmica de radiación.

En la figura 3.2 se resumen las observaciones de Hess durante su segundo vuelo en 1912, esta ascensión [27] fue realizada el 26 de Abril durante la noche, el recorrido en globo inició en Prater (Viena) alcanzando una altura máxima de 2100 m y sobrevoló Florisdorf, Stockerau, Guntersdorf hasta Mähren, finalmente el viaje terminó a la mañana siguiente (27 de Abril) en Pausram al sur de Bürrn.

Balloon: "Excelsior" (1600 cbm illuminating gas)				Driver: Captain W. Höffory. Observer: V. F. Hess.				
No.	Time	Average altitude		Observed radiation				
		absolute m	relative m	Instrument 1	Instrument 2	Instrument 3		
				$q_1$	$q_2$	$q_3$	$q_3$ (reduced)	
1	16 <sup>h</sup> 40 - 17 <sup>h</sup> 40	156	0	15.6	11.5	-	-	} measured before the ascent at the club field (Vienna)
2	17 <sup>h</sup> 40 - 18 <sup>h</sup> 40	156	0	18.7	11.8	21.0	21.0	
3	18 <sup>h</sup> 40 - 21 <sup>h</sup> —	156	0	17.8	11.6	19.5	19.5	
4	21 <sup>h</sup> 30 - 22 <sup>h</sup> 30	156	0	17.8	11.3	20.0	20.0	
5	23 <sup>h</sup> 26 - 0 <sup>h</sup> 26	300	140	14.4	9.6	19.4	19.8	
6	0 <sup>h</sup> 26 - 1 <sup>h</sup> 26	350	190	16.2	9.9	17.4	17.9	
7	1 <sup>h</sup> 26 - 2 <sup>h</sup> 26	300	140	14.4	10.1	17.7	18.1	
8	2 <sup>h</sup> 26 - 3 <sup>h</sup> 32	330	160	15.0	9.6	18.2	18.7	
9	3 <sup>h</sup> 32 - 4 <sup>h</sup> 32	320	150	14.4	9.8	18.5	19.0	
10	4 <sup>h</sup> 32 - 5 <sup>h</sup> 35	300	70	17.2	13.2	20.6	21.0	
11	5 <sup>h</sup> 35 - 6 <sup>h</sup> 35	540	240	17.8	11.8	19.6	20.8	
12	6 <sup>h</sup> 35 - 7 <sup>h</sup> 35	1050	800	17.6	10.0	18.1	20.3	
13	7 <sup>h</sup> 35 - 8 <sup>h</sup> 35	1400	1200	12.2	8.8	17.3	20.3	
14	8 <sup>h</sup> 35 - 9 <sup>h</sup> 35	1800	1600	17.5	10.9	17.3	21.3	

Figura 3.2: Recopilación de los resultados de la segunda ascensión;  $q_1$ ,  $q_2$  y  $q_3$  representan la radiación penetrante en unidades de  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  registradas por los instrumentos 1, 2 y 3; el registro corresponde a 14 mediciones con intervalos de 1 hora aproximadamente, la altura absoluta se midió respecto al nivel del mar y la relativa respecto a los tramos avanzados en cada medición, en cuanto a los instrumentos, la presión de la cámara de ionización del instrumento 1 y 2 eran iguales, mientras que para el instrumento 3 la presión era distinta y las paredes de la cámara de ionización finas, debido a esto se ajustaban sus medidas matemáticamente, las lecturas de este instrumento se indican como reducidas (reduced). Extraído de On the obserbation of the penetrating radiation during seven balloon flights, por V. Hess, 2018, arXiv preprint arXiv:1808.02927.

Al analizar la figura 3.2, se puede observar que [27] a bajas alturas la radiación disminuye considerablemente evidenciándose este descenso al comparar los resultados de la tercera fila (el globo aún no inicia el vuelo) con la octava fila, esta diferencia de 2 pares de iones aparentemente se explica por la absorción de radiación gamma por parte de cuerpos radiactivos presentes en la corteza terrestre, sin embargo, mientras más ascendía el transporte la radiación aumentaba levemente observándose fluctuaciones intermitentes en los instrumentos de medición, nótese que en la medición 14 la radiación registrada es muy semejante a las medidas cuando el globo aún no se elevaba.

La noche del 20 de Mayo de 1912 [27] se inició el tercer vuelo, comenzando en Viena, el globo pasó por Korneaburg hasta descender al otro día en Sadowa-Dohalice al norte de Königsgrätz, alcanzando una altura máxima de 1200 m. En cuanto a los resultados, antes de partir de Viena, los instrumentos 1, 2 y 3 marcaban valores de radiación de 16,9, 11,4 y 19,7  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (respectivamente), entre los 190



y 340 m marcaron 16,9, 11,1 y 18,2  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (respectivamente), a la altura de 500 m marcaron 14,7, 9,6 y 17,6  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (respectivamente), si bien se puede decir que al alejarse unos metros respecto de la superficie los valores de radiación descienden, estos siguen siendo similares a los iniciales, probablemente se deba a la radiación residual de la superficie terrestre debido a la radiación gamma.

La cuarta ascensión fue realizada [27] la noche del 3 de Junio de 1912, alcanzando una altura máxima absoluta de 1900m, sin embargo, debido a una tormenta solo se logró permanecer en el aire durante casi 3 horas registrándose datos entre los 800 y 1100 m, los valores de control antes del ascenso medidos por los instrumentos 1, 2 y 3 fueron de 15,5, 11,2 y 21,8  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (respectivamente), tras el ascenso se registraron 15,5, 11,7 y 21,3  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (respectivamente), los resultados demostraron muy poca diferencia, no obstante, son justificados producto de las condiciones climáticas.

La quinta ascensión fue realizada [27] el 19 de Junio de 1912, a diferencia de las otras experiencias, Hess tuvo que pilotar sólo el globo aerostáticos y por la distribución del trabajo entre pilotar y registrar las medidas de la cámara de ionización decidió llevar sólo el instrumento de medición 2 registrando entre los 850 y 950 m de altura relativa valores entre 9,8 y 10,7  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ , antes del despegue el aparato mostró midió 12,3 y 14,5  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ , con estos datos se observó una diferencia de casi 3 iones entre las medidas finales respecto a las iniciales. Hess utilizando estos resultado y los obtenidos del vuelo anterior, concluyó que a una distancia de aproximadamente 1 km de altura respecto del suelo, se pueden registrar disminuciones observables en la radiación.

El sexto vuelo [27] se realizó durante la noche del 28 de Junio de 1912 hasta el día siguiente, la intencionalidad de Hess era examinar la radiación presente en las cercanías del suelo terrestre, para ello sólo utilizó los instrumentos de medición 1 y 2; durante un lapso de tiempo el globo se mantuvo entre los 280 y 360 m de altura, debido a que los instrumentos eran iguales en cuanto a sus especificaciones marcaban valores similares, a una altura de 280 m se registraron respectivamente 1,9 y 1,3  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (sin cambios en las condiciones meteorológicas), cuando el globo alcanzó una altura de 360m registró 2,1  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (en el instrumento 1) y 2,4  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (en el instrumento 2); estos resultados reforzaron las conclusiones de las anteriores ascensiones.

Finalmente, la ascensión realizada [27] en 1912 fue una de las más importantes, pues Hess logró sobrepasar las altitudes anteriores; el viaje comenzó en Aussig en el Elba durante la mañana, en la región de Schwielochsee se alcanzó una altitud de 5350 m, finalizando el recorrido en Pieskow, 50 km al este de la ciudad de Berlín; las medidas de control fueron tomadas al finalizar el recorrido con el globo sin abrir para evitar que los efectos de la radiación por inducción del material perjudicaran los resultados finales, a continuación en la figura 3.3 se presentan los resultados obtenidos durante el experimento.

En los datos de la figura 3.3 se puede destacar que entre los 1400 y 2500 m los instrumentos 1 y 2 registraron valores de radiación semejantes a los encontrados en la superficie de la tierra, aumentando gradualmente mientras más se elevaba el globo, en alturas semejantes a 3600m se observa que la radiación aumenta de 4 a 5  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  respecto a la superficie terrestre, por otra parte, el instrumento 3 percibió el aumento de la radiación en altitudes menores, sin embargo, posteriores registros de este instrumento se vieron entorpecidos por errores técnicos. En altitudes de 3000 a 4000 m se registran

Balloon: "Böhmen" (1680 cbm hydrogen)				Driver: Captain W. Hoffory.					
Meteorolog. observer: E. Wolf.				Observer of atmospheric electricity: V. F. Hess.					
No.	Time	Average altitude		Observed radiation				Temp.	Rel. hum. percent
		absolute m	relative m	Instrument 1	Instrument 2	Instrument 3			
				$q_1$	$q_2$	$q_3$	red. $q_3$		
1	15 <sup>h</sup> 15 - 16 <sup>h</sup> 15	156	0	17.3	12.9	-	-	} - 1 1/2 days before ascent (in Vienna)	
2	16 <sup>h</sup> 15 - 17 <sup>h</sup> 15	156	0	15.9	11.0	18.4	18.4		
3	17 <sup>h</sup> 15 - 18 <sup>h</sup> 15	156	0	15.8	11.2	17.5	19.5		
4	6 <sup>h</sup> 45 - 7 <sup>h</sup> 45	1700	1400	15.8	14.4	21.1	20.0		
5	7 <sup>h</sup> 45 - 8 <sup>h</sup> 45	2750	2500	17.3	12.3	22.5	19.8	+6.4° 60	
6	8 <sup>h</sup> 45 - 9 <sup>h</sup> 45	3850	3600	19.8	16.5	21.8	17.9	+1.4° 41	
7	9 <sup>h</sup> 45 - 10 <sup>h</sup> 45	4800	4700	40.7	31.8	-	-	-6.8° 64	
		(4400-5350)						-9.8° 40	
8	10 <sup>h</sup> 45 - 11 <sup>h</sup> 15	4400	4200	28.1	22.7	-	-	-	
9	11 <sup>h</sup> 15 - 11 <sup>h</sup> 45	1300	1200	(9.7)	11.5	-	-	-	
10	11 <sup>h</sup> 45 - 12 <sup>h</sup> 10	250	150	11.9	10.7	-	-	+16,0° 68	
11	12 <sup>h</sup> 25 - 12 <sup>h</sup> 12	140	0	15.0	11.6	-	-	(after the landing in Pieskow, Brandenburg)	

Figura 3.3: Se observan los resultados obtenidos por Hess en su séptima ascensión con globo aerostático;  $q_1$ ,  $q_2$  y  $q_3$  representan la radiación penetrante en unidades de  $\frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  registradas por los instrumentos 1, 2 y 3, la altura absoluta se midió respecto al nivel del mar y la relativa respecto a los tramos avanzados en cada medición, la presión de la cámara de ionización del instrumento 1 y 2 eran iguales, mientras que la instrumento 3 debido al espesor de sus paredes (finas) era diferente, por ello se muestran 2 valores para el instrumento 3,  $q_3$  representa el valor de la ionización mostrado por el instrumento y *red.  $q_3$*  representa el arreglo matemático que se le aplica al resultado del instrumento debido a los efectos de las paredes finas de la cámara y la presión interna de este, finalmente, se muestran en las últimas 2 columnas los cambios de temperatura y humedad medidas antes, durante y al final del trayecto; la medida No. 11 corresponde a la toma de control sobre el suelo al finalizar el vuelo. Extraído de On the obserbation of the penetrating radiation during seven balloon flights, por V. Hess, 2018, arXiv preprint arXiv:1808.02927.

aumentos de radiación de hasta  $4 \frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  e incluso a alturas superiores entre 4000 a 5200 m se logran apreciar aumentos de 16 a  $18 \frac{\text{par de iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  en cada instrumento de medida (1 y 2) respecto a los valores anteriores.

Hess al realizar sus ascensiones logró determinar que [27] la radiación proveniente de la corteza terrestre no era capaz de influir de manera significativa a grandes alturas, por otro lado, la radiación gamma si puede generar procesos de desintegración en las partículas radiactivas de la superficie, no obstante, no alcanzan grandes alturas, a no ser que se consideren cúmulos de condensación de iones como pueden ser nubes o niebla, pero los viajes fueron realizados en diferentes contextos atmosféricos y no se registraron grandes diferencias al igual que con la influencia de la radiación gamma como tal; Con estos datos, Victor Hess [25] en su artículo publicado en *Physik, Zeitschrift, XIII, 1912* concluye: ‘Los resultados de estas observaciones parecen poder interpretarse admitiendo sencillamente que una radiación con gran poder de penetración procede de la parte superior de la atmósfera y, aunque progresivamente atenuada por esta, produce, incluso en las zonas más bajas, una parte de la ionización observada en las cámaras cerradas. La intensidad de esta radiación parece estar afectada por pequeñas variaciones aleatorias’, gracias a su aporte [22] al descubrimiento de la radiación cósmica en 1936 recibe el premio Nobel.

Tras estos experimentos, [24] el físico alemán Werner Kolhörster entre los años 1913 y 1914 realizó una serie de ascensiones llegando a un máximo de 9200 m de altitud con la intención de medir la ionización causada por la radiación penetrante para comprobar los resultados de Hess, tras obtener resultados (ver figura 3.4), Kolhörster encontró [26] que en una altura cercana a los 9000 m la intensidad de ionización es 13 veces mayor que la registrada a nivel del mar, verificando de esta manera que existe una radiación de gran penetración proveniente del espacio exterior tal como había sido propuesto anteriormente.

### 3.3. Ascensiones de Millikan

A pesar de los descubrimientos realizados por Gockel, Kolhörster y Hess, [23] no toda la comunidad científica aceptaba la idea de que existiera una radiación proveniente del espacio exterior la cual impacta la Tierra con un gran poder de penetración; años después de las ascensiones de Hess comenzó la primera guerra mundial (1914-1918) lo que detuvo por un tiempo las investigaciones sobre esta radiación de origen espacial.

Durante los años 1921 y 1922, [28] Robert Millikan y Ira Bowen con la ayuda de Julius Pearson, diseñaron y construyeron en el Laboratorio de Física de Norman Bridge electroscopios los cuales llevaron a Kelly Field, cerca de San Antonio (Texas), durante la primavera de 1922 los elevaron mediante globos a la atmósfera de la Tierra con la intención de obtener una prueba determinante de la existencia de la radiación penetrante de origen extraterrestre. Tras la planificación, diseño y elaboración, lograron crear 4 electroscopios dotados de películas fotográficas y un mecanismo que registraba de manera continua durante el ascenso y descenso la divergencia de las fibras del electroscopio, la temperatura y la presión barométrica; además, el material del cual estaba hecho evitaba

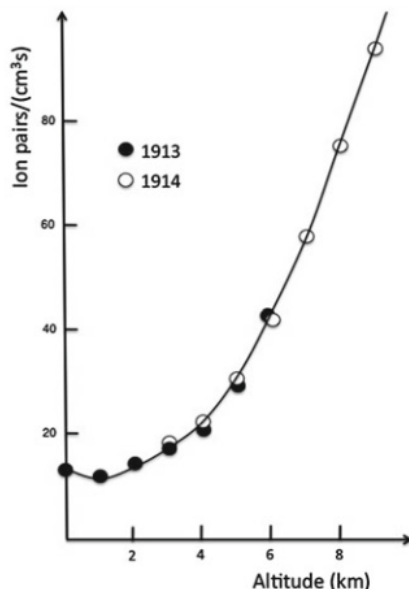


Figura 3.4: Resultados obtenidos por Kolhörster durante sus ascensiones realizadas en 1913 (puntos negros) y 1914 (puntos blancos) mostrando el cambio de los pares de iones por centímetro cúbico por segundo (eje y) en función de la altura (eje x). Extraído del texto *Introduction to particle and astroparticle physics* (p. 77), por A. De Angelis y M. Martins, 2015, Springer.

que los efectos de la temperatura alteraran la recolección de datos debido a cambios estructurales.

Para lograr elevar los electroscopios, [28] estos fueron unidos a dos globos (inflados con hidrógeno) cada uno, el propósito de utilizar dos fue para conseguir flotabilidad adicional y al mismo tiempo salvaguardar los instrumentos de medida en caso de accidentes, pues con un globo era suficiente para elevar cada electroscopio. Una vez diseñado el dispositivo de recolección de datos, los científicos solicitaron la ayuda del ejército de los Estados Unidos para realizar mediciones de altitud de los globos a través de dos teodolitos. De los cuatro instrumentos enviados solamente fueron recuperados dos y de estos se consideraron los datos captados de uno, ya que el sobrante había sufrido los efectos del cambio de temperatura afectando el registro de medidas.

El aparato considerado para el análisis de datos [28] fue aquel que alcanzó la mayor altura, la cual fue de 15,5 km con un tiempo de vuelo de tres horas y once minutos como se puede observar en la figura 3.5 donde las pendientes de las rectas dibujadas en la gráfica representan el ascenso y descenso del electroscopio en un tramo de tiempo, siendo la intersección entre ambas pendientes el punto exacto donde un globo explotó y el aparato comenzó a bajar, la temperatura registrada en el punto máximo era de  $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$  medida por la divergencia, sin embargo, al analizar los datos en laboratorio, la temperatura alcanzaba los  $-77\text{ }^{\circ}\text{C}$ ; debido a que el aparato llegó al suelo después del atardecer, la temperatura inicial expuesta en la figura 3.5 no es igual a la inicial, pero como la velocidad de caída era uniforme, no generó ninguna incertidumbre en los datos.

Debido a que solo interesaban las tasas de descarga registradas por el electroscopio a gran altura, Millikan [28] utilizó las mediciones iniciales de las desviaciones de las fibras del electroscopio cuando

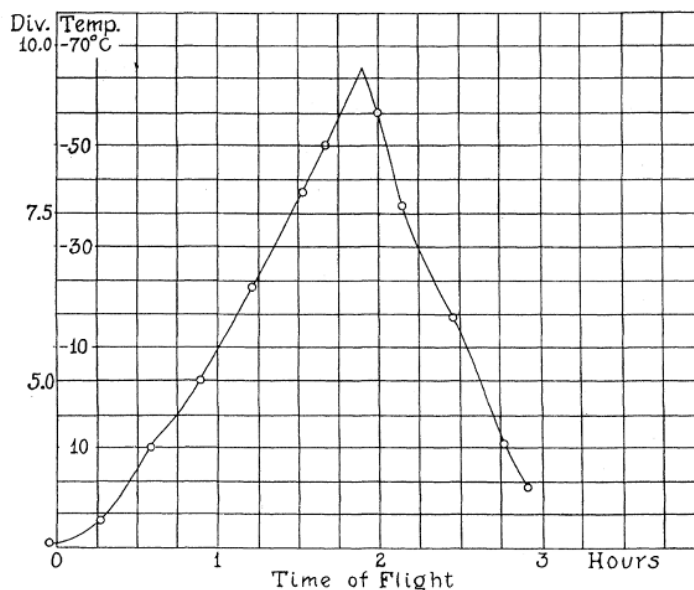


Figura 3.5: En la gráfica se observa la temperatura en °C (Div. Temp.) en función del tiempo de vuelo en horas (Time of flight), las dos rectas que representan el ascenso (pendiente positiva) y descenso (pendiente negativa) del electroscopio; el tiempo de ascenso fue de 115 minutos y el de caída obtuvo un valor de 76 minutos, es decir, el viaje duró 191 minutos, determinándose el tiempo de forma precisa a partir de la relación de pendientes de la curva de temperatura y como se mencionó, si bien la temperatura en la gráfica muestra un valor similar a  $-60^{\circ}\text{C}$  en la altura máxima, al analizar los datos según la divergencia de las rectas (eje y) se obtiene un valor de casi  $-77^{\circ}\text{C}$ . Extraído de *High frequency rays of cosmic origin I. Sounding balloon observations at extreme altitudes*, por R. Millikan y I. Bowen, 1926, revista *The Physical Review*, 27(4), 353-361

el instrumento había alcanzado una altura de 5 km en el ascenso y 5 km respecto al suelo en el descenso, ya que la temperatura se mantiene a la misma altura las tasas de descarga se hacen independientes a la influencia de esta variable sobre las propiedades eléctricas de las fibras y los soportes que conforman al instrumento de medida; los resultados de esta ascensión considerando altitud, tiempo y las descargas registradas por el electroscopio se encuentran en la figura 3.6.

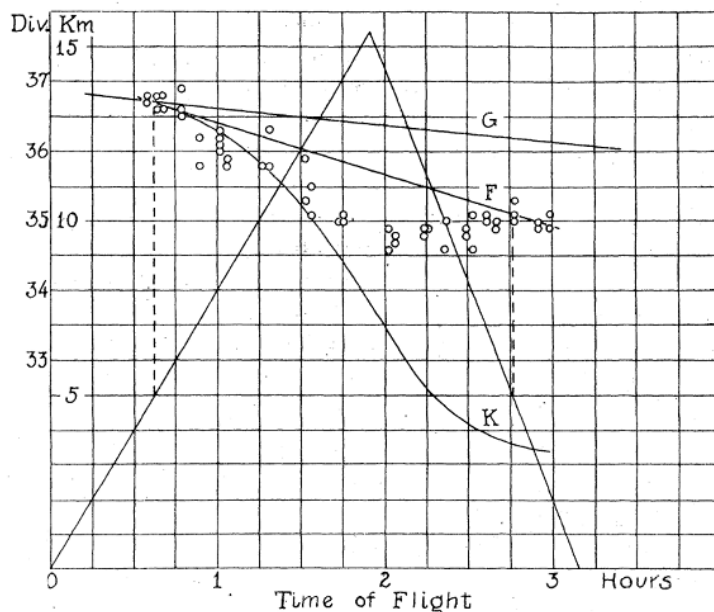


Figura 3.6: Representación gráfica de las lecturas realizadas por el electroscopio, el eje x corresponde al tiempo de vuelo en horas (Time of Flight) y el eje y incluye la altura en kilómetros (km), la deflexión de la fibras y la divergencia de las rectas, correspondiendo a una representación de la cantidad de cargas que ha recibido el electroscopio; las rectas que se unen representan el ascenso y descenso del dispositivo, se debe recordar que los valores de altitud fueron obtenidos con ayuda de los teodolitos. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin I. Sounding balloon observations at extreme altitudes*, por R. Millikan y I. Bowen, 1926, revista *The Physical Review*, 27(4), 353-361

En cuanto a los resultados obtenidos por Millikan [28] en la figura 3.6, la línea G corresponde a la tasa de descarga en divisiones de escala mientras el instrumento estaba en la superficie, la recta F corresponde a la rectificación de los grupos de puntos que representan las mediciones en las dos altitudes de 5 km la cual posee una pendiente representativa de una tasa de descarga tres veces superior a la encontrada en la superficie de la tierra, comprobando de alguna manera las investigaciones previas de Gockel, Hess y Kolhörster. Sin embargo, Millikan [28] al comparar sus resultados con los de Hess-Kolhörster notó que no concordaban, pues sus resultados mostraban que tras el transcurso de dos horas del experimento entre las altitudes de 5 y 15,5 km la pérdida total de carga del electroscopio indicaba solo un 25 % de la curva calculada por Hess-Kolhörster (representada en la figura 3.6 por K), atribuyendo esta diferencia a los efectos de la temperatura y así resaltando que su experimento era más preciso, pues las lecturas iniciales y finales fueron tomadas bajo las mismas condiciones térmicas, sin embargo, la tasa media de descarga entre los 5 y 15 km de ascenso hasta 5 km respecto del suelo en el descenso marcó 46.2 iones por centímetro cúbico por segundo mientras

que en la superficie se registró 15.4 iones por centímetro cúbico por segundo, el alza de iones en las alturas respecto a la tasa del suelo terrestre sólo fue aproximadamente tres veces superior, con lo anterior, Millikan concluye que los resultados obtenidos no demuestran la existencia de una radiación penetrante con un coeficiente de absorción de 0,57 como se había estimado hasta ese momento en la comunidad científica, pues la ionización aumentaba muy lentamente con la altura, por ello, decide retomar la experimentación para descubrir los secretos de la radiación encontrada.

En el primer experimento diseñado por Millikan junto a Bowen [28] demostraron que la radiación a grandes alturas es ligeramente superior que la encontrada en la superficie terrestre, pero no hablaron respecto al poder de penetración ni de la intensidad de esta, sin embargo, plantearon que de existir debía ser aún más penetrante de lo estimado, por otro lado, también propusieron que si el pequeño aumento de la radiación observado a grandes alturas se debiera a la influencia de los materiales radioactivos provenientes de montañas u otra fuente atmosférica, el coeficiente de absorción de los rayos investigados debería ser similar a los de los rayos gamma; con el fin de lograr obtener respuestas a las nuevas interrogantes [29] entre 1922 y 1923 la investigación se dividió en dos tipos de experimentos: el primero en determinar la absorción de la radiación en elevadas alturas y el segundo en evidenciar la influencia de la altitud y la ubicación geográfica como un factor determinante en las tasas de descarga observadas en los electroscopios.

Para la realización de los dos tipos de experimentos mencionados anteriormente, Robert Millikan y Russell Otis [29] utilizaron un electroscopio del tipo Wulf el cual fue diseñado en el laboratorio de Física de Norman Bridge, en cuanto a sus especificaciones, como se puede observar en la figura 3.7, este poseía dos fibras de cuarzo de un diámetro de 0,005 a 0,01 mm y un largo de 6 cm las cuales estaban pulverizadas con platino para hacerlas conductoras, dichas fibras estaban sostenidas mediante soldaduras a un pequeño tubo de cobre que se sujetaba con un tornillo prisionero a una tapa de latón *A* conectándose por el otro extremo a una larga varilla de aislamiento de cuarzo (se muestra en la figura como una barra larga sombreada); en la zona inferior de las fibras, se puede observar un arco de cuarzo al cual se atan la fibras con un cordón de goma laca, este arco se fija en sus extremos a unos tornillos de latón *B*, la función de estas piezas es ajustar la tensión de las fibras conductoras hasta encontrar la más eficiente para el experimento. La sección *B* pasa por un puente de invar (aleación de hierro y níquel) que se apoya en otras dos varillas del mismo material a cada extremo como se muestra en la sección *C*, las cuales penden casi del mismo lugar donde se encuentra el aislador de cuarzo; cabe destacar que el invar y el cuarzo poseen un coeficiente de dilatación térmica similar.

La caja del electroscopio [29] estaba hecha de tubos cilíndricos de latón de 1,7 a 1,8 mm de grosor, la zona inferior del mismo material poseía 5 mm de espesor, mientras que la cubierta superior estaba hecha de zinc laminado, la estructura caracterizaba por ser hermética y el aire que se encontraba encerrado en esta se mantenía seco gracias al pentóxido de fósforo que se encontraba en una caja perforada *D*; para establecer las posiciones de las fibras se utilizaba la ayuda de un microscopio simple de objetivo y ocular el cual se encontraba adherido a una sección de la cámara o caja del electroscopio donde se lograba visualizar el área de las fibras como se aprecia en la figura 3.8, este diseño lograba otorgar la ventaja de extraer el microscopio y adherirlo cuando sea conveniente sin perjudicar la estructura de este.

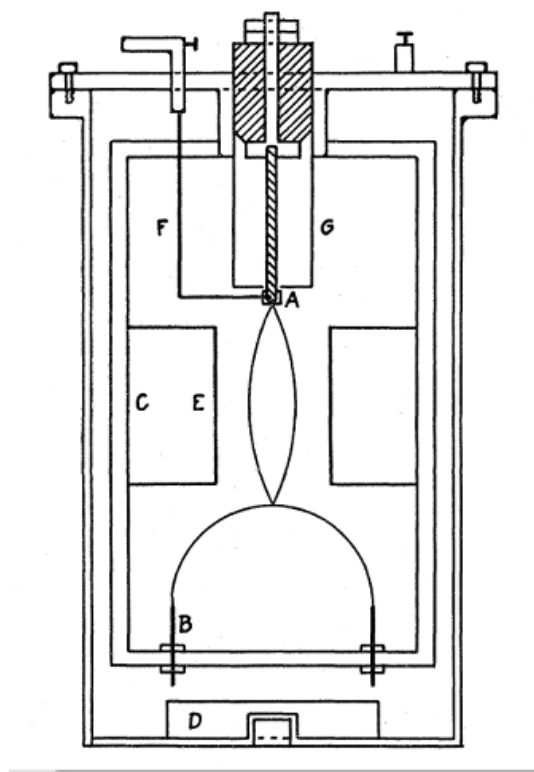


Figura 3.7: Esquema de los componentes internos del electroscopio utilizado por Millikan y compañía para medir la ionización generada por los rayos penetrantes, en el esquema identifican mediante letras diferentes componentes: tapa de latón (A), tornillos de ajuste del arco de fibra de cuarzo (B), varilla de invar (C), contenedor del pentóxido de fósforo (D), alambre curvo de aluminio unido a la varilla de invar (E), varilla de carga (F) y cámara de aislamiento (G). Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658



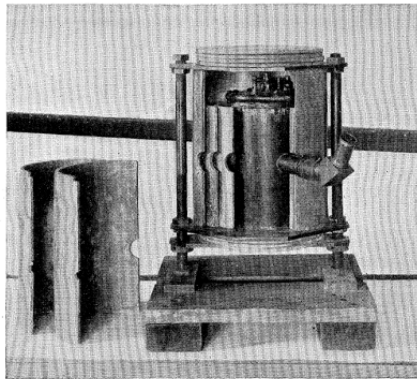


Figura 3.8: Fotografía del electroscopio utilizado por Millikan en su segundo trabajo estudiando la radiación, particularmente, se puede identificar el microscopio utilizado para observar el comportamiento de las fibras conductoras y una serie de placas semi cilíndricas de plomo desmontables las cuales fueron utilizadas para analizar el poder de penetración de la radiación estudiada. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658.

Las dos fibras del electroscopio [29] se mantienen en el foco del microscopio debido a la influencia del campo reforzado generado por los alambres de aluminio doblados  $E$  que sobresalen de  $C$ , para evitar que las fibras choquen con los bordes del instrumento, se adicionó una goma blanda en la zona superior de la estructura, la cual en la figura 3.7 se puede observar como una pieza grande sombreada, de esta manera las fibras pueden estar centradas en el instrumento de medidas y a la vista del observador.

Para hacer funcionar el aparato se requiere de una conexión eléctrica, [29] la varilla de carga  $F$  toca la placa de latón  $A$  cuando el sistema está encendido y cuando este está apagado toca la caja del instrumento. La barra aislante de cuarzo, se mantuvo bajo una varilla de latón, la cual pasaba a través de un tapón de ebonita hacia el exterior del electroscopio, para mantener el aislamiento de la caja esta barra de latón se mantuvo en un potencial eléctrico medio respecto al de las fibras, el aislante de cuarzo y la varilla de latón estaban cubiertos por del resto del electroscopio por una pantalla  $G$ .

Una de las prevenciones que constantemente el equipo de Millikan mantuvo durante la etapa de experimentación fue que para la obtención de datos [29] el electroscopio se cargaba con un potencial conocido y luego se medía la caída del potencial eléctrico anteriormente configurado expresado en el comportamiento de las fibras en función del tiempo transcurrido entre cada observación, para evitar errores que perjudicaran la exactitud de los datos, el electroscopio era calibrado antes y después de cada uso, restableciendo el potencial conocido y observando la posición inicial de las fibras con el microscopio.

En la figura 3.9 se muestra un esquema del circuito que genera la diferencia de potencial eléctrico en el electroscopio, [29] cuando el interruptor  $S$  está en la posición 1, la batería se conecta a la varilla de carga  $F$  y a la caja, mientras que si la posición de  $S$  es 2, se conecta al anillo de protección del

aislamiento de cuarzo  $G$  y a la caja; la resistencia  $R$  que se muestran en la figura mencionada, actúa como una seguridad en casos de que la varilla de carga  $F$  toque la caja mientras  $S$  estuviera en la posición 1, evitando así corrientes destructivas. Para realizar una observación, primero la varilla  $F$  se ubica en una posición neutral, se cierra el interruptor  $S$  en 1, se cierra el interruptor del voltímetro  $V$  hasta encontrar la diferencia de potencial eléctrico deseada para luego conectar la varilla de carga  $F$  a las fibras registrando los valores simultáneos de las fibras y los voltios registrados por el voltímetro  $V$ , una vez esto, la varilla  $F$  se ubica en neutro, hasta que el potencial baje 4 voltios, luego se vuelven a cargar las fibras con el procedimiento anterior hasta obtener cuatro comparaciones entre la desviación de las fibras y el voltaje, posterior a esto, se cargan la fibras a un potencial que se encuentre entre medio de los obtenidos anteriormente, tras esto la varilla  $F$  se lleva a la posición neutra, se deja en neutro el interruptor  $S$  y se gira la varilla de carga para que esta toque la caja del electroscopio, una vez hecho esto, se observa la desviación de las fibras y el tiempo, las desviaciones obtenidas son interpretadas en voltios dando la diferencia de potencial eléctrico inicial para comenzar la primera medida, se ajusta el potencial nuevamente hasta igualar el voltaje medio obtenido en la medición anterior (la idea de realizar esta medición previa es registrar cuanto descende el voltaje en cierto tiempo, con ello se tiene una referencia de la desviación de la fibras y el voltaje que se debería obtener en un tiempo determinado), se abre el interruptor del voltímetro  $V$  y se cierra  $S$  en 2, poniendo así el potencial en el anillo de protección en la zona superior de aislamiento de cuarzo para que no se pierda el aislamiento del sistema; para finalizar la observación, se abre el interruptor  $S$  y se anota la desviación de las fibras y el tiempo, la varilla de carga  $F$  se ubica en una posición neutra para calibrar las fibras e iniciar otra medición.

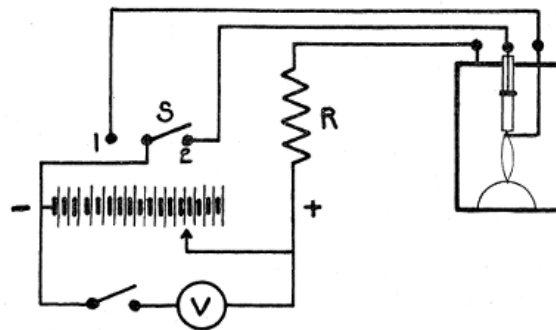


Figura 3.9: Representación esquemática del circuito del electroscopio utilizado por Millikan en su segundo trabajo, en este se pueden distinguir el interruptor  $S$  y el del voltímetro  $V$ , una resistencia  $R$  de 40000 ohmios y la fuente de poder, además de como este circuito se conecta a la estructura interna del electroscopio. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658.

En [29] 1922 y 1923 Otis realizó una serie de vuelos en avión sobre Marsh Field (Riverside) y Rockwell Field (San Diego) utilizando el electroscopio descrito anteriormente, alcanzando en ambos vuelos alturas superiores a 5000 m como se puede observar en la figura 3.10, el método de obtención consistía en que el avión alcanzara la mayor altura posible, luego este se mantenía en dicha altura de manera constante (durante un tiempo razonable) y se medía la ionización para luego descender cierta distancia y medir nuevamente. Los resultados registrados por Otis en esta experiencia concuerdan con los obtenidos por Millikan y Bowen en su documento publicado en 1926 "High frequency rays

of cosmic origin I. Sounding balloon observations at extreme altitudes”, donde se evidencia que los niveles de ionización descienden hasta cierta altura, para luego aumentar gradualmente (ver figura 3.10);, la radiación penetrante registrada demuestra que su intensidad aumenta con la altitud.

<i>Airplane observations</i>	
<i>Altitude</i>	<i>Excess over ground</i>
500 meters	-2.1 ions/cc. sec.
760	-2.7
1200	-2.7
1750	-1.9
2500	-0.1
3400	+2.4
4200	+4.6
5200	+7.4

Figura 3.10: Recopilación de datos obtenidos por Otis delegados por Millikan, debido al combustible el experimento se realizó en tres días; la tabla se divide en altitud (*Altitude*) en metros y exceso de iones respecto al suelo (*Excess over ground*) en iones por centímetros cúbicos por segundos, al observar los valores se puede evidenciar que la cantidad de iones desciende respecto a los iones detectados a 500 m de altura, sin embargo, entre los 2500 y 3400 m la cantidad de iones registrados por el electroscopio aumenta de manera gradual. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658.

Durante los veranos de 1922, 1923 y 1924, Millikan [29] realizó experimentos para comprobar la persistencia de la ionización debido a los rayos penetrantes, sus resultados se observan en la figura 3.11, dichas observaciones fueron realizadas en Pasadena, donde utilizando el electroscopio sin el blindaje de plomo descrito anteriormente en la figura 3.8, registró una media de 11,6 iones por centímetro cúbico, en Pikes Peak la tasa de descarga del electroscopio fue casi el doble de Pasadena y esta no varió durante el transcurso del día; al tabla de la figura 3.11 representa la cantidad iones registrados a diferentes horas del día durante las fechas mencionadas, con estos resultados Millikan determinó que los niveles de ionización a causa de la radiación penetrante son independientes de la posición del Sol y la Luna.

Debido a que poco se había hablado respecto a la dureza (poder de penetración en objetos) de la radiación, Millikan [29] utilizando el electroscopio de la figura 3.8 y 7 placas extraíbles de plomo de 7 mm de espesor con forma de semi cilindros, es decir, un blindaje total de 4,8 cm, experimentó con el nivel de penetración de los rayos mediante la observación de las fibras del electroscopio al incidir la radiación mientras este poseía blindaje, no poseía y desacoplando secciones del blindaje en zonas específicas del instrumento, los resultados de esta experiencia se encuentran en las figuras 3.12, 3.13 y 3.14, las dos primeras muestran los resultados extraídos de Pikes Peak (en el exterior e interior respectivamente), mientras que la tercera es un registro de los datos extraídos de una tienda de campaña en el Instituto de Pasadena.

En relación a los resultados obtenidos del experimento descrito en el párrafo anterior, en la figura 3.12, las mediciones de A a G fueron tomadas en unas rocas de Pikes Peak, mientras que la medición

*Observations showing independence of penetrating radiation upon time of day.*

	Pikes Peak (4300 m) Shielded electroscopie			Mt. Whitney Trail (4130 m) Open electroscopie			
	Mean time of observation		Ions per cm <sup>3</sup> per sec.	Mean time of observation		Ions per cm <sup>3</sup> per sec.	
9/22/23	2:43	P.M.	12.5	9/16/22	8:50	P.M.	19.2
	4:57	"	12.4		10:58	"	18.9
	7:06	"	12.1	9/17/22	1:05	A.M.	19.2
	9:26	"	12.7		3:12	"	18.9
9/23/23	11:31	A.M.	12.6	5:19	"	19.2	
	1:38	P.M.	12.2	7:26	"	20.0	
	4:05	"	12.8	9:31	"	20.7	
	8:35	"	12.0	11:37	"	19.4	
	10:45	"	12.0	1:43	P.M.	18.6	
9/24/23	12:57	A.M.	12.0	3:50	"	19.8	
	3:25	"	12.2	5:59	"	19.2	
	5:52	"	12.3	8:03	"	19.6	
			Mean, 12.3	10:07	"	19.3	
			9/18/22	12:12	A.M.	19.4	
				2:18	"	19.8	
				4:26	"	20.0	
				6:33	"	20.4	
				8:40	"	19.9	
				10:49	"	20.0	
				12:54	P.M.	21.0	
					Mean, 19.6		

Figura 3.11: Observaciones que muestran la independencia de la radiación penetrante según la hora del día (Observation showing independence of penetrating radiation upon time of day). En la primera columna de la tabla se describen las fechas de observación (mes/año/día), en la segunda las observaciones realizadas en Pikes Peak a 4300 metros de altura con el electroscopio cubierto con blindaje de Plomo (además de la hora de observación y el registro de iones por centímetro cúbico por segundo); las columnas de la derecha muestran los mismos datos, pero recolectados de Mt. Whitney Trail a 4130 metros de altitud con el electroscopio sin el blindaje de plomo; al final de los resultados se observan el promedio (Mean) de iones por centímetro cúbico por segundo de ambas localidades. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658.

H se tomó en una torre de acero, en conjunto, los resultados muestran que no existe una diferencia en cuanto a la intensidad de los rayos penetrantes procedentes del norte en comparación con los del sur pues estos se encuentran dentro del margen de error experimental, adicionalmente, los resultados de Pikes Peak coinciden con las mediciones tomadas sobre el Monte Whitney y las extraídas de los viajes en avión de la figura 3.10.

*Pike's Peak observations—out-of-doors.*

A	Unshielded (mean of four one-hour runs)	23.2 ions per cm <sup>3</sup> per sec.
B	Shielded (4.8 cm of Pb.) (mean of four one-hour runs)	11.6
C	Top only unshielded (mean of three one-hour runs)	12.3
D	Bottom only unshielded (mean of four one-hour runs)	13.2
E	North side only unshielded (mean of four one-hour runs)	16.9
F	South side only unshielded (mean of four one-hour runs)	16.7
G	Both sides unshielded (mean of two one-hour runs)	20.55
H	On the tower (17 m high) of the building, unshielded, mean of two observations (17.1 and 17.5)	17.3

Figura 3.12: Observaciones de Pikes Peak copiladas en una tabla de datos, en la primera columna se describen las características que poseía el electroscopio al realizar cada medición; sin blindaje con el promedio de cuatro mediciones cada una hora (A), blindado con 4,8 centímetros de plomo con el promedio de cuatro mediciones cada una hora (B), solo la parte superior sin blindaje con el promedio de tres mediciones realizadas cada una hora (C), parte inferior sin blindaje con el promedio de cuatro mediciones realizadas cada una hora (D), la cara en dirección al norte del instrumento sin blindaje con el promedio de mediciones realizadas cada una hora (E), la cara en dirección al sur del instrumento sin blindaje con el promedio de mediciones realizadas cada una hora (F), ambas caras sin blindaje con el promedio de dos mediciones cada una hora (G) y una medición obtenida sobre una torre de 17 metros altura con el instrumento de medidas sin blindaje (H), con este último solo se realizaron dos mediciones con un intervalo de una hora y se calculó su promedio. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658.

El valor medio de la radiación penetrante en el instituto de Pasadena al ser detectada por el electroscopio sin blindaje es de 11,57 lo que se puede aproximar a 11,6 iones por centímetro cúbico por segundo (figura 3.14), en el Monte Whitney Trail (4130 metros de altura) su media es de 19,6 iones por centímetro cúbico por segundo, [29] Millikan realizó una medición extra en el monte Whitney (la cual es referida como punto de referencia n°14) que no está registrada en las figuras a una altura de 3660 metros donde registró  $17,3 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ , al extraer la diferencia entre las dos últimas mediciones se obtiene que  $19,6 - 17,3 = 2,3 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  (esto se puede realizar, ya que ambas mediciones fueron realizadas sobre roca de granito), este resultado se acercaba bastante a los resultados registrados en la figura 3.10, además cerca del punto de referencia n°14 se encontraba un lago donde Millikan realizó una medición sobre las aguas de este, dando un valor de  $13,6 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ , es decir, 3,7 iones menos que la medición tomada en las rocas de granito, lo que demuestra que los cuerpos rocosos adyacentes pueden influir en los resultados, sin embargo, Millikan destacó que bajo la supervisión correcta se puede eliminar esta influencia.

Debido a las propiedades del suelo de Pikes Peak y el Monte Whitney (rocas de granito), [29] se puede considerar que estas superficies manifiestan una radiación similar ( $3,7 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ ), con esto en consideración, la radiación que se habría observado en Pikes Peak sin la influencia del suelo a partir

*Pikes Peak observations—indoors.*

Unshielded A	Shielded B	Top and bottom unshielded C	Bottom unshielded 16 layers on top D
(Before the storm)			
22.51	12.36	14.00	12.10
	12.23	15.04	12.60
	12.00	14.42	12.20
	12.63	14.54	12.80
Means 22.51	12.30	14.50	12.43
(After the storm)			
20.78	10.94	12.67	12.35
	11.11	12.70	11.75
		12.74	
		12.92	
		12.77	
Means 20.78	11.03	12.76	12.05

Figura 3.13: Se observa la recopilación de datos obtenidos por Millikan en Pikes Peak (dentro de una posada), las observaciones se clasificaron en 4 columnas que representan las características del electroscopio en cada instante; sin blindaje (A), blindaje (B), parte superior e inferior sin blindaje (C) y fondo sin blindaje y 16 capas de plomo cubriendo la parte superior (D). Debido a que durante la obtención de datos se presentó una tormenta, las filas fueron divididas en las secciones ‘antes de la tormenta’ (before the storm) y ‘después de la tormenta’ (after the storm), adicionalmente en base a esto último se añadió el promedio (means) de ambos grupos de medidas. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658.

*Pasadena observations*

A Unshielded	11.57
B Shielded	9.37
C Top only unshielded	9.54
D Bottom only unshielded	9.40
E Top and bottom unshielded	9.54
F Both sides unshielded	10.75
G Sides shielded, bottom unshielded, 16 layers of lead on top	9.28

Figura 3.14: Se observan las mediciones tomadas en el Instituto de Pasadena copiladas en una tabla de datos donde en la primera columna se describen las características que poseía el electroscopio al realizar cada medición; sin blindaje (A), blindado (B), parte superior sin blindaje (C), fondo sin blindaje (D), parte superior e inferior sin blindaje (E), costados sin blindaje (F) y lados blindados, fondo sin blindaje y 16 capas de plomo en la parte superior (G). Extraído de *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*, por R. Millikan y R. Otis, 1926, revista *The Physical Review*, 27(6), 645-658.

del promedio de las mediciones A de las figuras 3.12 y 3.13 y restando la influencia de la radiación proveniente del suelo, se obtiene  $22,2(\text{promedio de } A) - 3,7 = 18,5 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ ; al calcular la diferencia entre este último resultado con los datos obtenidos en Pasadena de la figura 3.14 (específicamente el valor A de  $11,57 \approx 11,6$ ) se obtiene  $18,5 - 11,6 = 6,9 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ , este valor se ajusta a los resultados que Millikan había obtenido en la figura 3.10, ya que Pikes Peak se encuentra a 4300 metros de altitud y su diferencia de radiación respecto al suelo es de  $6,9 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ .

Si bien los datos analizados hasta ahora aportan una evidencia de que los rayos penetrantes existen, [29] los resultados de la figura 3.13 apuntaban a que también existía una cantidad considerable de radiación blanda similar a la dureza de la radiación gamma en Pikes Peak, pues la diferencia de iones captadas por el electroscopio en el instituto de Pasadena cuando este estaba blindado y no (ver figura 3.14) es igual a  $11,57 - 9,37 = 2,20 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ , mientras que en las lecturas tomadas al aire libre en Pikes Peak (ver figura 3.13) muestran una diferencia de  $23,2 - 11,57 = 11,63 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ , este resultado de Pikes Peak corresponde a radiación blanda que es absorbida por el blindaje de plomo (impide su paso), mientras que en el instituido de Pasadena solo son absorbidos  $2,2 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$ .

Con las conclusiones trazadas por Millikan en el párrafo anterior, [29] este planteó una nueva conjetura, suponiendo que los rayos incidentes detectados en Pikes Peak son homogéneos, el coeficiente de absorción  $\alpha$  se podría extraer de la relación (3.2), la cual es similar a la ecuación (2.8) diferenciándose con esta última en la notación del coeficiente  $\mu$ ; dicho esto, el cambio de la intensidad por longitud de algún material es proporcional a la intensidad incidente por una constante, pudiéndose escribir como una ecuación diferencial del tipo:

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x) \tag{3.1}$$

Al resolver la ecuación diferencial se obtiene:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha d} \tag{3.2}$$

La variable  $x$  fue reescrita como  $d$  para mayor comodidad. Despejando el coeficiente  $\alpha$  de la ecuación anterior mediante el aislamiento de los términos que involucren la incógnita buscada:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha d} \tag{3.3}$$

Aplicando el logaritmo neperiano:

$$\ln \frac{I}{I_0} = \ln e^{-\alpha d} \tag{3.4}$$

Y despejando la variable  $\alpha$  de la expresión anterior, resulta la ecuación:

$$\frac{\ln \frac{I_0}{I}}{d} = \alpha \quad (3.5)$$

Con lo anterior, Millikan quería obtener el coeficiente de absorción  $\alpha$  del agua frente a los rayos penetrantes, pues entre más profundo lleguen estos rayos en el fluido, intrínsecamente más energía deberían poseer; para conseguir un estimado de  $\alpha$  consideró  $I_0$  como  $11,63 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  obtenidos de las mediciones en Pikes Peak ignorando la influencia del suelo,  $I$  como  $2,23 \frac{\text{iones}}{\text{cm}^3\text{s}}$  obtenidos de las mediciones hechas en el Instituto de Pasadena y  $d$  como 0,54 metros correspondiendo esta magnitud a una representación de la profundidad del líquido por el que atravesarían los rayos penetrantes, al reemplazar los valores en la ecuación (3.5) resulta:

$$\alpha = \frac{\ln \frac{11,63}{2,23}}{0,54} = 3,1 \frac{1}{m} \quad (3.6)$$

Millikan con el resultado de la ecuación (3.6) dedujo [29] que los rayos poseían un poder de penetración similar al de los rayos gamma, los cuales según las mediciones anteriores de Kolhörster equivalen a un coeficiente  $\alpha$  de  $3,9 \frac{1}{m}$ , mientras que el ThD alpha demostraba un coeficiente de  $3,1 \frac{1}{m}$ , dicho esto, una radiación homogénea de aproximadamente la dureza de los rayos gamma de RaC o ThD explicaría el aumento de iones encontrados dentro y fuera de las pantallas de plomo en los experimentos de Pikes Peak; en el caso de que los rayos incidentes realmente no sean homogéneos, pues casi el 80 % de estos fueron absorbidos por el plomo, tampoco podrían ser más duros que los rayos gamma locales, pues estos rayos son absorbidos casi completamente a 500 metros del suelo.

Con los resultados obtenidos hasta el momento [29] se concluía que en la cima de las montañas existía una radiación de origen local con una dureza similar a la de los rayos gamma del Torio y Radio, sin embargo, no había evidencia contundente de una radiación de origen extraterrestre con un alto poder de penetración con las características que anteriores investigadores describían, pues de existir, en los electros copios blindados se registrarían grandes aumentos en cuanto a la presencia de iones; no rindiéndose con sus observaciones, Millikan estableció que si los rayos penetrantes provenientes del espacio existieran, estos deberían ser menos intensos en la superficie de lo que se supone o deberían ser más penetrantes de lo que se había sugerido hasta el momento. Recapitulando las conclusiones

obtenidas en las dos series de experimentos anteriores, en 1922 se concluyó que [28] existe algún tipo de radiación penetrante en las zonas altas de la atmósfera, aunque esta posee una intensidad no superior a la cuarta parte de los que se había registrado hasta ese entonces y en 1923 se dedujo que [29] la radiación detectada a grandes altura por el electros copio procedía de un origen local con una dureza similar a los rayos gamma y en base a esto, se propone que de existir los supuestos rayos penetrantes procedentes del exterior, estos deberían poseer un poder de penetración mucho mayor a los estimado hasta el momento. En el verano de 1925, Robert Millikan y Harvey Cameron [30] diseñaron una serie de experimentos en busca de la prueba definitiva de la existencia (o no) de los rayos penetrantes de origen extraterrestre y la causa de la variación de la radiación con la altitud como observó Millikan junto a Otis en Pikes Peak en relación a Pasadena.



Para experimentar, [30] los científicos consideraron que el único material absorbente y del que podrían contar con cantidades considerablemente grandes eran las aguas de lagos profundos alimentados por la nieve, pues estas poseían una constitución homogénea y no radioactiva; en los experimentos pasados se notó que existían aguas en Pasadena apreciablemente radiactivas. Para la recolección de datos, se utilizaron dos electroscopios, uno de estos era el mismo descrito en la figura 3.8, pero con un cambio de fibras, mientras que el otro electroscopio era más sensible a la radiación debido a su mayor volumen (1,69 veces mayor que el otro) y menor capacidad eléctrica de 1,10 unidades electrostáticas, mientras que el primero era de 1,41 unidades electrostáticas; para realizar las mediciones se utilizó el mismo procedimiento de Pikes Peak, pero extendiendo el tiempo de cada medición de 5 a 14 horas.

Los equipos fueron llevados al [30] Lago Muir a 3596,64 metros sobre el nivel del mar (bajo la cima del Monte Whitney), en este lugar se trabajó durante 10 días hundiendo en el lago los electroscopios hasta 20,42 metros, la atmósfera sobre el lago poseía un poder de absorción equivalente a 7 metros de agua, de modo que los rayos que insidían en el agua debían poseer un gran poder de penetración, pues durante el desarrollo del experimento se detectaron rayos penetrantes a 15,24 metros de profundidad, es decir,  $15,24\text{ m} + 7\text{ m} = 22,24\text{ m}$  lo que es equivalente 1,83 metros de plomo; como referencia, los rayos  $X$  producidos en hospitales no son capaces de atravesar media pulgada del mismo material; una vez terminada la experiencia en ese lugar y con el fin de comprobar que los rayos llegan casi totalmente desde arriba y que la atmósfera sólo es un manto absorbente, Millikan se dirigió a otro lago alimentado por nieve llamado Arrowhead en las montañas de San Bernardino ubicado a 300 millas al sur del Lago Muir, a una altura de 1554,48 metros, la atmósfera entre las altitudes de ambos lagos posee un valor de absorción equivalente a 1,83 metros de agua; el procedimiento ocupado para la obtención de datos, fue adentrarse en los lagos con ayuda de transporte, hundir ambos electroscopios al mismo tiempo a una profundidad determinada y dejarlos en ese lugar durante un periodo de 6 a 14 horas, debido al diseño experimental, sólo se podían obtener 2 resultados cada 24 horas.

En la figura 3.15, se encuentran los resultados obtenidos por Millikan en los lagos Muir y Arrowhead, se pueden identificar flechas que simbolizan registros coincidentes en cuanto al promedio de  $\frac{\text{ion}}{\text{cc}\cdot\text{s}}$  entre los lagos Muir y Arrowhead encontrados a diferentes alturas, dichas coincidencias se consideran válidas dentro del margen de los errores experimentales; existen en promedio entre 5,8 y 5,9  $\frac{\text{ion}}{\text{cc}\cdot\text{s}}$  en las profundidades de 2,80 y 0,70 metros respectivamente, si bien la profundidad de registro es distinta, se debe recordar que los lagos se encuentran a diferentes alturas respecto al nivel del mar, y que la atmósfera entre ambas altitudes otorga una absorción que es equivalente a 1,83 metros de agua aproximadamente, por lo tanto, si se restan las profundidades del registro anterior,  $2,8\text{ m} - 0,70\text{ m} = 2,1\text{ m}$ , el valor resultante es semejante (dentro del error experimental) a la influencia que ejerce la diferencia de atmósfera en metros de agua, lo mismo ocurre con los otros dos pares de flechas, por ejemplo en el tercer par de izquierda a derecha en la figura, el promedio de iones detectados es de 4,75 y 4,9  $\frac{\text{ion}}{\text{cc}\cdot\text{s}}$  en las profundidades de 5 y 3 metros, al restar las profundidades,  $5\text{ m} - 3\text{ m} = 2\text{ m}$ , lo que es equivalente a la diferencia de altitud entre los lagos; con lo anterior, Millikan [30] comprobó que los rayos definitivamente llegan desde arriba y que su origen se encuentra fuera de la capa atmosférica, además esta radiación aún se lograba detectar a altas profundidades de los lagos, por lo tanto, se evidenciaba un tipo de radiación diferente a todas las demás, caracterizada por un gran poder de penetración sobre las superficies. Además, este descubrimiento descartó la idea de que los rayos penetrantes podrían tener un origen en las tormentas eléctricas, idea que había surgido en algunos miembros de la comunidad científica.

*Readings in Lakes Muir and Arrowhead*  
Electroscope No. 3

Depth below surface (m)	Muir Lake								
	0	.45	1.0	2.8	3.0	5.0	10.0	15.0	20.0
Ionization (ions/cc/sec)	13.3	9.7	7.7	6.0	5.45	4.9	4.0	3.6	3.6
	13.2	.....	7.8	5.8	.....	4.6	4.0	.....	3.7
Means	13.25	9.7	7.75	5.9	5.45	4.75	4.0	3.6	3.65
					↓	↓			
Depth below surface (m)	Arrowhead								
	0	.7	1.0	1.1	3.0	5.0	.....	15.0	.....
Ionization (ions/cc/sec)	7.0	5.8	5.5	5.15	4.85	4.4	.....	3.7	.....
	7.2	.....	.....	.....	4.9	.....	.....	.....	.....
	7.5	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
	6.9	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
	7.2	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
Means	7.0	5.8	5.5	5.15	4.9	4.4	.....	3.7	.....
		↑	↑	↑					

Figura 3.15: Lecturas en los lagos Muir y Arrowhead (Readings in lakes Muir and Arrowhead) realizadas con el electroscopio número 3. Entre los datos que otorga la tabla se observan la profundidad debajo de la superficie en metros (Depth below surface), la variación de la ionización según la distancia en  $\frac{\text{ion}}{\text{cc}\cdot\text{s}}$  (Ionization) y el promedio de las lecturas realizadas a la misma profundidad (Means), finalmente, se observan flechas que indican valores semejantes en cuanto a la detección de iones entre las lecturas registradas en ambos lagos. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin III. Measurements in snow-fed lakes at high altitudes*, por R. Millikan y G. Cameron, 1926, revista The Physical Review, 28(5), 851-868.

La figura 3.16 muestra una gráfica construida con los datos obtenidos del electroscopio número 3; en las zonas cercanas a las superficies de los lagos se puede observar que las lecturas caen en una curva suave, por otra parte, por sobre la superficie de ellos las lecturas se escapan de la curva de absorción trazada, esto se debe a que existe una radiación local ordinaria, pero tras un metro de profundidad debido a su débil intensidad se ve absorbida completamente, además en los extremos de la gráfica se observa que la ionización aumenta gradualmente con la altura y desciende con la profundidad; al analizar el comportamiento de la curva de absorción, Millikan [30] comprobó que estos rayos incidentes no son homogéneos como se suponía inicialmente, sino que al atravesar las capas de la atmósfera, estos se endurecen al igual que los hacen los rayos X al ser filtrados por una pantalla de plomo, los rayos más duros observados demuestran un coeficiente  $\alpha$  de absorción de 0,18 por metro de agua, mientras que los más débiles presentan un coeficiente de 0,3 por metro de agua, esto último, confirmaría la veracidad de los resultados obtenidos por Millikan y Bowen expuestos en la publicación ‘High frequency rays of cosmic origin I. Sounding balloon observations at extreme altitudes’ en 1926 en la revista The Physical Review; además, con esta última experiencia se refuerza la conclusión de Millikan y Otis en la publicación ‘High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations’ de 1926 publicados en la revista The Physical Review, quienes planteaban que los rayos atraviesan el espacio de igual manera en todas direcciones sin importar la posición de los cuerpos celestes o astros. Con todo lo anterior y la evidencia irrefutable, Millikan en 1926 bautizó a esta misteriosa radiación como ‘Rayos cósmicos’ debido a su lugar de origen, comprobando las investigaciones realizadas por Gockel, Hess y Kolhörster, aunque con resultados más certeros.

Millikan 1926 [30] aportó una de las primeras evidencias contundentes de la existencia de los rayos cósmicos aislando superficialmente la radiación que generaba interferencia en los resultados y al mismo tiempo concluyendo que la radiación de origen cósmico no era homogénea como previamente se creía, además proporciona nociones de la intensidad de estos rayos añadiendo un bandeo de

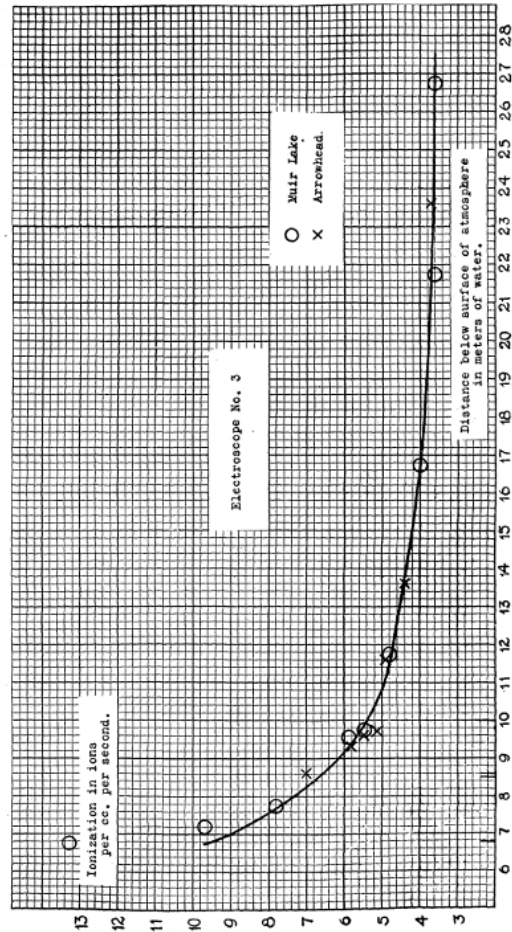


Figura 3.16: Se observa una gráfica que recupera los resultados obtenidos por el electroscopio n°3, el eje x representa la ionización registrada en  $\frac{\text{ion}}{\text{cc-s}}$  y el eje y simboliza la distancia debajo de la superficie de la atmósfera en metros de agua (distance below surface of atmosphere in meters of water), en este último eje se destacan mediante pequeñas señas la distancia entre las superficies de las localizaciones donde se realizaron las medidas y la primera capa de superior de la atmósfera, la distancia entre la parte superior de la atmósfera con la superficie del lago Muir es de 6,75 m, con el lago Arrowhead es de 8,6 m, con Lone Pine (localidad donde realizaron una medición) es de 8,5 m y con la superficie de Pasadena es de 9,98 m. Extraído de *High frequency rays of cosmic origin III. Measurements in snow-fed lakes at high altitudes*, por R. Millikan y G. Cameron, 1926, revista *The Physical Review*, 28(5), 851-868.

estos, sin embargo, en una publicación posterior (1928), Millikan [31] menciona que sus resultados respecto al espectro de los rayos y sus bandas no eran resultados realmente precisos, pues existe una incertidumbre debido a la falta de precisión en las mediciones, la sensibilidad del instrumento de medidas y las dificultades para eliminar los efectos de ‘soakingin’ o remojo debido a la influencia radioactiva constante sobre las fibras.

Con el fin de perfeccionar los trabajos anteriores [31] en 1926 realizó un nuevo diseño experimental para mejorar la técnica de recolección de datos y de esta manera aumentar la precisión en las medidas, su solución fue la elaboración de un nuevo electroscopio (ver figura 3.17); este instrumento poseía una estructura esférica hermética de acero (0,6 mm de espesor) con un volumen de 1,58 litros, su características estructurales le permitían aumentar su presión interna y obtener más sensibilidad, además las fibras eran de cuarzo platinadas por pulverización catódica con un nuevo diseño de soporte que reducía el efecto de remojo, la característica principal de este aparato era que simplificaba el calculo de la capacidad eléctrica de las fibras, al punto de que se podía determinar una capacidad del orden de una unidad electrostática.

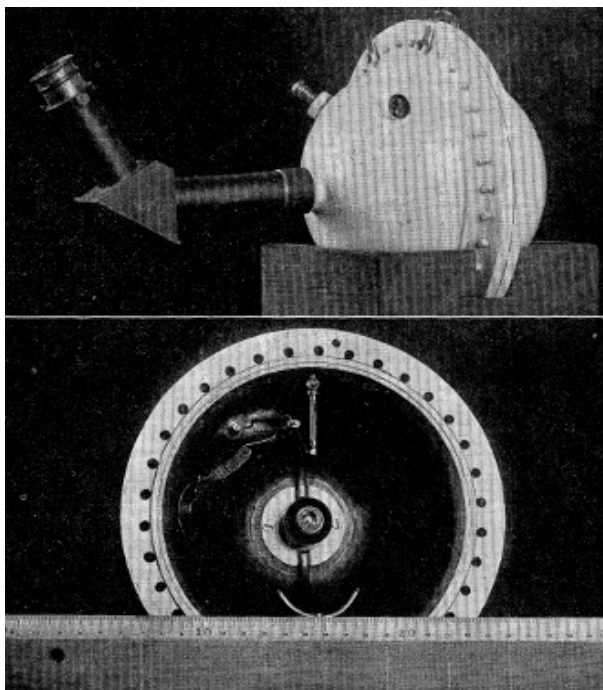


Figura 3.17: Electroscopio diseñado por Millikan desde una perspectiva lateral y el interior de este, identificándose que estructuralmente se compone por dos semiesferas. Extraído de *New precision in cosmic ray measurements yielding extension of spectrum and incations of bands*, por R. Millikan y G. Cameron, 1928, revista *The Physical Review*, 31(6), 921-930.

Adecuando una presión interna de 8 atmósferas, es decir, una sensibilidad 8 veces mayor que en experimentos pasados, [31] realizó lecturas en las profundidades de los lagos Arrowhead (a 42,67 metros de profundidad) y Gem (a 68,58 metros de profundidad), cada uno a una altura de 1554,48 y 2767,58 metros sobre el nivel del mar, los resultados obtenidos por Millikan se observan en la figura 3.18, estos fueron agrupados en una gráfica que considera la tasa de descarga en función de

la profundidad en metros de agua bajo la superficie de la atmósfera alcanzada por el electroscopio expuesta en la figura 3.19 donde se puede apreciar que las lecturas caen en una curva suave de ionización en relación a la profundidad.

Depth below surface of atmosphere	Arrowhead	Gem	Depth below surface of atmosphere	Arrowhead	Gem
8.45		21.1	27.45		4.68
9.45		16.07	28.6	4.37	
9.6	16.52		33.6	3.63	
10.45		13.19	37.45		3.47
10.6	13.22		38.6	3.36, 3.38, 3.38	
11.6	11.17, 11.65		43.6	2.68, 2.98	
12.45		10.56	45.6	2.87	
13.6	9.64		47.45		2.79
17.45		7.35, 7.48	48.6	2.83, 3.12	
22.45		5.59	57.45		2.62
23.6	5.33, 5.14		67.45		2.63

Figura 3.18: El la tabla se muestra la ionización en iones por centímetro cúbico por segundo a varias profundidades debajo de la superficie de la atmósfera (en metros) en los lagos Arrohead y Gemm, en la primera columna se observa la profundidad y en las otras dos los iones detectados en los lagos. Extraído de *New precision in cosmic ray measurements yielding extension of spectrum and incations of bands*, por R. Millikan y G. Cameron, 1928, revista *The Physical Review*, 31(6), 921-930.

Debido a que la precisión del experimento aumento 8 veces, aproximadamente, los datos de la figura 3.19 a diferencia de las gráficas de experimentos anteriores muestra una dispersión mucho menor, pues solo 2 puntos se alejan de la línea de tendencia hasta 4 décimas de ion, mientras que el resto en su mayoría se encuentra casi a una décima de ion de la línea; por otra parte, entre los 58 y 68 metros se observa que la curva desciende de manera insignificante, esto demuestra que al utilizar un instrumento más sensible, se exponen rayos mucho más penetrantes en comparación a los observados previamente cuando la curva disminuye a partir de los 25 metros de profundidad.

Para determinar cuanto más intensos son los nuevos rayos, Millikan [31] utilizó una tabla de Gold [32] adaptada a este contexto (ver figura 3.20) con el fin de analizar la curva metro a metro, pues debido a la precisión de esta los resultados deberían ser igualmente precisos, los resultados de este procedimiento se observan en la figura 3.21, en esta se aprecia que el coeficiente  $\mu$  se mantiene en un valor cercano a 0,2 hasta los 10,5 metros, al descender 1 metro este coeficiente baja a 0,11, luego de 3 metros decae hasta un valor de 0,07, lo cual Millikan interpretó como la evidencia sustancial de que la distribución de los rayos cósmicos no es homogénea debido al efecto observado entre los  $\mu$  de 0,2 a 0,07, entre los 30 y 60 metros el coeficiente de absorción se mantiene en 0,05, lo que significaría que desde esta profundidad en adelante la banda de los rayos cósmicos podría mantenerse, en cuanto al cambio repentino que se observa a partir de los 11 metros, Millikan interpretó que los rayos cósmicos inciden en la tierra con una longitud de onda larga o un coeficiente de absorción grande, pero al ingresar en superficies como la atmósfera o el agua, este rayo es filtrado aumentando su dureza sobre las superficies o alcanzando una longitud de onda más corta.

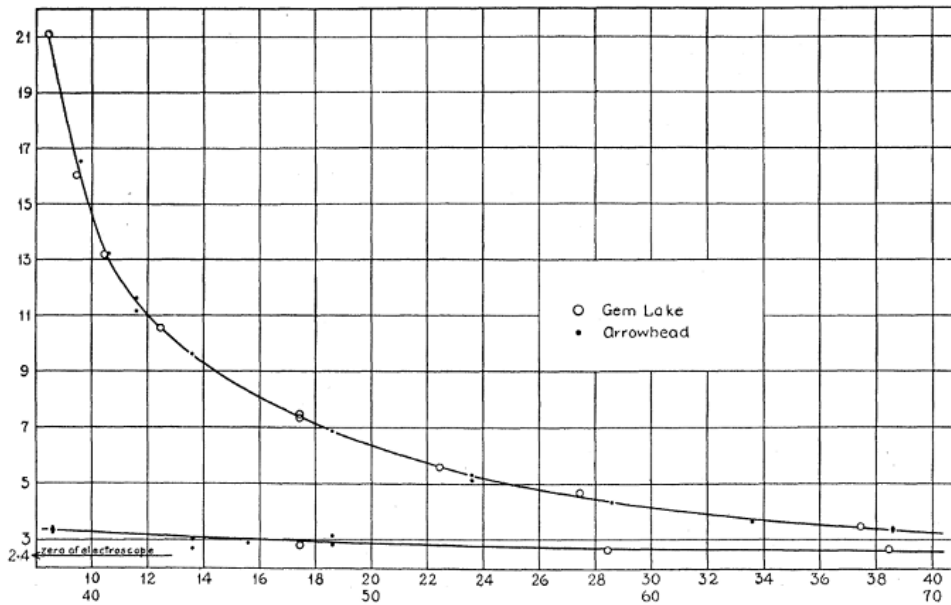


Figura 3.19: Tasa de ionización en función de la profundidad alcanzada por el electroscopio obtenida de la recolección de los datos de la figura 3.18, si bien se aprecian 3 curvas, estas sólo son el continuo de la principal, es decir, se comienza por la superior y se lee hasta la inferior, además se señala el mínimo de detección del electroscopio como (zero of electroscopie). Extraído de *New precision in cosmic ray measurements yielding extension of spectrum and incations of bands*, por R. Millikan y G. Cameron, 1928, revista *The Physical Review*, 31(6), 921-930.

$\mu h$	$I/I_0$	$\mu h$	$I/I_0$	$\mu h$	$I/I_0$
0.01	0.94967	0.45	0.35623	1.5	0.07310
0.02	0.91311	0.50	0.32665	1.6	0.06380
0.03	0.88168	0.55	0.30010	1.7	0.05578
0.04	0.85354	0.60	0.27618	1.8	0.04882
0.05	0.82784	0.65	0.25456	1.9	0.04279
0.06	0.80404	0.70	0.23495	2.0	0.03754
0.07	0.78184	0.75	0.21711	2.2	0.02898
0.08	0.76096	0.80	0.20085	2.4	0.02246
0.09	0.74125	0.85	0.18599	2.5	0.01982
0.10	0.72255	0.90	0.17241	2.6	0.01746
0.15	0.64104	0.95	0.15994	2.8	0.01360
0.20	0.57420	1.0	0.14850	3.0	0.01064
0.25	0.51773	1.1	0.12828	3.5	0.00580
0.30	0.46912	1.2	0.11110	4.0	0.00320
0.35	0.42671	1.3	0.09644	4.5	0.00179
0.40	0.38937	1.4	0.08389	5.0	0.00099
				6.0	0.00032

Figura 3.20: Tabla de Gold adaptada por Millikan;  $I$  corresponde a la observación de la intensidad a una altura  $h$  por debajo de la parte superior de la atmósfera e  $I_0$  el valor en la superficie de la atmósfera ( $I$  se considera como la medición justo sobre la superficie del agua, mientras que  $I_0$  corresponde a mediciones bajo el agua), la relación entre estas variables es el producto entre  $\mu h$  para cada altura. Extraído de *New precision in cosmic ray measurements yielding extension of spectrum and incations of bands*, por R. Millikan y G. Cameron, 1928, revista *The Physical Review*, 31(6), 921-930.

Depth in meters of water beneath top of atmosphere	Absorption coefficient $\mu$	Depth in meters of water beneath top of atmosphere	Absorption coefficient $\mu$
8.45– 9.5	0.22	15–20	0.065
9.5 –10.5	0.20	20–30	0.057
10.5 –11.5	0.11	30–40	0.05
11.5 –12.5	0.09	40–50	
12.5 –15	0.07	50–60	

Figura 3.21: Coeficientes de absorción  $\mu$  a varias profundidades entre un rango de metros de agua bajo la cima de la atmósfera. Extraído de *New precision in cosmic ray measurements yielding extension of spectrum and incations of bands*, por R. Millikan y G. Cameron, 1928, revista *The Physical Review*, 31(6), 921-930.





## Capítulo 4

# Descubriendo parte de la naturaleza eléctrica de los rayos cósmicos

Una vez aceptada por la comunidad científica la existencia de los rayos cósmicos (RCs) y su origen en el espacio exterior, surgieron nuevas incógnitas sobre esta misteriosa radiación, en este caso, relacionadas al tipo de radiación al cual pertenecían. Inicialmente, se pensaba que la radiación cósmica [33] era similar a la radiación gamma debido a su gran poder de penetración, Millikan tras confirmar la existencia de los RCs y establecer que podría corresponder a un tipo de radiación gamma, propuso como hipótesis que esta podría originarse en la formación de núcleos de helio en un medio interestelar; esta última propuesta desató el inicio de las investigaciones para descubrir la naturaleza de los rayos cósmicos, pues de compartir características similares a los rayos gamma, no deberían ser influenciados por campos eléctricos externos; cabe resaltar que cuando Millikan expuso la prueba definitiva de los rayos cósmicos (1928) el poder de penetración de las partículas relativistas era desconocido, así que dentro del margen contextual, las suposiciones creadas por los científicos en ese entonces eran muy atractivas para la comunidad científica.

### 4.1. Un cambio en la perspectiva sobre la naturaleza de los rayos cósmicos

Antes de comenzar esta sección, se debe hacer mención a uno de los instrumentos más importantes que ayudaron a descifrar los misterios de los rayos cósmicos a parte de la cámara de Wilson, este nuevo dispositivo es conocido como el ‘Contador Geiger-Müller’, el cual en simples palabras y como se describirá a continuación, permitía a los investigadores medir la intensidad de los rayos cósmicos.

En 1907, Hans Geiger junto a Rutherford [34] diseñaron y construyeron un dispositivo capaz de contar partículas alpha de las sustancias radiactivas, básicamente, consistía en un tubo cilíndrico que contenía un gas a lo largo de cuyo eje se colocaba un cable conductor aislado de los bordes del recipiente, al que luego se le suministraba corriente eléctrica entre las paredes del tubo y el cable para posteriormente ser medida con un electrómetro; las partículas alpha que lograban pasar a través del gas generaban una serie de iones, que al ser influenciados por el campo eléctrico se aceleraban y generaban una descarga la cual se registraba, por supuesto este fenómeno de descarga no ocurriría de

no ser por estas partículas cargadas, pues el gas no conducía la electricidad de manera eficiente. Con este último aparato, Rutherford estudió [35] la desviación de los rayos alpha al atravesar la materia, siendo esto último la base experimental de su modelo planetario; en 1928, Geiger junto a su alumno Walther Müller, modificaron el contador mencionado anteriormente adelgazando la fibra interior de este y generando una mayor diferencia de potencial eléctrico, de esta manera diseñaron el contador Geiger-Müller (ver figura 4.1), siendo una herramienta de gran relevancia en la física nuclear y en el estudio de los rayos cósmicos con se observará más adelante.

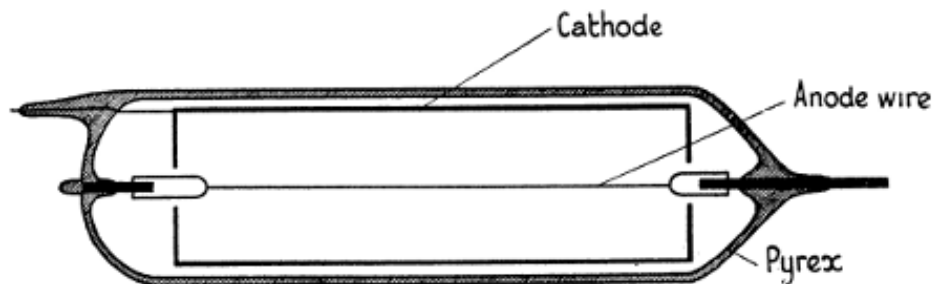


Figura 4.1: Representación esquemática del contador Geiger-Müller, se identifican las tres partes principales del instrumento, el ánodo (anode wire) formado por una delgada fibra metálica, el cátodo (cathode) formado por un cilindro metálico y finalmente el pirex (Pyrex) el cual corresponde al cilindro de cristal que contiene los componentes. Extraído del texto *Celestial Messengers: Cosmic Rays, the story of a scientific adventure*, por M. Bertolotti, 2013, editorial Springer, página 64.

La versión final del contador observado en la figura anterior, [36] consiste en un cilindro metálico que contiene una mezcla gaseosa con un hilo metálico (o fibra) el cual no toca los bordes del tubo, el hilo central de la estructura actúa como el ánodo manteniendo un potencial eléctrico positivo respecto al cilindro exterior el cual corresponde al cátodo; cuando pasa una partícula ionizante por el contador, esta es acompañada por una migración de iones entre los electrodos. La tensión eléctrica es suficientemente alta para que el paso de una partícula ionizante sea acompañada de una fuerte descarga.

En 1928, el físico Walter Bothe en colaboración con Kolhörster [36] introdujo el nuevo método experimental diseñado por él denominado ‘método de coincidencias’, los investigadores utilizaron [37] dos contadores Geiger-Müller para estudiar los rayos cósmicos, en estos observaron que al posicionar uno sobre el otro, considerando cierta distancia entre estos, tendían a descargarse simultáneamente; si bien lo anterior no suena relevante, este hecho marcó un punto de inflexión en el estudio de los rayos cósmicos.

En el primer experimento realizado por Bothe y compañía, [38] ubicaron 2 contadores Geiger-Müller uno sobre el otro, cada uno estaba conectado a una fibra de electroscopio y cada electroscopio era fotografiado constantemente (entre los contadores existía un espacio pequeño), al generar una diferencia de potencial eléctrico, los investigadores observaron que los contadores se descargaban simultáneamente, a este hecho se le denominaron ‘coincidencia’, por supuesto, pensaron que esto no podía ser azaroso debido a que al aumentar la distancia entre cada contador la frecuencia de

coincidencia disminuía. Los contadores se alineaban paralelamente sobre un eje como se observa en la figura 4.2 alterando sólo la distancia entre estos.



Figura 4.2: Esquema representativo del experimento realizado por Bothe y Kolhörster, en este se pueden apreciar simbólicamente los dos contadores uno sobre el otro en un mismo eje imaginario; el círculo externo de cada contador hace referencia al cristal y el interno al cilindro metálico, además, se aprecia la trayectoria de un rayo cósmico al impactar en ambos contadores simultáneamente generando una descarga, en esta situación se dice que existe una coincidencia. Extraído del texto *Celestial Messengers: Cosmic Rays, the story of a scientific adventure*, por M. Bertolotti, 2013, editorial Springer, página 67.

Los investigadores al observar esta simultaneidad en las descargas, la interpretaron [39] con dos caminos que en teoría podían responder a lo observado; suponiendo que el rayo cósmico posee características similares a los rayos gamma como propone Millikan, un fotón, en principio, podría generar la coincidencia con un doble efecto Compton como se muestra esquemáticamente en la figura 4.3, sin embargo, debido a que la probabilidad de este suceso era pequeña en un contador y aún más pequeña en ambos, Bothe y Kolhörster infirieron que el fenómeno de descarga debía ocurrir por la influencia de partículas individuales cargadas eléctricamente, es más, descartaron la posibilidad de que fueran del tipo alpha o beta ordinarios, pues las paredes de 0,001 m de cinc que conforman parte de los contadores las detendrían. Ahora bien, esta nueva idea no descartaba la posibilidad de que la radiación primaria que incide en la atmósfera fuesen fotones dotados de altas cantidades de energía, debido a que estos en la atmósfera generan efectos Compton y en consecuencia, las partículas ionizantes observadas fueran electrones de rechazo que nacen de las colisiones, pues en la época se estimaban que poseían una energía de hasta 20 MeV y dicho esto, podrían llegar a atravesar los contadores; con el fin de encontrar una respuesta certera, los científicos realizarían un siguiente experimento con los contadores en base a la suposición de que las partículas observadas eran de característica corpuscular y al mismo tiempo determinar si correspondía a un tipo de radiación secundaria o primaria procedente del espacio exterior.

Bothe y Kolhörster [40] con el fin de conseguir rayos cósmicos altamente filtrados, optaron nuevamente por el método de coincidencias con el fin de identificar el tipo de rayos incidentes (primarios o secundarios) y para ello colocaron dos contadores alineados uno sobre el otro, dentro de una co-

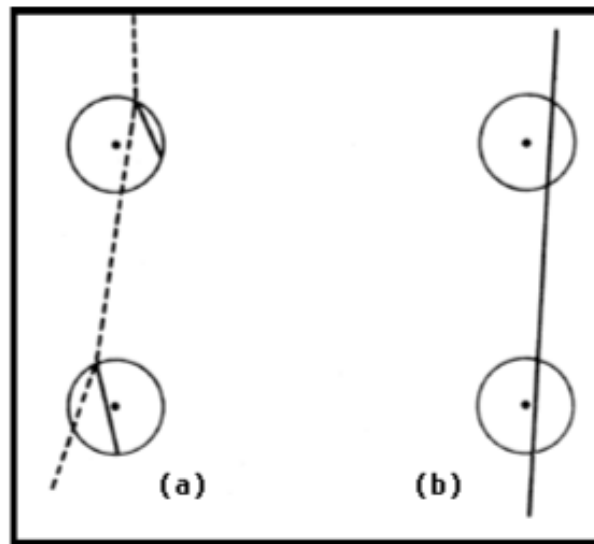


Figura 4.3: Se observan las dos situaciones posibles que podrían generar coincidencias entre los contadores, en el primer caso (a), se observa un efecto Compton doble, donde un fotón altamente energético puede generar un electrón Compton en el primer y segundo contador desviando su trayectoria incidente a través de ambos contadores; en el segundo caso (b) se muestra una partícula que atraviesa ambos contadores generando la coincidencia registrada. Extraído del texto *Los Rayos Cósmicos: Mensajeros de las estrellas*, por J. Otaola y F. Váldez, 1995, editorial Fondo de cultura económica, página 18.

abertura de hierro de 5 cm y 6 cm de plomo, dejando un espacio entre los contadores de 4,5 cm con el fin de ubicar en esta ranura un material absorbente a conveniencia como se puede observar en la figura 4.4; el experimento lo realizaron en un sótano del instituto de física Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, lo que adicionaba un apantallamiento de 2 metros de agua al experimento, al agregar 4 cm de plomo a la ranura, lograron observar que la tasa de coincidencia no variaba en los límites del error experimental, para aumentar el equivalente absorbente, interpusieron un bloque de oro de 4,1 cm de grosor y una superficie de 8,9 x 17,5 cm (12,3 kg) durante un tiempo, sin embargo no se obtuvo una disminución considerable y/o medible en cuanto a las tasas de coincidencias. Con el fin de obtener una reacción clara al introducir el bloque de oro entre los contadores, ubicaron el sistema en una ventana abierta en el techo de Reichsanstalt y desacoplaron el armazón exterior, a partir de ese momento, se logró identificar un descenso en la tasa de coincidencia de un 24 %, esto correspondería a un coeficiente de absorción de masa de la radiación de partículas de  $\frac{\mu}{\rho} = (3,5 \pm 5) \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ , queriendo decir que el 76 % de la radiación cósmica cerca del nivel del mar podía penetrar 0,041 metros de plomo, [39] lo cual de acuerdo con mediciones de otros investigadores, sólo una muy pequeña fracción de electrones producidos por un efecto Compton atmosférico podría tener un alcance como el registrado en el experimento; la medición realizada en el sótano otorgó un coeficiente de absorción de masa equivalente a  $430 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$  evidenciándose de esta manera una clara diferencia.

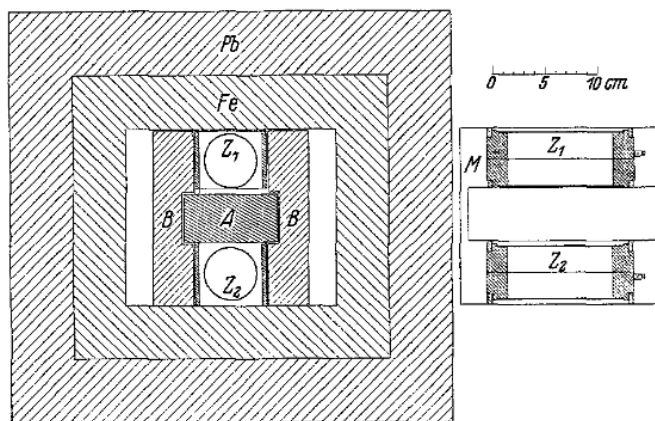


Figura 4.4: Esquema del diseño experimental utilizado por Bothe y Kolhörster. Se observan los contadores Geiger-Müller con los que se estiman las coincidencias ( $Z_1$  y  $Z_2$ ), el bloque de oro entre los contadores (A), las capas de plomo (Pb) y hierro (Fe), la fibra metálica dentro de los contadores (M), barras de plomo (B) que protegen lateralmente y sostienen el bloque de oro entre los contadores y finalmente un marco de latón (M) que ayudaba a conservar la distancia entre los contadores. Además se puede apreciar una escala respecto a las medidas originales del instrumento. Extraído del artículo *Das Wesen der Höhenstrahlung*, por W. Bothe y W. Kolhörster, 1929, Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, 56, 751-777.

En primera instancia, los investigadores concluyeron [39] que los rayos cósmicos a nivel del mar corresponden a partículas cargadas en lugar de radiación gamma como proponía Millikan debido al resultado de sus experimentos, incluso propusieron que la radiación primaria que incidía del espacio exterior en la atmósfera debería ser de naturaleza corpuscular y cargada eléctricamente, además, sustentaron sus deducciones con el efecto geomagnético descubierto por el físico Jacob Clay; durante

estos años, muchos científicos investigaban el campo de los rayos cósmicos y sus diferentes características, entre estos estaba Clay, quien entre sus investigaciones [41] realizadas en 1927 descubrió la existencia del efecto geomagnético en los RCs, investigando con una cámara de ionización durante sus viajes entre la isla Java (Indonesia) y Holanda experimentó con la intensidad de los RC y observó que dicha intensidad disminuía en más del 10% al acercarse al ecuador, interpretando este fenómeno inicialmente como una variación generada por la posible disminución de emanaciones del tipo gamma por parte de la atmósfera en latitudes decrecientes; estas medidas fueron repetidas por él entre los años 1928 y 1932 realizando viajes entre Java y Holanda obteniendo una recopilación de datos (ver figura 4.5).

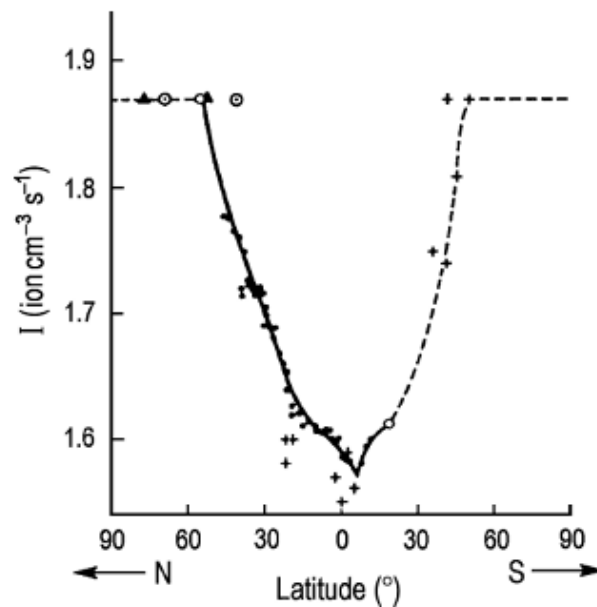


Figura 4.5: Gráfica representativa de la relación entre la intensidad de los RCs y la latitud del planeta Tierra, en el eje  $x$  se encuentran la latitud en grados ( $^{\circ}$ ) correspondiendo la izquierda del eje el norte y la derecha el sur, siendo el centro el ecuador del planeta; el eje  $y$  representa la intensidad ( $I$ ) de los RCs en unidades de  $\frac{\text{ion}}{\text{cm}^3 \text{s}}$ . Se puede apreciar el efecto del descenso de la intensidad de los RCs en las zonas cercanas a la línea ecuatorial medidos con una cámara de ionización rodeada de plomo, cabe mencionar que Clay estimó con gran precisión que el decaimiento de  $I$  era del  $14 \pm 1$  %. Extraído del texto *Cosmic Rays in Magnetospheres of the Earth and other Planets*, por L. Dorman, 2009, Springer, Astrophysics and space science library, página 2.

## 4.2. Naturaleza corpuscular de los rayos cósmicos y su interacción con el campo geomagnético de la Tierra

Hasta este punto, la idea de que los rayos cósmicos podrían llegar a ser partículas cargadas de alta energía y poder de penetración era esencialmente tentativa debido al comportamiento observado en los experimentos descritos anteriormente. Uno de los científicos que aportó una de las pruebas definitivas que evidenciaban la naturaleza corpuscular y cargada de los rayos cósmicos fue Arthur Holly Compton [39] en una serie de experimentos realizados entre 1930 y 1940; cabe mencionar que los nuevos descubrimientos sobre los rayos cósmicos (en esa época) abrieron paso al interés de científicos de todo el mundo generando que entre 1933 y 1936 se publicaran más de 200 trabajos científicos tanto teóricos como experimentales referentes a la radiación cósmica, por lo tanto, Compton utilizó la información que nacía en ese entonces para complementar y analizar sus investigaciones con el fin de encontrar una respuesta definitiva.

Arthur Compton [42] en 1932 publicó uno de sus primeros resultados al medir las diferencias en la intensidad ( $I$ ) de los RCs entre el rango de latitud  $47^\circ$  N y  $46^\circ$  S utilizando un electrómetro Lindemann que medía la corriente ionizada producida por la radiación cósmica que interactuaba con una esfera de acero llena argón a 30 atmósferas blindada con 2 estructuras de plomo de 2,5 cm y 2,5 cm de cobre con el fin de cubrir el sistema de la radiación local; con el instrumento descrito, Compton obtuvo mediciones de intensidad con y sin uno de los blindajes de plomo (ver figura 4.6).

Location	Lat.	Long.	Elev.	Barom.	$I_C$	$I_L$	Date
1 Mt. Evans	40°N	106°W	14,200ft	17.61in	6.88 ions	0.57	9/31
2 Summit Lake	40 N	106 W	12,700	18.70	5.84	0.34	9/31
3 Denver	40 N	105 W	5300	24.8	2.93	—	9/31
4 Jungfrauoch	47 N	6 E	11,400	19.70	5.08	0.51	10/31
5 Haleakala	21 N	156 W	9300	21.47	$3.35 \pm 0.05$	0.60	4/32
6 Idlewild	21 N	156 W	4200	25.99	$2.40 \pm 0.05$	0.37	4/32
7 Honolulu	21 N	158 W	70	30.09	$1.89 \pm 0.02$	0.11	4/32
8 S. S. Aorangi	4 S	173 W	60	29.65	$1.83 \pm 0.05$	0.32	4/32
9 Southern Alps	44 S	170 E	6700	23.69	$3.39 \pm 0.05$	0.22	4/32
10 Southern Alps	44 S	170 E	3900	26.10	$2.70 \pm 0.04$	0.21	4/32
11 Dunedin	46 S	170 E	80	30.08	$2.16 \pm 0.03$	0.11	4/32
12 Wellington	41 S	175 E	400	29.85	$2.16 \pm 0.03$	0.12	5/32

Figura 4.6: Resultados Compton con el electrómetro de Lindemann; se pueden apreciar 12 mediciones separando sus parámetros en las columnas de localización (location), latitud y longitud en grados (Lat. y Long.), altura respecto al mar en pies (Elev.), presión del instrumento de medidas en pulgadas (in) de Hg (Barom.), ionización registrada en el interior de la esfera ( $I_C$ ) expresada en  $\frac{\text{ion}}{\text{cm}^3\text{s}}$  debido a los rayos que atraviesan el blindaje de 7,5 cm, la radiación local que logra atravesar la estructura ( $I_L$ ) en las mismas unidades que  $I_C$  y finalmente la fecha de cada medición en el orden mes/año (Date); cabe mencionar que las mediciones 1 a 4 fueron realizadas con aire comprimido y no con argón, pero la diferencia entre lo que se midió y lo que se hubiera registrado de haber sido argón sólo variaría en un 2%. Extraído del artículo *Variation of the Cosmic Rays with Latitude*, por A. Compton, 1932, Physical Review, 41(1), 111-113.

Compton comparó sus resultados con los obtenidos por Millikan en 1931, donde este planteaba [43] no haber encontrado ninguna variación significativa en la intensidad de los rayos cósmicos entre la

latitud  $39^\circ$  N y  $59^\circ$  N. En la figura 4.7 se muestra una comparativa entre los resultados obtenidos por Compton y Millikan observándose una radiación más intensa al aumentar la latitud respecto al ecuador, las mediciones tomadas por los científicos [42] aproximadamente en la latitud  $40^\circ$  N muestran coincidencias, sin embargo, difieren entre más se alejan los experimentos, de esta forma, Compton concluyó que el comportamiento de la intensidad registrada es propio de partículas cargadas eléctricamente que son desviadas de su trayectoria incidente debido a la influencia del campo magnético terrestre, debiendo ser afectados principalmente los rayos menos penetrantes.

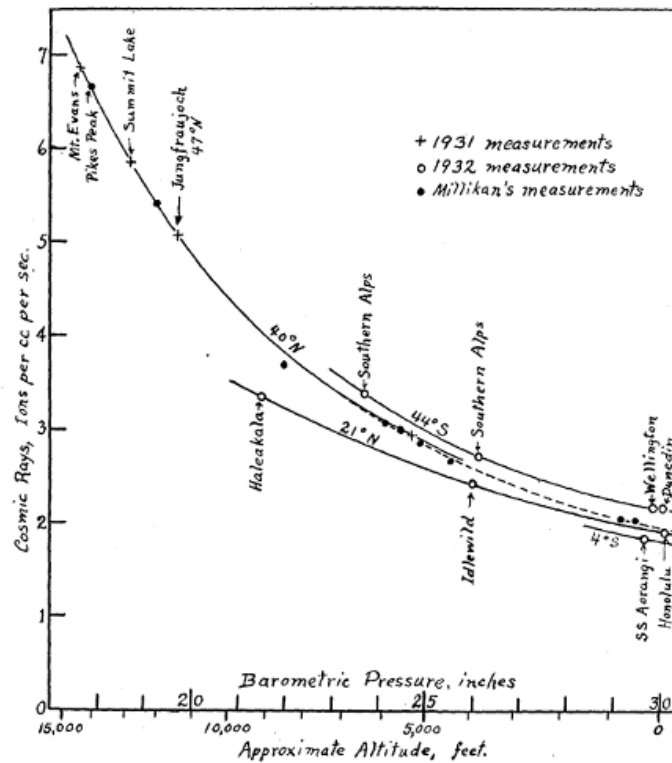


Figura 4.7: Comparativa entre los resultados de Millikan (línea punteada) y Compton (línea continua, también se diferencian las muestras tomadas en 1931 con una cruz y 1932 con un círculo); en cuanto a los ejes de la gráfica, el eje  $x$  representa la presión barométrica en pulgadas de mercurio (Barometric pressure) y la altura aproximada (Approximate altitude) en pies, por otro lado, el eje  $y$  corresponde a la intensidad de los rayos cósmicos en  $\frac{\text{ion}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$ . Extraído del artículo *Variation of the Cosmic Rays with Latitude*, por A. Compton, 1932, *Physical Review*, 41(1), 111-113.

Las mediciones realizadas mostraban [42] diferencias en la intensidad de los RCs en función de la latitud, indicando que podría encontrarse un mínimo de intensidad en algún lugar cercano al ecuador y un máximo en los polos, la diferencia de intensidad entre la latitud  $45^\circ$  y  $0^\circ$  es de aproximadamente 16 %, mientras que a una altura de 9000 pies (2743,2 m) es de un 23 %, indicando que la parte menos penetrante de los rayos es desviada por el campo terrestre de mayor manera que la registrada en zonas más cercanas al nivel del mar.

Como estudio complementario, en el mismo año publicó [44] una serie de medidas obtenidas con



el mismo instrumento en otras localizaciones del planeta en las que incluía el sureste de Australia, pacífico ecuatorial, Panamá y Perú, no obstante, en esta ocasión cuadraron los datos obtenidos con la inclinación magnética de la Tierra (ver figura 4.8). Al ampliar sus resultados, Compton refuerza su conclusión anterior respecto a que la intensidad a nivel del mar aumenta al alejarse del ecuador, por otra parte, si bien las intensidades obtenidas de Nueva Zelanda y Australia difieren a pesar de haber sido tomadas de la misma latitud geográfica, desde la latitud magnética son muy similares; en base a lo anterior, Compton dedujo que la intensidad de los rayos a nivel del mar dependerían únicamente de la inclinación del campo magnético terrestre y no de la latitud geográfica.

Location	Lat.	Long.	Mag. dip	$I_C$	$I_L$	Date
1. Honolulu	21°N	158°W	+39°	1.74 ions	0.12 ion	4/ 5/32
2. S.S.Aorangi	4°S	173°W	-10°	1.69	0.32	4/10/32
3. Dunedin	46°S	170°E	-70°	2.02	0.12	4/29/32
4. Wellington	41°S	175°E	-65°	1.97	0.15	5/ 2/32
5. Sydney	34°S	151°E	-64°	2.02	0.42	5/ 9/32
6. Brisbane	28°S	152°E	-57°	1.93	0.20	5/16/32
7. Auckland	37°S	175°E	-62°	1.92	0.10	5/28/32
8. SS. Mataroa	13°S	106°W	-10°	1.69	0.15	6/ 9/32
9. Panama	9°N	80°W	+33°	1.72	0.21	6/17/32
10. Lima	12°S	77°W	0°	1.69	0.20	6/30/32
11. Mollendo	17°S	72°W	-10°	1.70	0.09	7/23/32

Figura 4.8: Resultados de las mediciones de Compton, en esta se pueden apreciar 11 mediciones analizadas desde la localización (location), latitud y longitud en grados (Lat. y Long.), inclinación magnética del campo terrestre (Mag. dip), ionización registrada procedente de los rayos cósmicos ( $I_C$ ) expresada en  $\frac{\text{ion}}{\text{cm}^3\text{s}}$  debido a los rayos que atraviesan el blindaje de 7,5 cm, la radiación local que logra atravesar la estructura ( $I_L$ ) y finalmente la fecha de cada medición en orden día/mes/año (Date). Los datos 1 a 4 fueron comunicados en la figura 4.7, sin embargo, en esta tabla fueron corregidos restando la radiación producida por el mismo instrumento de medida. Extraído del artículo *Progress of Cosmic-Ray Survey*, por A. Compton, 1932, *Physical Review*, 41(5), 681-682.

Una vez concluido que parte de los rayos cósmicos estaban conformados por partículas electrificadas, es lógico pensar que el campo magnético curva dichas partículas y debido a esto impactan en la superficie de la tierra describiendo intensidades según el campo magnético; Compton junto al físico Luis Alvarez [45] al analizar las curvas de intensidad en función de la latitud, se percataron que los rayos cósmicos desviados se curvan de gran manera para alcanzar la superficie terrestre, con ello infirieron la existencia de una asimetría en cuanto a la aproximación de la radiación en zonas cercanas al ecuador, especialmente donde la curva de intensidad frente a la latitud es pronunciada, con esto en mente, si los rayos están cargadas positivamente deberían proceder principalmente del oeste, por el contrario, si son esencialmente negativos su mayor incidencia se registraría por el este.

Para observar la dirección de incidencia de las partículas, Alvares y Compton utilizaron [45] el método coincidencias con el instrumento de la figura 4.9), con este aparato podían articular los contadores hacia diferentes direcciones sin dañar la estructura y lograr obtener datos sobre la intensidad tanto variando el ángulo de inclinación como la orientación este-oeste en torno a un eje de rotación, el experimento fue realizado en Ciudad de México obteniendo los resultados de la figura 4.10; los investigadores comprobaron la existencia de una asimetría en cuanto a la incidencia

de los rayos cósmicos, por lo tanto, parte de los RCs deberían corresponder a partículas cargadas positivamente.

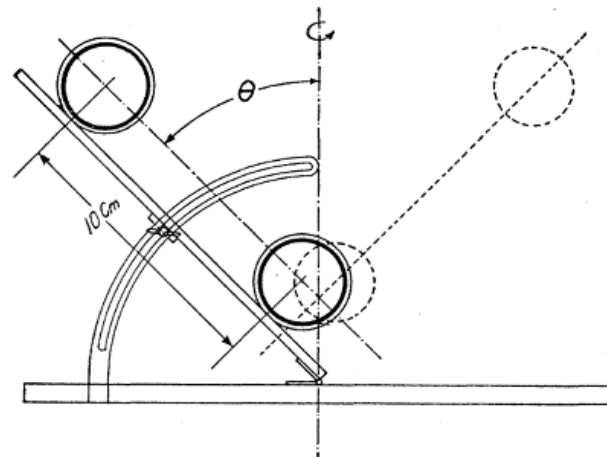


Figura 4.9: Representación esquemática del diseño experimental, en este se aprecian los contadores separados entre sí con 10 cm de espacio y un soporte que permite la alteración del ángulo  $\theta$  en relación a un eje de giro central, al mismo tiempo, la plataforma de soporte del sistema permite la rotación de los contadores de manera horizontal hasta  $180^\circ$ . Extraído del artículo *A Positively Charged Component of Cosmic Rays*, por L. Alvares y A. Compton, 1933, *Physical Review*, 43(10), 835-836.

Si bien estos resultados [45] suponían un comportamiento corpuscular cargado en cuanto a la naturaleza de los rayos cósmicos, al igual que los experimentos de coincidencias [36]; una expedición realizada por Bothe y Kolhörster [46] en 1930 cerca del polo norte magnético entre las latitudes  $53^\circ$  N y  $81^\circ$  N dio como resultado una variación de la intensidad de los RCs no mayor al error experimental, al igual que a otros investigadores que estudiaron otras áreas del planeta. Compton considerando los resultados hasta ese momento por parte de los otros investigadores propuso que, si los RCs realmente son partículas eléctricas procedentes del espacio exterior, deberían poseer una energía aún más alta de la supuesta hasta ese entonces de la cual nadie se había percatado.

Con el objetivo de obtener una recolección de datos a gran escala y de la manera más eficientemente posible, Compton [41] en 1932 organizó ocho expediciones para medir la intensidad de los rayos cósmicos en 69 localizaciones distribuidas al rededor del planeta (ver figura 4.11) solicitando la ayuda de múltiples colaboradores. Estas expediciones no sólo fueron realizadas a nivel del mar, sino que también en variadas altitudes con el fin de establecer si la relación entre la intensidad y la altitud era independiente de la ubicación en el planeta o no. Para la elaboración del instrumento de medición, Compton se enfocó en eliminar los errores sistemáticos y la portabilidad de este utilizando una cámara de ionización (ver figura 4.12) debido a la mejor reproducibilidad y menor error estadístico, la cámara poseía 10 cm de diámetro conteniendo argón a 30 atmósferas; para realizar las mediciones, se comparó la ionización generada por los rayos cósmicos con la generada por una cápsula de radio estándar.

En cuanto a la funcionalidad del instrumento de medición, [46] los iones producidos en la cámara

Geomagnetic latitude 29°N, elevation 2310 m, barometer, 56.5 cm.

Zenith angle	West	East	West/East
15°	Counts 5370 Rate $6.83 \pm 0.07$	4856 $6.64 \pm 0.07$	$1.03 \pm 0.02$
30°	Counts 4897 Rate $5.79 \pm 0.06$	4869 $5.49 \pm 0.06$	$1.055 \pm 0.015$
45°	Counts 2691 Rate $3.70 \pm 0.05$	2693 $3.30 \pm 0.05$	$1.12 \pm 0.02$

Figura 4.10: Recopilación de datos de Alvares y Compton, observan 3 grupos de mediciones clasificadas según los ángulos cenitales ( $\theta$ ), tasa de recuentos (counts rate) oeste (west) y este (east) con sus respectivos márgenes de error experimental y la relación oeste sobre este (West/east), Además, se describen las condiciones de la localización. Extraído del artículo *A Positively Charged Component of Cosmic Rays*, por L. Alvares y A. Compton, 1933, Physical Review, 43(10), 835-836.

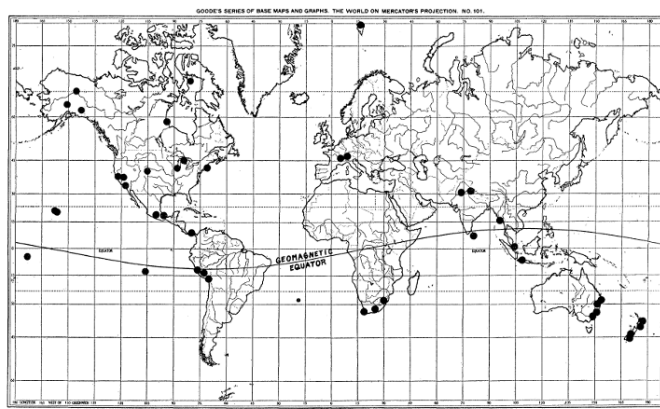


Figura 4.11: Principales estaciones de captación de rayos cósmicos seleccionadas por Compton en torno al ecuador magnético y resto del planeta. Extraído del artículo *A Geographic Study of Cosmic Rays*, por A. Compton, 1933, Physical Review, 43(6), 387-403.

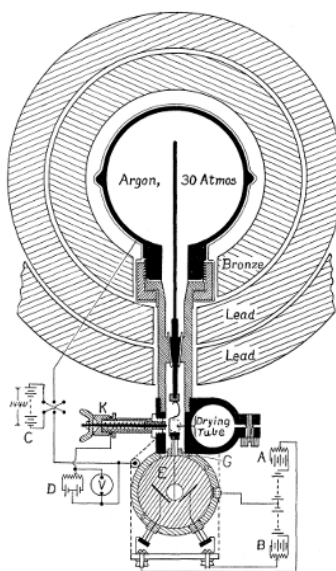


Figura 4.12: Representación esquemática de la cámara de ionización utilizada en las expediciones para medir la intensidad de los rayos cósmicos, en esta se destaca la cámara central del instrumento poseedora del argón a 30 atmósferas junto a la fibra captadora de iones conectada al electrómetro, además se logran distinguir los blindajes de bronce (Bronze) y de plomo (Lead), cabe mencionar que en la publicación original de Compton, este no describe a detalle los componentes, por ello, este esquema sólo actúa como una imagen global del instrumento de medidas. Extraído del artículo *A Geographic Study of Cosmic Rays*, por A. Compton, 1933, *Physical Review*, 43(6), 387-403.

contenedora del argón eran capturados por un electrodo conformado por una varilla de acero, la cual conduce la corriente generada por la ionización hacia la aguja del electrómetro, la cámara que contiene la llave y la conexión al electrómetro se mantiene hermética gracias a una unión de goma (G) y seca por la acción química de un tubo de pentóxido de fósforo; la cámara se cubrió con un blindaje esférico de bronce y de plomo antimonio revestidas con acero, las cuales poseen un espesor de 2,5 cm cada una adquiriendo la capacidad de reducir la intensidad de los rayos gamma locales a un 5 % de la intensidad de los rayos cósmicos. Para normalizar el instrumento, se ubicó una cápsula de radio de 1,3 mg encerrado en 1 cm de plomo a un metro de la cámara de ionización, la magnitud absoluta de la corriente de ionización debida al radio, fue medida con un condensador cilíndrico el cual se posicionaba en lugar de la llave de tierra (K). Cabe mencionar que antes de ser enviados los aparatos para su utilización, se comprobaron que los patrones secundarios producidos por el radio en el aire cumplieran ciertos estándares delimitados en laboratorio, además, los resultados fueron corregidos en función de la presión barométrica.

En la figura 4.14 se presenta el registro de datos obtenidos en las expediciones coordinadas por Compton recopiladas a finales de 1932 utilizando 7 cámaras de ionización, omitiendo aquellas mediciones en las que el aislamiento de la cámara fue corrompido. Para comprender los resultados, se deben tener en cuenta las siguientes consideraciones:

Cada conjunto de mediciones en las distintas estaciones de trabajo (Expd.) consta de dos partes, la determinación de la relación  $\frac{i_2}{i_\gamma}$  generada por el cociente entre la ionización generada por el radio a gran distancia utilizando dos blindajes respecto a la ionización producida por el mismo radio a 1 metro del centro de la cámara de ionización utilizando ambos blindajes de plomo, y la determinación de la relación  $\frac{i_1}{i_2}$  generada por el cociente entre la ionización sin presencia de radio cuando sólo un blindaje de plomo cubre la cámara respecto a cuando presenta los dos blindajes y el radio se encuentra a una distancia muy lejana; los valores que toma  $I_\gamma$  se pueden observar en la figura 4.13, los cuales se obtuvieron para cada instrumento de medida.

Capsule No.	Expedition No.	Ionization ( $I_\gamma$ )
1	3	11.05 ions
2	7	11.8
3	6	12.2
4	5	11.95
5	2 and 8	11.6
6	9	11.55
7	4 and 3	11.85

Figura 4.13: Ionización (iones por centímetro cúbico por segundo) generada por la radiación gamma ( $I_\gamma$ ) emitida por cada una de las cápsula de radio (Capsule No.) detectadas por la cámara de ionización a 1 metro del centro de esta. También se señala en que expedición se ocupó cada valor de  $I_\gamma$  (Expedition No.). Extraído del artículo *A Geographic Study of Cosmic Rays*, por A. Compton, 1933, *Physical Review*, 43(6), 387-403.

Otra consideración, es la relación entre el conjunto de radiación cósmica y local respecto a sólo los rayos gamma ( $R_2$ ), este cociente representa la ionización generada producto de los rayos cósmicos al

incidir sobre la cámara de ionización cuando esta posee dos blindajes de plomo, expresándose como se muestra en la ecuación (4.1):

$$R_2 = \frac{i_2}{i_\gamma - i_2} = \frac{\frac{i_2}{i_\gamma}}{1 - \frac{i_2}{i_\gamma}} \quad (4.1)$$

Por otro lado, la relación entre la ionización generada por los rayos cósmicos en la cámara de ionización cuando esta posee un blindaje respecto a la ionización generada por la radiación gamma cuando la cámara posee 2 escudos está dada por la ecuación (4.4), la cual representa la intensidad de los rayos gamma locales que logran ingresar a la cámara de ionización ( $R_1$ ), sin embargo, para comprender la mencionada ecuación se debe tener en cuenta lo siguiente:

$$R_1 \propto i_1; R_2 \propto i_2 \quad (4.2)$$

Esto se justifica debido a que, en el caso de los términos de la izquierda,  $R_1$  es la intensidad de los rayos gamma locales que ingresan al instrumento de medidas e  $i_1$  corresponde, en simples palabras, a la ionización medida cuando se encuentra un blindaje de plomo, en este caso, la radiación alpha es filtrada en mayor proporción que los rayos cósmicos y la radiación gamma generando dicha proporcionalidad, por otro lado, lo mismo con los términos de la derecha, al existir dos blindajes, en mayor medida los rayos cósmicos de alta energía lograrían pasar las 2 barreras, no así el resto de la radiación; una vez dicho esto, al dividir las expresiones (4.2), se obtiene:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{i_1}{i_2} \quad (4.3)$$

Despejando  $R_1$ :

$$R_1 = \frac{i_1}{i_2} \cdot R_2 \quad (4.4)$$

Con el fin de corregir el efecto de la radiación local, Compton creo las siguientes ecuaciones correctivas:

Sean  $C_1$  y  $L_1$  las intensidades de los rayos cósmicos y locales respectivamente captadas a través de 1 blindaje de plomo y  $C_2$  y  $L_2$  las intensidades captadas cuando están presentes las 2 barreras de plomo, con ello se puede decir que:

$$I_1 = C_1 + L_1 \quad (4.5)$$

$$I_2 = C_2 + L_2 \quad (4.6)$$

Siendo  $I_1$  e  $I_2$  la suma de las intensidades generadas por las distintas radiaciones en los dos contextos cuando el radio no está presente (o muy lejos de la cámara); además se establecerá que:

$$a = \frac{C_2}{C_1} \quad (4.7)$$

$$b = \frac{L_2}{L_1} \quad (4.8)$$

Correspondiendo (4.7) y (4.8) a la fracción de rayos cósmicos y locales, respectivamente, que logran entrar a través de la segunda capa de plomo, de esta manera, despejando  $C_2$  y  $L_2$  de las expresiones anteriores, se puede establecer que:

$$C_2 = a \cdot C_1 \quad (4.9)$$

$$L_2 = b \cdot L_1 \quad (4.10)$$

Reemplazando (4.9) y (4.10) en (4.6), se obtiene:

$$I_2 = a \cdot C_1 + b \cdot L_1 \quad (4.11)$$

Al reemplazar (4.5) en (4.11) y despejando el término  $C_1$ :

$$C_1 = \frac{1}{a - b} \cdot (I_2 - b \cdot I_1) \quad (4.12)$$

Como se plantea en (4.9), se puede transformar  $C_1$  en  $C_2$  multiplicando  $C_1$  por  $a$ , entonces:

$$C_2 = \frac{a}{a - b} \cdot (I_2 - b \cdot I_1) \quad (4.13)$$

Como  $I_2$  es lo mismo que  $R_2 \cdot I_\gamma$  e  $I_1$  lo mismo que  $R_1 \cdot I_\gamma$ , reemplazando esto último en la ecuación (4.13), nace la ecuación de corrección:

$$C = \left[ \frac{a}{a-b} \right] \cdot (R_2 - b \cdot R_1) \cdot I_\gamma \quad (4.14)$$

Por otro lado, de la expresión (4.6) considerando que  $I_2$  es lo mismo que  $I_\gamma \cdot R_2$ , surge una nueva ecuación de corrección si se despeja  $L$ :

$$L = R_2 \cdot I_\gamma - C \quad (4.15)$$

En la ecuación correctiva (4.14),  $C$  corresponde a la ionización producida sólo por los rayos cósmicos a través de ambos escudos e  $I_\gamma$  corresponde a la ionización por los rayos gamma, de tal modo que si esta última se expresa en  $\frac{\text{ion}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}$  en aire estándar,  $C$  adquiriría las mismas unidades de medida,  $a$  es equivalente a la relación de la intensidad de rayos cósmicos cuando se utilizan dos blindajes respecto a uno de estos, adquiriendo un valor aproximado de 0,9,  $b$  es la misma relación anterior, pero para los rayos gamma locales adquiriendo un valor de 0,286; por último, en la ecuación correctiva (4.15),  $L$  representa la ionización producida por la radiación local; todas las correcciones aplicadas, sólo ajustan en un 5% la intensidad observada en el instrumento. Para realizar la recolección de datos, Compton diseñó dos tipos de lecturas: una medición con un blindaje de bronce y los dos de plomo con y sin radio con la cámara de ionización alternativamente a +144 y -144 voltios con el fin de obtener la relación  $i_2/i_\gamma$ , y mediciones con un blindaje de bronce y uno de plomo sin radio con los mismos voltaje anteriores; al comparar estos resultados con el método anterior, nace la relación  $i_1/i_2$ , estas medias se realizaron alternativamente en un periodo de 8 horas durante 240 horas, para luego ser promediadas.

En cuanto a los resultados obtenidos en las expediciones (ver figura 4.13), los valores de  $C$  y  $L$  se calcularon a partir de las ecuaciones (4.14) y (4.15); un efecto que se consideró en la tabla, fue que tras experimentaciones prolongadas, algunas de las cámaras de ionización de los experimentos sufrieron contaminación de rayos alpha, cuya ionización se reduce según la presión, para obtener la magnitud de radiación proveniente de las paredes de los aparatos, se obtuvo el valor medio comparando los valores de  $C_{76} = 2,55$  iones de los experimentos (Expt.) 45, 46 y 49, con el valor medio de  $C_{76} = 1,84$  obtenidos en latitudes similares por parte de los experimentos 2 y 3, de esta manera se resta 0,71 iones a las mediciones del instrumento 4 para que los resultados de este puedan ser comparados con los demás ( $C_{60}$  y  $C_{45}$  al igual que  $C_{76}$  corresponden a efectos de contaminación que fueron corregidos con el mismo método). En la figura 4.15 se observa la recolección de datos de la figura 4.13 en función de la presión barométrica junto a los valores de  $C$  de los rayos cósmicos y los datos obtenidos por Millikan y Cameron señalados con una letra  $M$ , evidenciándose una concordancia entre los resultados de estos y los de Compton a pesar de utilizar diferentes aparatos para la recolección de datos.





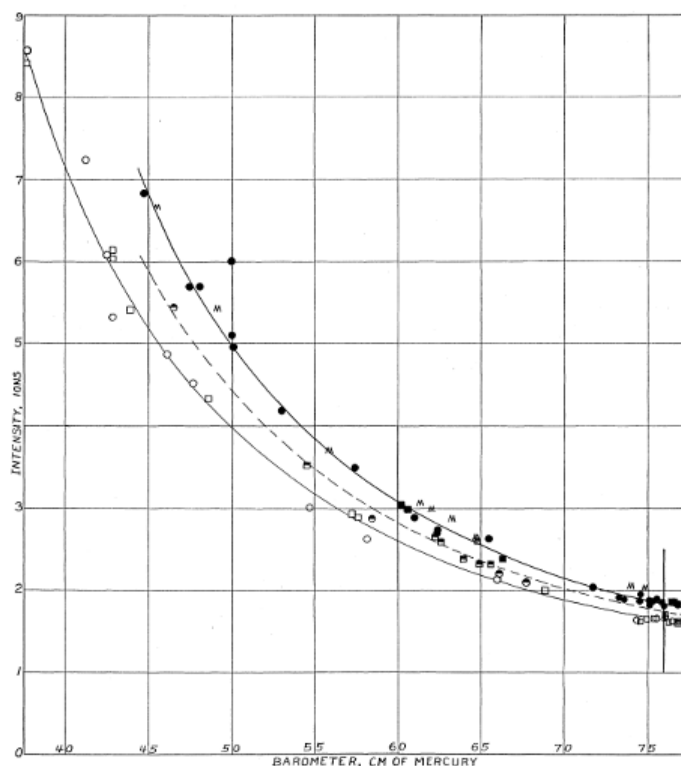


Figura 4.15: Gráfica con la recopilación de los datos mostrados en la figura 4.14 donde el eje  $x$  corresponde a la presión barométrica en centímetros de mercurio y el eje  $y$  a la intensidad en iones; los cuadrados corresponden mediciones realizadas en el hemisferio sur, círculos en el hemisferio norte, las negras corresponden a mediciones realizadas entre las latitudes  $90^\circ$  a  $40^\circ$ , las sombreadas entre  $40^\circ$  a  $25^\circ$  y las blancas entre  $25^\circ$  a  $0^\circ$  y las letras  $M$  corresponden a las mediciones de Millikan y Cameron; por otra parte, se trazaron dos líneas de tendencia respecto a la mediciones realizadas entre los rangos de latitud  $90^\circ$  a  $40^\circ$  y los rangos de  $0^\circ$  a  $25^\circ$ , separadas entre sí por una línea punteada representativa del ecuador geográfico. Extraído del artículo *A Geographic Study of Cosmic Rays*, por A. Compton, 1933, *Physical Review*, 43(6), 387-403.

En la figura 4.15, se incluyeron todos los datos (sin seleccionarlos en relación a su peso estadístico); al observar [46] que los puntos negros son más altos que los blancos en el transcurso de las presiones barométricas, se puede evidenciar de manera definitiva que los rayos cósmicos son más intensos en las latitudes más alejadas del ecuador, evidenciándose de manera gráfica en la figura 4.16, donde Compton redujo los resultados a tres presiones barométricas estándar, observándose una notable diferencia entre las intensidades encontradas a menos de  $20^\circ$  del ecuador magnético en comparación a las intensidades encontradas en latitudes superiores a  $50^\circ$  N o S, hasta el polo magnético la intensidad tiende a estabilizarse en un valor máximo; el aumento de las intensidades según la latitud en cada curva expuesta en la figura anterior es del 14 % a nivel del mar, 22 % a 2000 m (barómetro de 60 cm) y de un 33 % a 4360 m (barómetro de 45 cm).

Respecto a la figura 4.16, [46] la media en cuanto a la intensidad registrada en los 8 puntos de referencia tomados para latitudes magnéticas inferiores a  $22^\circ$  es de  $1,620 \pm 0,006$  iones, para los nueve puntos de referencia en las latitudes magnéticas superiores a los  $48^\circ$  la media fue de  $1,839 \pm 0,006$  iones, siendo la diferencia entre estos promedios de  $0,219 \pm 0,0085$  iones, lo cual según las consideraciones de Compton, corresponde a 25 veces el error probable, por lo tanto, no se detectó ningún error sistemático, en consecuencia, desde el punto de vista estadístico, si existe un efecto magnético sobre los rayos cósmicos, evidenciando de esta manera la naturaleza corpuscular cargada de los RCs.

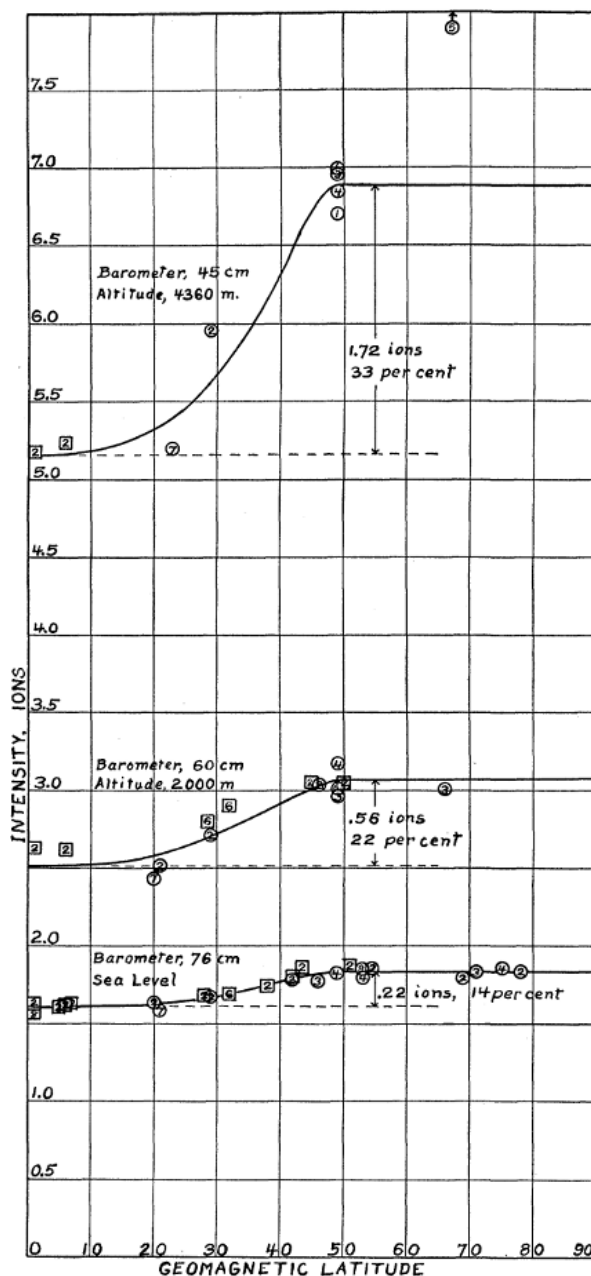


Figura 4.16: Se observa una gráfica de intensidad en función de la latitud geomagnética, donde se observan 3 curvas de medidas, clasificadas según tres presiones barométricas y altitudes, además de la cámara del registro, en cuanto al comportamiento de estas, entre mayor sea la altitud, mayor será la intensidad y el efecto del campo magnético en el movimiento de los rayos cósmicos, además se aprecia una clara diferencia en las intensidades encontradas dentro de los 20° en comparación con las encontradas en las latitudes superiores a 50° norte o sur magnético, esto último se puede evidenciar en el porcentaje de aumento respecto al ecuador magnético descrito con la línea punteada. Extraído del artículo *A Geographic Study of Cosmic Rays*, por A. Compton, 1933, *Physical Review*, 43(6), 387-403.

## Capítulo 5

# Algunos descubrimientos relevantes gracias a las investigaciones de rayos cósmicos

La verificación de la existencia y naturaleza de los rayos cósmicos no sólo dio respuesta a una de las grandes interrogantes del siglo XX, sino que también, mediante las investigaciones de esta radiación se descubrirían nuevas partículas, las cuales con su existencia demostrarían una de las teorías que cambiaría la percepción de la Física y daría comienzo a la mecánica cuántica, esta es, la teoría del físico Paul Dirac, la cual será descrita en términos generales.

Dirac [47] en uno de sus intentos por unir la relatividad de Einstein (5.1) con la ecuación de Schrödinger (5.2) (no relativista), logró deducir una nueva ecuación que permitía describir adecuadamente los fenómenos cuánticos siendo estos compatibles con el principio relativista, es decir, la ecuación de Dirac, permite calcular la función de onda de un electrón, considerando todos los efectos relativistas, sin embargo, entre los resultados de la ecuación nacía uno inesperado para el científico, energía negativa.

$$E^2 = p^2 \cdot c^2 + (m \cdot c^2)^2 \quad (5.1)$$

La ecuación anterior, describe [48] la cantidad de energía  $E$  de una partícula de masa  $m$  poseedora de un momento lineal relativista  $p$  cuando dicho cuerpo se mueve a la velocidad de la luz  $c$ .

La ecuación de Schrödinger, posee [50] un término  $i$ , es decir, los resultados de esta ecuación de onda son en general funciones complejas, en cuanto a los componente de la ecuación, se pueden identificar la constante de Plank reducida  $\hbar$  ( $\frac{h}{2\pi}$ ), la masa  $m$  de la partícula de estudio, la función de onda dependiente de la posición y el tiempo ( $\Psi(x, t)$ ) y por último, la energía potencial de la partícula dependiente de la posición y el tiempo ( $V(x, t)$ ); cabe recordar que, esta ecuación [49] nace de los principios newtonianos, es decir, no es relativista, además, la expresión (5.2) es una versión más simplificada, pues esta representa el comportamiento de un cuerpo en una dimensión, o dicho de un modo más correcto, la probabilidad de encontrar una partícula, en este caso, en algún lugar del eje de coordenadas  $x$ .

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial(x)} \Psi(x, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi(x, t) + V(x, t) \Psi(x, t) \quad (5.2)$$

La ecuación de Dirac corresponde a cuatro ecuaciones diferenciales acopladas, al evaluar las propiedades de la ecuación, surgen dos curiosidades, no da lugar a corrientes de probabilidad negativa, pero otorga soluciones de energía negativa, además, esta misma solución propone la existencia de partículas análogas a las ya descubiertas, caracterizándose por poseer cargas opuestas. Con estos resultados y tras muchas interpretaciones de los resultados que otorgaba la ecuación, Dirac postuló la teoría de agujeros o huecos, la cual en palabras simples plantea que el vacío cuántico está lleno y de manera homogénea de electrones ocupando estados de energía negativa y que aquellos estados no ocupados por electrones pueden generar sucesos físicos, esta ausencia de un electrón se denomina ‘hueco’, dicho de otro modo, este correspondería a un estado vacante de energía y debido al principio de exclusión de Pauli, este hueco se comportaría como un estado de carga y energía positiva, pero dicho hueco en caso de existir, correspondería a un nuevo tipo de partículas poseedoras de la misma masa del electrón, pero de carga positiva, dicho de otro modo, una partícula desconocida para la física experimental de la época producto de la rápida recombinación de esta con su contraparte conocida.

## 5.1. Descubrimiento del positrón

Tras la publicación de Dirac [52] en 1928 donde exponía al mundo una ecuación que unía la relatividad con la ecuación de Schrödinger, durante mucho tiempo [51] surgieron diversas interpretaciones respecto a los resultados de esta, pues hasta ese entonces no tenían un sentido experimental, en especial la interpretación de Dirac, pues esta suponía la existencia de nuevas subpartículas con propiedades totalmente distintas, esta suposición siguió siendo una teoría hasta 1932, cuando el físico Carl Anderson [53] mientras estudiaba rayos cósmicos con cámaras de niebla, observaría partículas positivas con masas inferiores a las del protón ser influenciadas por un campo magnético (ver figura 5.1).

Anderson en 1933 [53] llamó a esas partículas positrones, concluyendo que la magnitud de carga de ellas era igual a la del electrón negativo considerando la simetría de cargas; la figura 5.1 representa una partícula de carga unitaria que pasa a través de una placa de plomo, la línea de curvatura que deja a su paso la partícula se genera debido al cambio de la trayectoria de esta causada por la influencia de un campo magnético que envolvía la cámara de niebla. Además, se registró un grupo de 1300 fotografías donde se observaba la huella de los rayos cósmicos, de estas, sólo 15 muestran partículas positivas penetrando la lámina de plomo, ninguna atribuible a partículas con una masa igual a la del protón. De lo anterior, Anderson concluyó que los positrones resultan de la colisión entre los RCs incidentes del espacio con la atmósfera u otra sustancia que se interponga en su paso.

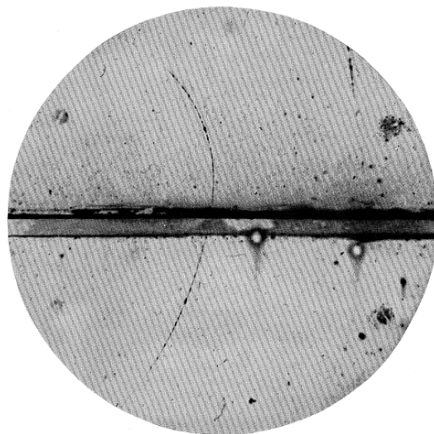


Figura 5.1: Se observa la curva dibujada por el paso de un positrón a través de una lámina de plomo de 6 mm al ser influenciado por un campo magnético, Anderson menciona en el documento original, que esta partícula parte con una energía de 63 millones de voltios y al atravesar esa barrera, emerge con 23 millones de voltios, es 10 veces mayor que los valores que podría adquirir un protón realizando la misma curvatura. Extraído del artículo *The positive electron*, por C. Anderson, 1933, *Physical Review*, 43(6), 491-494.

## 5.2. Descubrimiento del mesón tau

Hasta este momento, se ha seguido una línea de tiempo tacita respecto a los eventos que llevaron a desentrañar los misterios de los rayos cósmicos y el cómo los estudios sobre esta radiación lograron comprobar una teoría relevante dentro del mundo de la física, y en este caso, no es diferente, si bien el tema que se presentará en este momento escapa de la linealidad de los eventos que involucran a los RCs, debido a la naturaleza del capítulo es prudente desarrollar este acontecimiento en los próximos párrafos de manera superficial (debido a la complejidad y escape del tema principal) enfatizando en cómo el estudio de la radiación cósmica ayudó a comprobar una de las teorías sobre las interacciones existentes en el núcleo del átomo.

En [55] 1935 el físico japonés Hideki Yukawa formuló una teoría que explicaba la fuerza nuclear fuerte, la cual mantiene unidos los protones y neutrones conformando de esta manera los denominados núcleos atómicos, Yukawa planteó que para que esta fuerza existiera y mantuviera unido el núcleo, requería la existencia de una partícula mediadora con una masa intermedia entre el protón y el electrón (debía tener una décima parte de un GeV), lo que explicaría el debilitamiento de esta fuerza al reducir las distancias, además, se caracterizaba por su poco poder de penetración, pues los núcleos presentes en las partículas atmosféricas la absorberían con rapidez; con el tiempo la partícula teórica recibió el nombre de mesón; las investigaciones con rayos cósmicos lograron obtener nuevas partículas que de alguna manera cumplieran con las características del mesón, sin embargo, con el tiempo eran descartadas debido a que sus tiempos de decaimiento eran muy cortos.

Los métodos fotográficos [56] han ayudado a poder visualizar el paso de partículas ionizantes a través de materiales que dibujan el recorrido de estas, un método que revolucionó la forma de estudiar la física nuclear fue el de emulsiones, el cual consiste en que algún tipo de radiación ionizante (como

la alpha o gamma) pase a través de una emulsión fotográfica para que al revelar la emulsión ciertos granos de bromuro de plata evidencien el paso de la radiación mostrando los caminos que esta siguió en la sustancia, por supuesto, la imagen debe ser vista en un microscopio, hacia 1940, el método fue refinado al punto de considerarse eficaz para detectar tanto partículas cargadas pesadas como neutrones a través de la proyección de protones de retroceso; este método fue utilizado por el físico Cecil Powell como una herramienta cuantitativa para estimar la energía de las partículas en sus trabajos de 1947 cuando estudiaba los componentes de los rayos cósmicos.

Powell [57] en 1947 realizó 644 mediciones con emulsiones y radiación cósmica, 451 en Pic du Midi de Bigorre (Pirineos) en Francia a 2800 metros de altura y 193 en Chacaltaya (Bolivia) a 5000 metros de altura utilizando emulsiones de 5 centímetros cúbicos, lo que conllevaba a la captación de un mínimo de 1,5 mesones por centímetro cúbico por día, las altitudes geográficas y la velocidad de las partículas incidentes permitían asumir que se trataban de componentes de radiación cósmica. Algo que se debe resaltar, es que Powell estudiaba el rastro de mesones lentos a través de las emulsiones, es decir, no estableció una relación estrecha entre estas partículas y las fuerzas que mantienen al núcleo atómico unido, sólo consideraba que su masa debía estar entre la del protón y electrón; en el primero documento publicado, logró identificar dos tipos de mesones, clasificándolos en mesones primarios ( $\pi$ ) y secundarios ( $\mu$ ), estos últimos se diferenciaban en que el segundo era originario del decaimiento del primero, por lo tanto, por conservación de la materia, debían tener distintas masas, siendo el  $\pi$ -mesón el de mayor masa.

En una siguiente publicación durante mismo año, Powell y su equipo [58] analizaron los posibles orígenes de los mesones lentos que observaron en las emulsiones recolectadas en Francia y Bolivia y cómo estas se relacionan con los RCs; visualizando [59] las trayectorias en las que un mesón se detiene y al final de estas aparece un muon ( $\mu$ -meson) de energía y masa menor, los autores interpretaron este fenómeno como el decaimiento de un mesón primario ( $\pi$ -meson), siendo esta la partícula que Yukawa describía en su teoría, mientras que los muones resultantes del decaimiento poseen poca relación con la fuerza nuclear fuerte, finalmente, se le denominó ‘pion’ a la partícula responsable de mantener la estructura del núcleo atómico, por este descubrimiento, Powell [60] fue galardonado con el premio Nobel en 1950.



## Capítulo 6

# Descubriendo cascadas

En [63] 1938 Pierre Auger mientras estudiaba con el método de coincidencias los rayos cósmicos, sabía que el número de coincidencias que marque un dispositivo depende del número de contadores y de la resolución del dispositivo (entendiéndose resolución como la capacidad de identificar coincidencias en intervalos altamente pequeños), sin embargo, al aumentar la cantidad de contadores disminuye la precisión del dispositivo; además el número de coincidencias responde a la ecuación:

$$N = \frac{n^x \cdot \tau^{(x-1)}}{60^{(x-2)}} \quad (6.1)$$

Donde  $n$  corresponde al número de choques de partículas con los contadores por minuto,  $x$  al número de contadores de coincidencias (deberían recibir el mismo número de choques) y  $\tau$  al tiempo de resolución en segundos, por lo tanto,  $N$  sería el número de coincidencias por hora, al utilizar 3 contadores, las coincidencias accidentales son insignificantes

Teniendo en cuenta lo anterior, Auger [63] estudiaría las coincidencias entre dos contadores colocados horizontalmente y paralelos entre sí (ver figura 6.1) encontrando que aunque estos se alejen varios metros, sigue existiendo un número de coincidencias (varias por hora), sin embargo, al adicionar un tercer contador, el número de coincidencias decaía hasta en 1,5 por hora con el tercer contador a una distancia de 3 metros; con el fin de asegurar estos resultados, realizaron nuevamente la experiencia en un sótano a 28 metros de profundidad estando los tres contadores separados por 1,5 metros, siendo el número de choques individuales del mismo orden de magnitud que la superficie (debido a las sustancias radiactiva de las paredes), tras 24 horas, el resultado se repitió demostrando que existían RCs que eran capaces de recorrer varios metros a pesar de interactuar con una superficie.

Con el fin de identificar el origen atmosférico de esta lluvia de rayos cósmicos capaces de atravesar grandes distancias y qué porción del espacio regaban (extensión), Auger [63] estudió el experimento realizado por M. Robley en Pic du Midi a 2900 m sobre el nivel del mar (ver figura 6.2), observando que al separar dos contadores entre un rango de 0,5 a 4 metros, se genera una disminución rápida de coincidencias entre los 0,5 y 1,5 m, tras esta distancia las coincidencias descienden lentamente, además, al observar las coincidencias a una distancia inferior a los 0,5 metros, se evidencian interferencias que perjudican el análisis de datos.

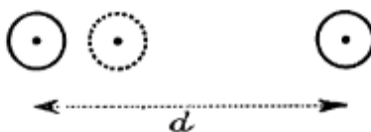


Figura 6.1: Representación esquemática de dos contadores, los cuales se separan entre sí con una distancia  $d$ . Extraído del artículo *Les grandes gerbes de rayons cosmiques*, por P. Auger, R. Ehrenfest y A. Fréon (1939), *Journal de Physique et Le Radium*. 10(1), 39-48.

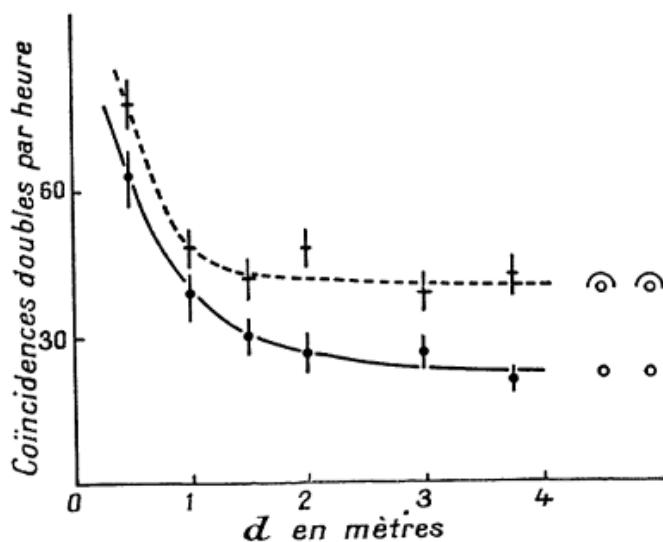


Figura 6.2: Se observa la reducción en cuanto a las coincidencias entre dos contadores por hora (eje y) en función de la distancia entre estos (eje x) en metros, evidenciándose que entre mayor sea la distancia, la cantidad de coincidencias desciende. Extraído de *Les grandes gerbes de rayons cosmiques*, por P. Auger, R. Ehrenfest y A. Fréon (1939), *Journal de Physique et Le Radium*. 10(1), 39-48.

Auger [63] centró su atención en las escasas coincidencias que surgían al alejar los contadores y propuso que existían cúmulos de rayos cósmicos de alta energía o ‘air showers’ que colisionaban con partículas de la atmósfera generando nuevos productos, de los cuales disminuyen sus coincidencias cuando se aumenta la distancia entre los contadores horizontales; utilizando la disposición de contadores descrita en la figura 6.1 y variar la posición de estos, observó un comportamiento logarítmico (ver figura 6.4) cuando se extendía una distancia horizontal  $d$  de hasta 300 m, evitando superar este valor debido a la incertidumbre que genera la existencia de choques horizontales individuales en cada dispositivo debido a lluvias horizontales (recordar que estas podrían impactar desde cualquier dirección); estos hechos estarían afirmando que [64] en las lluvias de RCs se producirían mesotrones de tal modo que estos son capaces de penetrar la atmósfera de manera que con un pequeño ángulo de divergencia respecto a la dirección de un RCs principal (aquellos que ingresan desde el espacio), estos podrían incidir en la superficie a grandes distancias horizontales respecto del haz central de la

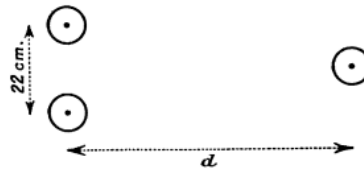


Schéma 2.

Figura 6.3: Disposición de tres contadores de los cuales, 2 se encuentran paralelos en un eje vertical separados por 22 cm y el tercero se desliza distancias  $d$  respecto los estáticos (realiza una extensión horizontal). Extraído del artículo *Les grandes gerbes de rayons cosmiques*, por P. Auger, R. Ehrenfest y A. Fréon (1939), *Journal de Physique et Le Radium*. 10(1), 39-48.

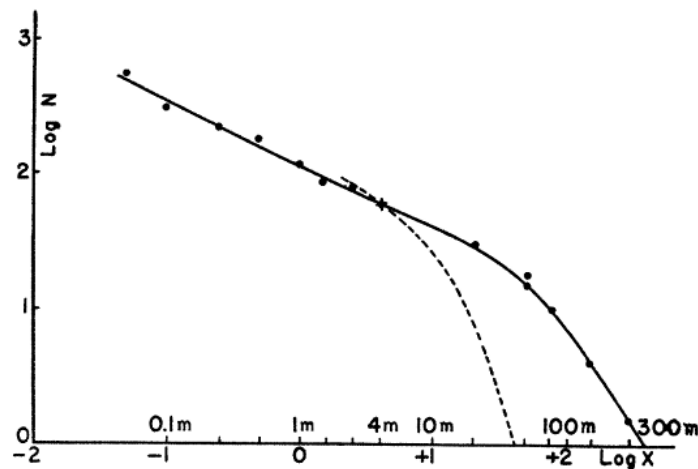


Figura 6.4: Cambio en el número de coincidencias  $N$  en función de la distancia horizontal entre dos contadores paralelos, con el fin de observar la relación más explícitamente, se muestra la forma logarítmica de las variables  $x$  (distancia) e  $y$  ( $N$ ). Extraído del artículo *Extensive Cosmic-Ray Showers*, por P. Auger, R. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin y A. Fréon (1939), *Journal de Physique et Le Radium*. 10(3-4), 288-291.

lluvia en el cual deberían concentrarse electrones y fotones.

Para deducir [63] la composición del haz central de la lluvia de RCs, Auger utilizando la distribución de contadores de la figura 6.3 y cubriendo un tercer contador móvil (figura 6.5) con placas de plomo de grosor creciente para estudiar los efectos secundarios de las partículas dentro de un material pesado, obtuvo un aumento de coincidencias a distancias inferiores a 50 m y superiores a 1,5 cm, demostrando que las partículas tienen un poder de producción de lluvias en el interior del plomo, en otra palabras, su energía es superior a los  $10^7$  eV, además, la placa de plomo actuaría como un multiplicador aumentando la superficie activa del contador, pues las lluvias se producirían dentro de la estructura de plomo, sin embargo, este efecto amplificador se reduce con la distancia (ver figura 6.5), demostrando de esta manera que las partículas que se encuentran más lejos del centro de la lluvia corresponden principalmente a electrones de menor energía.

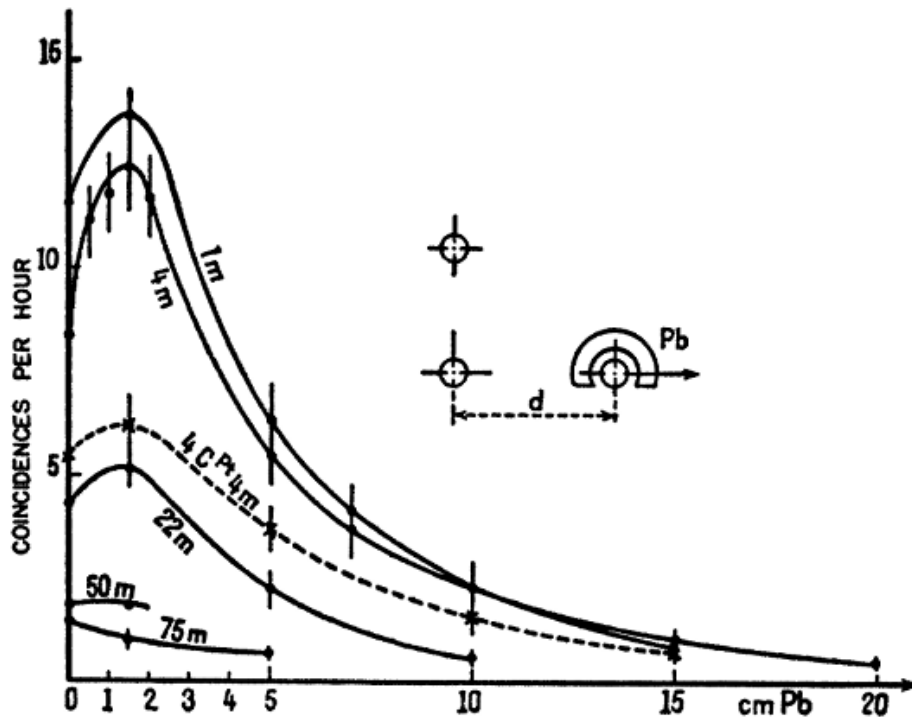


Figura 6.5: Efectos secundarios de partículas al interior de las capas de plomo; la gráfica muestra la variación de coincidencias por hora en función del grosor del blindaje de plomo (cm) y la distancia (m) entre los contadores estáticos y el blindado. Extraído del artículo *Extensive Cosmic-Ray Showers*, por P. Auger, R. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin y A. Fréon (1939), *Journal de Physique et Le Radium*. 10(3-4), 288-291.

Considerando que las placas gruesas pueden reducir el número de coincidencias debido a un efecto de absorción de partículas evitando que estas colisionen con el contador, para lograr [63] separar el efecto de absorción del multiplicador, Auger utilizó tres contadores, dos paralelos verticales separados entre sí por una pantalla absorbente y protegidos contra las lluvias lateralmente por gruesas placas

de plomo y un tercero sin blindaje a 3 metros de distancia de los dos anteriores, con este sistema se obtuvo la curva de absorción de la figura 6.6 obtenida al variar el espesor de plomo hasta 20 cm, interpretando que las coincidencias registradas eran gracias a haces de electrones de altas energías y que de encontrar una parte de las lluvias más penetrante, esta debería corresponder a mesotrones; adicionalmente, mediante la utilización de un contador de superficie y otros 3 contadores, se estimó la densidad en cuanto a superficie impactada por una lluvia y se obtuvo que en una superficie de  $10^5 m^2$ , se obtiene un número total de  $10^6$  partículas de distintas clases, disminuyendo la intensidad de estas entre más se alejan los contadores, mientras que a nivel del mar utilizando contadores de superficie se detectaron lluvias de hasta 60 partículas por hora, aumentando este número rápidamente con la altura, no obstante, esto último no fue estimado con precisión debido a que la densidad de las lluvias también aumenta.

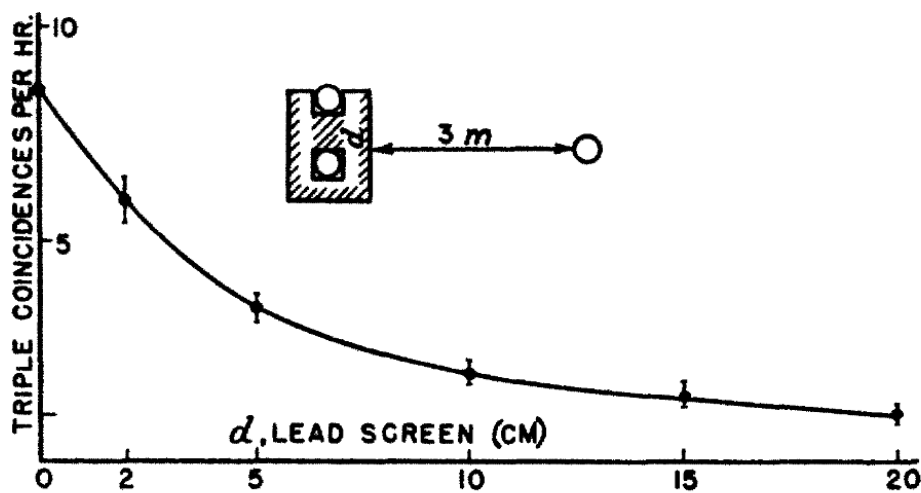


Figura 6.6: Número de triple coincidencias por hora en función del espesor  $d$  del blindaje de plomo (c) entre los tres contadores; al observar la curva se puede notar que al aumentar el blindaje las partículas incidentes se ven filtradas, solo logrando coincidencias aquellas de mayor energía, indicando al mismo tiempo el número reducido de estas. Cabe mencionar que el sistema sólo captaba rayos proveniente desde arriba debido a las placas laterales como se muestra en el esquema sobre la gráfica. Extraído del artículo *Extensive Cosmic-Ray Showers*, por P. Auger, R. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin y A. Fréon (1939), *Journal de Physique et Le Radium*. 10(3-4), 288-291.

Utilizando [63] una cámara de Wilson, lograron observar lluvias densas y estrechas, demostrando que las desigualdades en la distribución de partículas en las lluvias es algo que debe tenerse en cuenta al momento de interpretar las curvas de absorción anteriormente expuestas, Auger interpretó que las partes de las lluvias que atraviesan un espesor de 10 cm de plomo corresponden principalmente a estrechos haces de electrones muy energéticos y que la proporción de mesotrones en las partículas ionizantes es inferior al 10%, además, mediante fotografías de cámaras de Wilson, se reconoció un número anormalmente alto de huellas de protones lentos, evidenciándose la frecuencia de las desintegraciones nucleares en la parte penetrante de las lluvias extensas (se hablará de esto más adelante con mayor profundidad).

Recapitulando, cuando [66] un rayo ingresa a la atmósfera (rayo primario) interactúa con las partículas presentes, estas pueden ser oxígeno, ozono, hidrógeno, nitrógeno, entre muchas más; cada rayo que impacta con estas moléculas, desencadena una cascada de RCs (rayos cósmicos secundarios) y luz fluorescente; con excepción de protones y electrones que ese encuentran en el borde superior de la atmósfera, todas las partículas secundarias nacen de las colisiones entre un rayo primario con las partículas existentes en la atmósfera; cómo se puede apreciar en las figuras 7.2 y 7.3, las cascadas extensas de partículas o EAS (Extensive Air Shower) son diferentes según la partícula primaria que las origine, pero antes de ahondar en ello, es necesario describir las características y componentes de los rayos cósmicos primarios y secundarios.

En [75] 1947 William Fretter experimentando con una cámara de niebla, la cual poseía láminas de plomo que filtraban los rayos incidentes y bajo esta contadores de coincidencias, logró observar una de las primeras imágenes del cómo un rayo al traspasar una superficie, podía generar una lluvia de interacciones al colisionar con las partículas del material impactado (ver figura 6.7), si bien la cascada observada es un caso particular, este suceso es similar a los que ocurren en la atmósfera terrestre, solo diferenciándose en la escala de los eventos. A [74] principio de la década de los 50 ya se habían descubierto nuevos detalles en cuanto a la composición de la materia y sus interacciones, como lo fue el descubrimiento de los piones cargados y neutros, y los muones como partículas secundarias provenientes de piones cargados, que en conjunto, ayudaron a entender los procesos que sufrían las partículas en las cascadas secundarias para generar nuevas partículas.

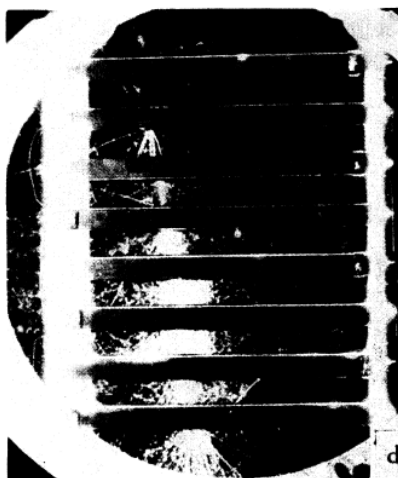


Figura 6.7: Como se puede observar en la fotografía, el interior de la cámara de niebla está segmentado con láminas de plomo (espacios oscuros) de 10 cm cada una, a través de estas se identifica un cascada de partículas pesadas, en cada lámina de plomo, las partículas secundarias colisionan con la superficie generando nuevas interacciones y con esto cascadas locales entre cada una de las placas (destellos blancos). Extraído del artículo *Penetrating Showers in Lead*, por W. Fretter (1948), *Physical Review*, 73(1), 41-46.

## Capítulo 7

# Cascadas en el cielo, una imagen moderna de los rayos cósmicos

Hasta la sección anterior, se han descrito los diferentes sucesos que en conjunto ayudaron a desentrañar los misterios que involucraban a una radiación proveniente del espacio exterior y cómo esta ayudó a crecer al de estudio de partículas, centrándose en responder a las incógnitas relacionadas con la existencia de esta y su naturaleza, sin embargo, aún no se da una respuesta clara a dos importantes preguntas ¿Qué son y cómo es que los rayos cósmicos logran atravesar la densa atmósfera terrestre?; como se puede suponer, estas preguntas ya fueron planteadas hace mucho tiempo y durante el transcurso de otorgarles una respuesta surgieron aciertos y desaciertos, es por ello que la experimentación fue clave para lograr descubrir las partículas que componen a los RCs y cómo estas interactúan con los medios terrestres.

Los RCs [61] corresponden a todo tipo de partículas y núcleos cargados poseedores de un tiempo de vida del orden de  $10^6$  años (o más) provenientes del medio interestelar las cuales por diversos mecanismos son aceleradas alcanzando altas energías hasta incidir en la atmósfera terrestre, una parte de estas partículas son emanadas por erupciones solares, mientras que el resto provienen desde fuera del sistema solar, estas últimas son moduladas por el viento y plasma magnetizado generado por el Sol, el cual provoca que las partículas incidentes desaceleren y al mismo tiempo excluye de manera parcial los rayos cósmicos de menores energías, también, al ser corpúsculos cargados, la intensidad de cualquier componente de los RCs en el rango de energía de GeV dependerá tanto de la ubicación como de la hora de los registros. En cuanto a la composición de los rayos cósmicos, en [43] [62] 1933 se confirmaría de manera experimental el efecto este-oeste realizado por el equipo de científicos conformado por Arthur Compton, Thomas Johhson y Luis Alvarez, quienes concluyeron que en su mayoría esta radiación estaba compuesta por una carga positiva; sin embargo, aún no se respondía de manera exacta qué son los RCs, no obstante, esto es justificado, debido a que en esencia corresponden a un conglomerado de partículas de altas energía, es por ello que antes de exponer el tema central del capítulo, se debe definir de manera precisa y en paralelo la composición de estos y el efecto de cascada, pues están íntimamente relacionados, esto último se evidenciaría en 1938.

Los rayos cósmicos primarios [67] observados fuera de la magnetosfera terrestre provienen en su mayoría del Sol (llamaradas cromosféricas) y de explosiones y remanentes de supernovas acelerados por diversos mecanismos que aún son un tema de estudio, debido a su alta energía, no se excluye la

idea de que los RCs entre los rangos  $10^{20}$  a  $10^{21}$  eV puedan ser de origen extragaláctico. Según de que parte del cosmos provengan, [68] describirán una distribución o espectro de energía de acuerdo a una ley de potencia, en base a esta distribución de energía y experimentos de detección, se sabe que la mayoría de las partículas que conforman a los RCs principales corresponden a protones (núcleos de hidrógeno), 10 % a partículas alpha (núcleos de helio) y 1 % a neutrones y/o núcleos de elementos más pesados, lo descrito anteriormente constituye el 99 % de todas que entran en la categoría, fotones y electrones conformarían solo el 1 % restantes, se estima que el número de neutrinos es comparable al de fotones y electrones, pero aumenta su frecuencia a bajas energía debido a eventos nucleares ocurrentes en el Sol, por esto último, durante el transcurso del año se detectan cantidades variables de RCs principales provenientes del astro debido a que la distancia entre la Tierra y este cuerpo varía cíclicamente (por supuesto, esto último fue descubierto al conocer de manera más profunda el tipo de partículas involucradas). En la figura 7.1 se observa [69] el flujo de algunos RCs principales que ingresan a la atmósfera terrestre y cómo este decae en función de la energía cinética.

Los rayos cósmicos primarios [70] interactúan fuertemente con las partículas de la atmósfera al ingresar a esta, generando que el cuerpo impactado se rompa o adquiera mucha energía y luego este (o estos, según sea el resultado del impacto) produzca una nueva colisión con otras partículas cercanas siguiendo una camino aleatorio y energético hasta que las acciones violentas figuren una ‘Extensive Air Shower’ o Cascada Atmosférica extensa (EAS), la cual puede cubrir una área considerablemente grande sobre la superficie terrestre, los productos formados de de esas colisiones reciben el nombre de rayos cósmicos secundarios (también se consideran partículas secundarias a las resultantes de las colisiones entre rayos principales y partículas de polvo espacial, por supuesto, en un medio extra-planetario); las cascadas producidas por rayos con energías superiores a los  $10^{14}$  eV pueden generar lluvias que cubren varios  $Km^2$ . En las figuras 7.2 y 7.3, se observan las EAS generadas por un fotón y un núcleo de hierro con la misma energía y ángulo de impacto respecto a un eje vertical, observándose que la cascada originada por un fotón posee una estructura más concentrada en el centro del eje en comparación con la originada por un núcleo de hierro, dicho de otro modo, la cascada fotónica posee un núcleo o ‘core’ (sección central de una cascada) más compacto en comparación a la restante. Las cascadas en su estructura [71] poseen componentes hadrónicos (partículas pesadas como piones, neutrones y protones), muónicos (producido por el decaimiento de piones, poseen una masa 200 veces mayor que la del electrón) y electromagnéticos (fotones, electrones y positrones), si bien podrían ser clasificadas según sus componentes, los muones son muy semejantes a los electrones, por lo tanto, las cascadas electromagnéticas incluyen a la componente muónica.

El flujo de partículas [74] generadas tras la colisión entre un rayo primario con la atmósfera decae rápidamente con la energía ( $\propto E^{-\gamma}$  con  $\gamma \sim 2,7$ ), no obstante, con magnitudes energéticas de  $10^{14}$  eV se pueden lograr captar partículas secundarias en algunas zonas como montañas e incluso a nivel del mar; el momento transversal que logran adquirir las partículas secundarias al momento de su producción y dispersión, en particular los electrones, es tal que las EAS logran alcanzar superficies extremadamente amplias en tiempos casi simultáneos, se estima que con una EAS del orden de  $10^{15}$  eV se logran captar  $10^6$  partículas que cubren aproximadamente  $10^4 m^2$ , mientras que con un orden energético de  $10^{20}$  eV se observan  $10^{11}$  partículas en una extensión de  $10 km^2$ .



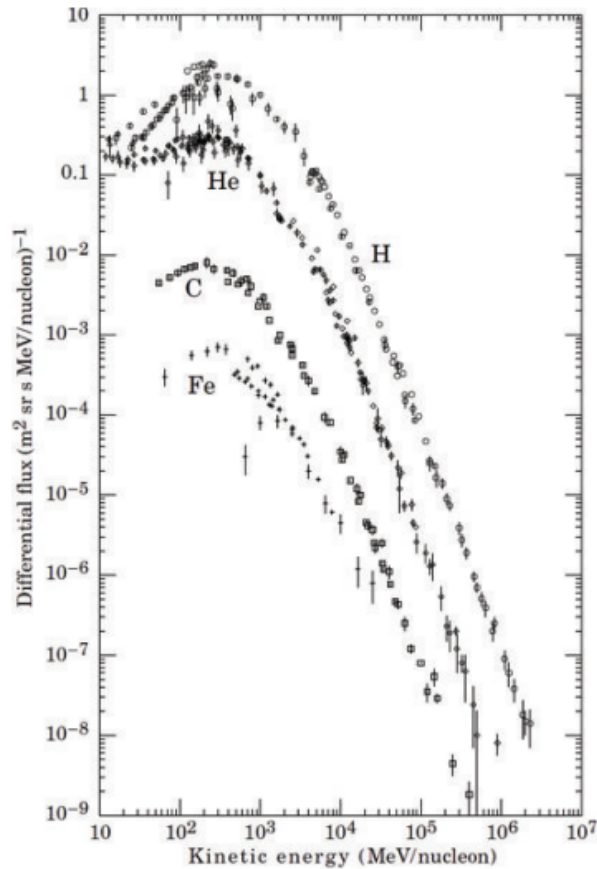


Figura 7.1: Flujo diferencial de algunos núcleos pertenecientes a los rayos cósmicos principales en función de la energía cinética; notar que existe mayor abundancia de protones (H) en comparación con los otros elementos, además, se puede observar que el flujo de partículas descende con la energía de estas, es decir, existen pocas partículas dotadas con los ordenes de energía encontrados al final de la gráfica, esto se relaciona estrechamente con los diversos mecanismo de aceleración que pueden encontrarse en el universo; cabe resaltar que las curvas toman en cuenta los efectos de modulación solar. Extraído del texto *High Energy Astrophysics, Third Edition*, por M. Longair, (2011), editorial Cambridge University Press, página 31.

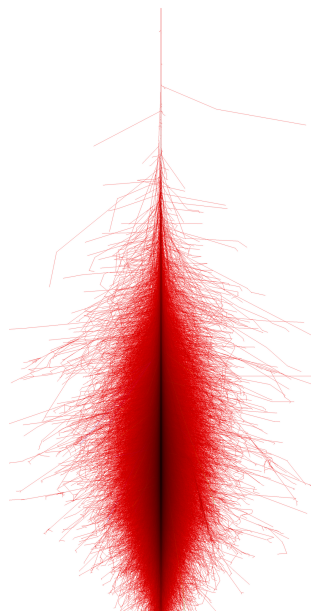


Figura 7.2: Simulación de una lluvia o cascada de rayos cósmicos secundarios generada por un fotón con una energía de 10 TeV y una incidencia de  $0^\circ$  respecto a un eje vertical, obsérvese la forma acotada de la cascada y la definición de su núcleo. Extraído de CORSIKA “Air Shower Simulation Program” of Karlsruhe Institute of Technology. <http://www.ikp.kit.edu/corsika/>

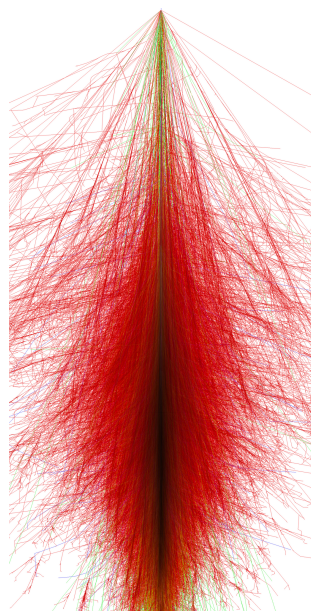


Figura 7.3: Simulación de una cascada de rayos cósmicos secundarios generada por un núcleo de hierro con una energía de 10 TeV y una incidencia de  $0^\circ$  respecto a un eje vertical, obsérvese como la estructura de la cascada se expande horizontalmente diluyendo el núcleo. Extraído de CORSIKA “Air Shower Simulation Program” of Karlsruhe Institute of Technology. <http://www.ikp.kit.edu/corsika/>

## 7.1. Cascada electromagnética

Una cascada electromagnética [76] es aquella que nace de la colisión entre un rayos gamma o electrón de alta energía (en su mayoría) con la atmósfera terrestre, desencadenando el nacimiento de nuevas partículas en diversas direcciones a través de su paso hasta que la energía inicial se reduzca lo suficiente (el nombre se define por el tipo de partícula que inicia la cascada, los muones son incluidos dentro de esta categoría debido al parentesco con los electrones, sin embargo, como componentes de una misma cascada son distintos debido a sus características propias). Con el fin de entender el desarrollo de este tipo de cascadas, [78] en 1934 los físicos Hans Bethe y Walter Heitler basándose en la electrodinámica cuántica, diseñaron un modelo que describe el comportamiento de una cascada electromagnética mediante los procesos bremsstrahlung y producción de pares.

### Bremsstrahlung

Las [80] partículas cargadas como electrones pueden ser aceleradas e interactuar con el campo electromagnético de algún núcleo atómico generando en dicha interacción fotones, a este proceso se le denomina ‘bremsstrahlung’, palabra alemana [81] que se traduciría como ‘radiación de frenado’, donde el electrón al acercarse al núcleo desacelera conservando en la acción la energía y el impulso mediante la emanación de un fotón o rayo gamma, el cual puede originar un par electrón-positrón. Una manera conceptual de entender este efecto, es [82] suponer que un electrón con una velocidad considerable se ve atraído a un átomo debido al campo eléctrico al rededor del núcleo atómico, el electrón incidente es acelerado de manera que su dirección inicial sufre una curva, sin embargo, debido a la acción de las cubiertas de electrones del núcleo, el electrón incidente desacelera y se curva (ver figura 7.4), por supuesto, esto implica que el electrón pierda energía en el recorrido, pero bajo la ley de conservación de la energía, esta se conserva en la emanación de la radiación gamma en la dirección del movimiento inicial.

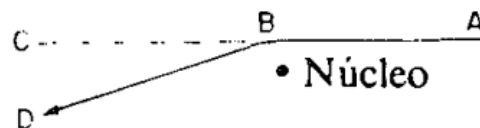


Figura 7.4: En el esquema se describe la trayectoria inicial de un electrón en el segmento  $\overline{AC}$ , durante este tramo en un punto  $B$  su trayectoria se ve curvada por los efectos atractivos del núcleo de una partícula y apantallada por los electrones circulantes en torno a dicho núcleo (nueva trayectoria  $\overline{BD}$ ), este fenómeno genera una pérdida de energía por parte del electrón traduciéndose en la emanación de radiación en la dirección del tramo  $\overline{AC}$ . Extraído del texto *Física Feynman, Volumen I, Mecánica, radiación y calor*, por Feynman, R., Leighton, R. y Sands, M. (1998), Addison-Wesley Iberoamericana, página 10.

### Producción de pares electrón-positrón

La [83] producción de pares físicamente es el mecanismo inverso del bremsstrahlung; siendo el proceso de interacción [84] más importante para un fotón por encima de unas décimas de MeV; dentro de las zonas afectadas por el campo eléctrico de un núcleo, un fotón de alta energía tiene una probabilidad no despreciable de transformarse (decaimiento) en un ‘par electrón-positrón’, este proceso es cinemáticamente imposible a menos que un campo externo, por pequeño que sea, esté presente. La conservación de la energía origina la siguiente relación entre la energía del fotón como rayo cósmico primario ( $E$ ) y la energía total que posee el par electrón-positrón ( $U$  y  $U'$  respectivamente):

$$E = U + U' \quad (7.1)$$

Es decir, la energía del fotón se distribuye en las nuevas partículas gracias a la interacción de este con el campo eléctrico de algún átomo de la atmósfera (para contextualizar). Si [85] el fotón tiene una energía superior a  $2m_e c^2$ , la producción de estos pares de partículas puede darse en las cercanías del campo eléctrico del núcleo, sin embargo, esta producción no tiene lugar en un espacio libre debido a que el momento y la energía no podrían conservarse simultáneamente, esto se puede demostrar considerando una situación en la que un fotón de energía  $\hbar\omega$  ( $\omega$  como la frecuencia angular) decae en un par electrón-positrón, cada uno con una energía cinética de  $(\gamma - 1)m_e c^2$  (siendo  $\gamma$  un factor relativista producto de la velocidad de los cuerpos), para lograr conservar de alguna manera la energía y el momento simultáneamente, el par de partículas debería moverse paralelamente a la dirección inicial del fotón, con esto en consideración se obtendría que la conservación de la energía para las partículas sería:

$$E = \hbar\omega = 2\gamma m_e c^2 \quad (7.2)$$

Donde  $E$  es la energía inicial del fotón definida como  $\hbar\omega$  y por conservación de esta, también descrita como la suma de las energías del par electrón-positrón  $2\gamma m_e c^2$ , si bien esto sería correcto, cuando se estima el momento del par de partículas y del fotón respectivamente, ocurre que:

$$\text{Momento de los pares} = 2\gamma m_e v = \left(\frac{\hbar\omega}{c}\right) \left(\frac{v}{c}\right) \quad (7.3)$$

El término  $v$  de la ecuación (7.2) corresponde a la velocidad que adquieren las partículas tras ser producidas.

$$\text{Momento inicial del foton} = \frac{\hbar\omega}{c} \quad (7.4)$$

Debido a que  $v$  no puede ser igual a  $c$ , es imposible conservar toda la energía en un espacio libre, en otras palabras, se requiere un tercer cuerpo que pueda absorber parte del momento o la energía.

En resumen, la producción de pares electrón-positrón consiste en la incidencia de un fotón de alta energía con, en este contexto, un núcleo de alguna partícula atmosférica, cuando este interactúa con el campo eléctrico del núcleo, el fotón decaerá en un electrón y un positrón, distribuyéndose la energía del RC principal entre todos los involucrados.

## 7.2. Estructura de una cascada electromagnética

Recapitulando, las dos interacciones principales para la producción de una cascada electromagnética según el modelo propuesto por Heitler en 1938 son: el bremsstrahlung

$$e^{\pm} + {}^A_N X \rightarrow e^{\pm} + {}^A_N X + \gamma \quad (7.5)$$

y la producción de pares

$$\gamma + {}^A_N X \rightarrow e^+ + e^- + {}^A_N X \quad (7.6)$$

Donde  ${}^A_N X$  corresponde a un núcleo atómico cualquiera, en cuyo alcance de su campo eléctrico se da lugar a los procesos descritos en las ecuaciones (7.5) y (7.6); el modelo de Heitler [86] asume que la energía inicial se distribuye uniformemente entre los productos electromagnéticos y que el bremsstrahlung y la producción de pares poseen la misma duración (en cuanto al tiempo en que generan partículas); con los parámetros anteriores, el número de partículas de  $i$  generaciones viene dado por la ecuación:

$$N_i = 2^i \quad (7.7)$$

y la energía de  $N_i$  partículas por la ecuación:

$$E_i = \frac{E_0}{N_i} \quad (7.8)$$

Reemplazando  $N_i$  por la ecuación 7.7 se obtendría la energía por generación de partículas:

$$E_i = \frac{E_0}{2^i} \quad (7.9)$$

Donde  $E_0$  corresponde a la energía aportada por el rayos principal y  $2^i$  al número de partículas por generación, notándose que la energía del rayo principal se distribuye entre las partículas de cada generación, en consecuencia, generaciones tardías deberán poseer menores energías que las iniciales.

En [87] la interacción con la materia de la atmósfera, la mayor parte de la energía  $E_0$  se distribuye en la producción de pares y fotones (bremsstrahlung), mientras que una pequeña parte se disipa, los fotones secundarios se someten a la producción de pares o al alcanzar energías más bajas tras generar varias generaciones de partículas sufren dispersiones Compton, además, los electrones y positrones generados también pueden irradiar fotones al acercarse a los núcleos de átomos vecinos; estos procesos generan otras lluvias locales mientras las nuevas partículas producidas descienden por la atmósfera energéticamente hasta que  $E_0$  decae a un punto crítico o energía crítica  $E_c$ .

El [87] modelo de cascada electromagnética de Heitler considera que inicialmente  $E_0$  es mucho mayor que  $E_c$ , cada par de partículas (electrón-positrón) viaja una longitud de radiación y sede la mitad de su energía en el proceso de bremsstrahlung y por último, cada fotón recorre una longitud de radiación para luego crea un par de partículas (electrón-positrón) distribuyendo la mitad de su energía en cada una, con estas consideraciones, se despreja el efecto Compton y otros procesos de colisión, además de que la ramificación de partículas (lluvias) se detiene cuando  $E_0 = E_c$  perdiendo las partículas su energía para ionizar (ver figura 7.5). Ahora, como cada generación secundaria ocurre al mismo tiempo, la ecuación 7.9 puede ser modificada cambiando el número de generaciones  $i$  por la longitud de radiación  $t$  entre estas, obteniendo:

$$E_t = \frac{E_0}{2^t} \quad (7.10)$$

Se sabe que la cascada electromagnética representada en la figura 7.5 se detendrá cuando la energía inicial (de la partícula que inicie alguna cascada) en algún punto alcance un valor crítico, dicho de otro modo,  $E(t) = E_c$ , entonces, aplicando logaritmo en la ecuación (7.10) para extraer la longitud máxima donde se generaran partículas, se obtiene la expresión:

$$t_{max} = \log_2 \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (7.11)$$

Bajo las relaciones de las ecuaciones anteriores, se deduce que el número máximo de partículas estaría dado por:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (7.12)$$

Es decir, está dado por cuantas veces cabe la energía mínima para generar partículas secundarias  $E_c$  en la energía  $E_0$  proporcionada por el rayo cósmico principal. Considerando [86] la profundidad inicial que alcanza el rayo cósmico en la atmósfera  $X_0$  y una longitud de interacción de  $\lambda$ , la profundidad máxima de la lluvia puede describirse como:

$$X_{max} = X_0 + \lambda \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (7.13)$$

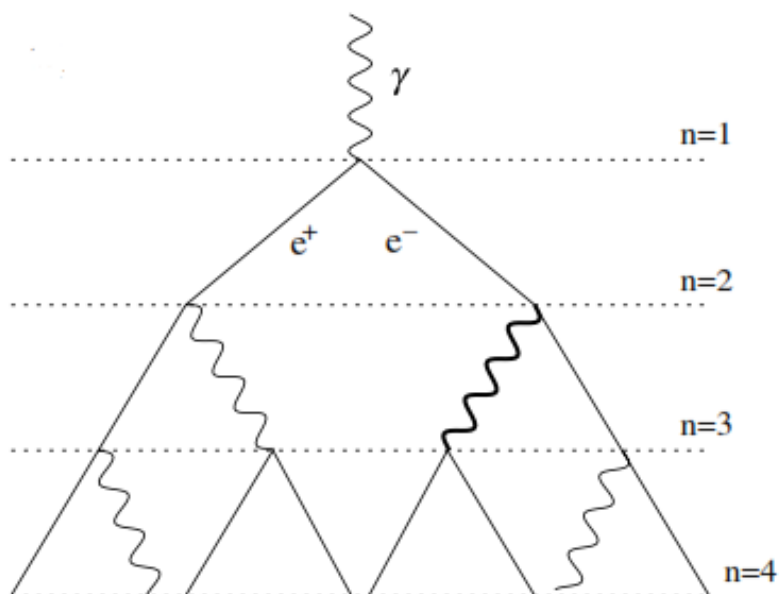


Figura 7.5: Representación esquemática del modelo de cascada electromagnética propuesto por Heitler, en este se observa como el rayo cósmico principal (en este caso, un fotón) de alta energía interactúa con un núcleo de algún átomo de la atmósfera, generando un par electrón-positrón (producción de pares), quienes a su vez mediante el proceso bremsstrahlung invierten parte de su energía en la generación de fotones (simbolizados como las líneas oscilantes) y así hasta hasta lograr  $n$  generaciones, la distancia entre cada  $n$  es de una longitud de onda. Extraído del artículo *A Heitler model of extensive air showers*. **Astroparticle Physics**, por J. Matthews (2005), *Physical Review*, 22(5-6), 387-397.

Este modelo de cascada y sus procesos, es válido sólo para el tipo electromagnética, es decir, iniciadas por fotones y/o electrones (positivos o negativos). Dentro del modelo no se describe una componente muónica (a pesar del parentesco con los electrones), ya que los muones provienen del decaimiento de partículas encontradas en cascadas del tipo hadrónicas, las cuales poseen los tres tipos de componentes característicos de las EAS; la relación entre lluvias electromagnéticas y muónicas es que en una cascada hadrónica la componente muónica puede alimentar con partículas a las interacciones de la componente electromagnética como se verá más adelante). A [87] comienzos de la década de 1940, el físico Bruno Rossi mejoró este modelo electromagnético refinando los parámetros energéticos y manteniendo las interacciones principales (producción de pares y bremsstrahlung).

### 7.3. Cascada hadrónica

Antes de intentar comprender el modelo hadrónico de EAS, es necesario reconocer la existencia de los decaimientos e interacciones a altas energías de las partículas fundamentales que componen la materia, es por ello que se comenzará esta sección con la definición y explicación del denominado ‘Modelo estándar de partículas elementales’ para luego comprender de manera adecuada las partículas, estructura y componentes de una cascada hadrónica.

#### Modelo estándar e interacciones claves dentro de las cascadas hadrónicas

El modelo estándar de física de partículas [88] corresponde a un marco de trabajo desarrollado en los años 70 que plantea la existencia de partículas fundamentales las cuales al interactuar entre sí bajo las cuatro interacciones fundamentales originan toda la materia conocida, dichas partículas en esencia son irreductibles (no poseen una estructura interna), estas se pueden dividir en leptones, quarks y mediadores de interacción; los quarks se dividen en 6 tipos de partículas, up ( $u$ ), down ( $d$ ), strange ( $s$ ), charm ( $c$ ), bottom ( $b$ ) y top ( $t$ ), por otra parte, los leptones se dividen en electrón ( $e^-$ ), neutrino electrónico ( $\nu_e$ ), muón ( $\mu^-$ ), neutrino muónico ( $\nu_\mu$ ), tau ( $\tau$ ) y el neutrino tau ( $\nu_\tau$ ); las partículas elementales interactúan mediante las interacciones de la fuerza electromagnética, gravedad, fuerte y débil, actuando todas a diferentes distancias; la interacción fuerte de corto alcance (de alrededor de  $10^{-15}$  m lo que es igual a 1 fermi) actúa solo entre las partículas quarks (los leptones no la perciben) para formar hadrones, es decir, partículas que poseen una estructura interna, los hadrones pueden dividirse en bariones (formados por tres quarks o anti-quarks) o mesones (constituidos por un quark y anti-quark).

Las partículas elementales [89] pueden ser divididas en un criterio generacional, específicamente tres (ver figura 7.6), esta clasificación está relacionada con el modo en que la interacción débil interactúa sobre las partículas y básicamente expone que la fuerza débil puede transformar un leptón en otro que pertenezca a la misma generación, también esta interacción puede actuar entre generaciones de quarks distintas; para que dos partículas interactúen, estas se deben acercar lo suficiente como para que las interacciones fundamentales puedan modificar su estado pudiendo tener dos posibles reacciones, la primera es la desviación del recorrido de las partículas en el espacio-tiempo y la segunda, es que las partículas puedan cambiar (como en la figura 7.6) o generar nuevas partículas, los



resultados dependerán de las condiciones iniciales, fuerzas fundamentales y las leyes de conservación (todas las interacciones deben conservar la energía, carga eléctrica y momento).

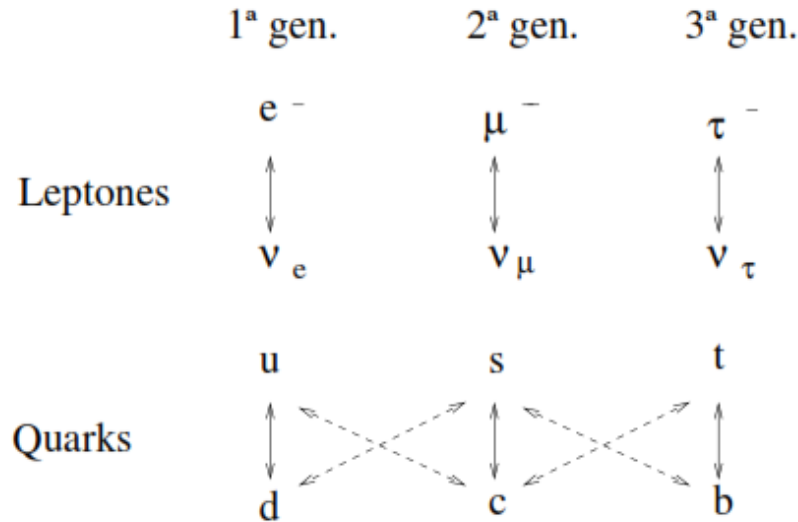


Figura 7.6: El diagrama muestra en que partícula se puede transformar un leptón y un quark gracias a los efectos de la interacción débil sobre las partículas elementales, y la división de generaciones. Extraído del texto *Introducción a la astrofísica relativista*, por G. Romero. (2015), Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, página 23.

La interacción más simple entre partículas hadrónicas, como lo es un protón (conformado por quarks), puede describirse como:

$$p + p \rightarrow p + p \tag{7.14}$$

La reacción anterior es neutra, es decir, no surgió una nueva partícula (probablemente solo un cambio de dirección), sin embargo, esto cambia cuando se incrementa la energía, pudiendo surgir 2 posibles resultados:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \tag{7.15}$$

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- \tag{7.16}$$

Desde el punto de vista de los quarks, la reacción de la ecuación 7.15 puede ser representada con la siguiente distribución de partículas elementales:

$$\begin{bmatrix} u \\ u \\ d \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} u \\ u \\ d \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} u \\ u \\ d \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} u \\ u \\ d \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} u \\ \bar{u} \end{bmatrix}$$

A diferencia del resultado de la reacción 7.14, en la interacción 7.15 se observa que aparte de resultar la interacción energética en dos protones, también se origina un par quark-antiquark (u y  $\bar{u}$ ) lo que se traduce en un pión neutro, sin embargo, al aumentar aún más la energía, también crece la multiplicidad de los piones producidos, pudiéndose describir como:

$$p + p \rightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (7.17)$$

$a$  y  $b$  corresponden a números naturales que indican cuanto se pueden multiplicar las partículas dependiendo de la energía involucrada; en el caso de interacciones de partículas con energías extremas, pueden surgir como resultado partículas aún más complejas:

$$p + p \rightarrow p + \Sigma^+ + K^0 \quad (7.18)$$

O también

$$p + p \rightarrow p + n + \Sigma^+ + \bar{K}^0 \quad (7.19)$$

En este último resultado de interacción, se observa un barión  $\Sigma$  y Kaones ( $K^0$ ,  $K^+$  y  $\bar{K}^-$ ) que corresponden a tipos de mesones. La interacción fuerte no puede interactuar sobre largas distancias, debido a que su intensidad incrementa en función de esta, en dado caso, si a un protón se le hace colisionar a altas energías con otro, el trabajo realizado sobre un quark de su estructura incrementa la energía del campo fuerte materializando un mesón como resultado, por otro lado, si se da energía a todos los quarks, el campo fuerte produce pares de partículas quarks-antiquarks, debido a esto no se puede encontrar quarks de manera individual, cabe mencionar que, las perturbaciones de estos campos son discretas y generan partículas mensajeras o mediadores de interacción, entre estos se pueden mencionar a los fotones (mediadores de la interacción electromagnética), gluones (partícula con carga mediadora de la interacción fuerte), bosones masivos (partículas mediadoras de la interacción débil, se pueden encontrar con cargas o neutros) y por último, el gravitón (es una partícula que siente la interacción gravitatoria careciendo de carga y masa en reposo, es teórica).

### Decaimiento de partículas fundamentales

Anteriormente de alguna manera se ha mencionado el término ‘decaimiento’, específicamente, este hace referencia a [89] un proceso por el cual la energía de una partícula o ella en sí misma

se transforma en un cierto número de partículas menos energéticas, este fenómeno también ocurre cuando un electrón desciende de nivel energético entre los orbitales emanado el excedente de energía en forma de fotón; otra manera de entender este concepto es que [90] las partículas fundamentales poseen la tendencia a desintegrarse o descomponerse en otras partículas más ligeras y de menor energía, siempre y cuando las leyes de conservación lo permitan; los neutrinos y fotones son estables pues no poseen masa, por lo tanto, no pueden desintegrarse en algo más liviano, el electrón igualmente es estable debido a que es la partícula cargada más ligera, por lo que la conservación de la carga se lo impide, en el caso del protón, este es relativamente estable, pues es el barión más ligero y su conservación numérica lo beneficia (de la misma manera, el positrón y antiprotón son considerados estables); a excepción de las partículas mencionadas, todas las otras se desintegran espontáneamente o poseen vidas medias (permanencia) muy cortas, incluso los neutrones a no ser que logren estabilizarse en un núcleo atómico.

En relación a la permanencia, [90] el muón posee un tiempo de vida medio de  $2,2 \times 10^{-6}$  s, el  $\pi^+$  de  $2,6 \times 10^{-8}$  s y el  $\pi^0$  de  $8,3 \times 10^{-17}$  s. La mayoría de las partículas presentan más de un camino de decaimiento, por ejemplo, el 64% de los kaones  $K^+$  decaen en  $\mu^+ + \nu_\mu$ , 21% de estos en  $\pi^+ + \pi^0$ , el 6% en  $\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$  y un 5% en  $e^+ + \nu_e + \pi^0$ ; así como se ha mostrado, algunas partículas complejas según las condiciones iniciales pueden tomar distintas rutas de descomposición generando diferentes resultados o nuevas partículas, por ejemplo, en base a las interacciones fundamentales, [89] dos hadrones pueden estar compuestos por los mismos quarks, pero en distintos niveles energéticos y el decaimiento se produce a través de la emanación de ese exceso de energía en forma de fotón como ocurre en el decaimiento electromagnético de la partícula  $\Sigma^0$ :

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma \quad (7.20)$$

$\Sigma^0$  y  $\Lambda$  son bariones, ambas formadas por un quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$ , diferenciándose en que la primera posee un nivel energético más alto y al decaer el exceso de energía se transforma en un fotón, en otros casos, una partícula piónica puede decaer mediante la aniquilación directa de un par quark-antiquark generando dos fotones como se representa a continuación:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (7.21)$$

El pión neutro ( $\pi^0$ ) es un mesón conformado por un par quark-antiquark ( $d$  y  $\bar{d}$ ), el cual puede aniquilarse entre si generando fotones y de esta manera liberar su energía. Por otro lado, un neutrón ( $n$ ) aislado al poseer una masa mayor a la del protón ( $p$ ) puede decaer como:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (7.22)$$

El neutrón decae en un protón, un electrón y un neutrino poseyendo un tiempo de vida medio de  $886 \pm 1$  s; si bien se ha mencionado que los piones neutros decaen de manera electromagnética, esto no ocurre en piones cargados pues la conservación de la carga y otras propiedades internas se

lo impiden; los piones cargados decaen a través de los bosones  $W$  (partículas mediadoras de la interacción débil), originando como producto del decaimiento:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (7.23)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (7.24)$$

Las reacciones 7.23 y 7.24 son similares en el sentido de que ambas interacciones son mediadas por un bosón, sin embargo, se observan productos distintos, en la primera un muón y un neutrino, mientras que en la segunda un anti-muón y un anti-neutrino muónico; en un caso contrario, en el decaimiento de leptones el muón y el tau se desintegran en partículas leptónicas de generaciones más ligeras mediante la emisión de un bosón  $W$  describiéndose las reacciones de decaimiento:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (7.25)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\tau + \bar{\nu}_\mu \quad (7.26)$$

El muón decae mediante la emanación de un bosón  $W$ , un electrón, un neutrino muónica y un anti-neutrino electrónico, por otra parte, la partícula leptónica tau decae en un muón, un neutrino tau y anti-neutrino muónico.

## 7.4. Estructura de una cascada hadrónica

La mayor parte de las cascadas detectadas en la atmósfera terrestre [91] son originadas por hadrones que producen partículas secundarias al colisionar energéticamente con núcleos pertenecientes a las moléculas que componen la atmósfera, estos impactos generan lluvias de partículas secundarias que se propagan en la dirección del vector de momento inicial del rayo cósmico primario y al mismo tiempo se extiende lateralmente debido al momento transversal de las partículas secundarias y efectos de dispersión; cuando el rayo cósmico principal desata la cascada, [92] partículas como los kaones y piones cargados decaen en muones y neutrinos, mientras que fotones y electrones de alta energía nacen principalmente de procesos electromagnéticos. Si bien una partícula puede seguir diferentes caminos de desintegración, existen decaimientos más probables que otros (ver figuras 7.7 y 7.8).

En cuanto a la estructura de la cascada hadrónica, el [91] desarrollo lateral y vertical de esta depende de la energía del rayo primario, pues entre más energética más profundidad alcanzará en la atmósfera, al punto de ser detectada a nivel mar, si la energía es baja, entonces la cascada tendrá

Particle symbol	Partial decay modes	Branching fraction [%]	Mean life [s]
$\pi^\pm$	$\rightarrow \mu^\pm + (\bar{\nu}_\mu)$	99.99	$2.603 \cdot 10^{-8}$
$K^\pm$	$\rightarrow \mu^\pm + (\bar{\nu}_\mu)$	63.43	$1.238 \cdot 10^{-8}$
	$\rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + (\bar{\nu}_\mu)$	3.27	
$\tau^\pm$	$\rightarrow \mu^\pm + (\bar{\nu}_\mu) + (\bar{\nu}_\tau)$	17.36	$2.906 \cdot 10^{-13}$

Figura 7.7: En la primera columna se muestran diferentes partículas en su forma simbólica (Particle symbol), seguidamente los modos de descomposición parcial (partial decay modes) o las partículas resultantes del decaimiento, luego la fracción de ramificación (branching fraction) o la probabilidad de decaer en cierto camino y finalmente la vida media de las partículas de la primera columna; en general, la tabla muestra las principales partículas progenitoras de muones y neutrinos muónicos que alimentan a la cascada hadrónica, además, de los caminos de decaimiento más probables de dichas partículas. Cabe mencionar que en la tabla no aparece el decaimiento del pión neutro ( $\pi^0$ ) en dos fotones ( $\gamma$ ), siendo este uno de los caminos más probables (casi del 100%) que alimenta a la componente electromagnética de la cascada. Extraído y modificado del texto *Extensive Air Showers and High Energy Phenomena*, por P. Grieder (2010), Universidad Nacional de La Plata, Springer, página 207.

Particle symbol	Partial decay modes	Branching fraction [%]	Mean life [s]
$\mu^-$	$\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	$\approx 100$	$2.197 \cdot 10^{-6}$
$\mu^+$	$\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	$\approx 100$	$2.197 \cdot 10^{-6}$
$K^\pm$	$\rightarrow \pi^0 + e^\pm + (\bar{\nu}_e)$	4.87	$1.238 \cdot 10^{-8}$
$\tau^\pm$	$\rightarrow e^\pm + (\bar{\nu}_e) + (\bar{\nu}_\tau)$	17.84	$2.906 \cdot 10^{-13}$
	$\rightarrow \mu^\pm + (\bar{\nu}_\mu) + (\bar{\nu}_\tau)$	17.36	$2.906 \cdot 10^{-13}$

Figura 7.8: En la primera columna se muestra la forma simbólica de las partículas (Particle symbol), seguidamente los modos de descomposición parcial (partial decay modes) o las partículas resultantes del decaimiento, luego la fracción de ramificación (branching fraction) o la probabilidad de decaer en cierto tipo de partículas y finalmente la vida media de las especies de la primera columna; la tabla muestra las principales partículas de una cascada hadrónica generadoras de electrones y neutrinos, nótese que existen dos decaimientos ( $\mu^-$  y  $\mu^+$ ) que son más probables de ocurrir que el resto, siendo claves en la generación de electrones y positrones en la cascada. Extraído y modificado del texto *Extensive Air Showers and High Energy Phenomena*, por P. Grieder (2010), Springer, página 227.

su final energético en la atmósfera, en general, este tipo de cascadas está compuesta por un 90 % de electrones y fotones, 10 % muones y un 1 % de hadrones, en cuanto a la cantidad de partículas que produzca la cascada, esta dependerá de la energía inicial, el ángulo de incidencia o cenital y la altura a la ocurra la primera colisión del rayo cósmico principal y un núcleo atmosférico, la mejor manera de comprender la estructura y componentes de esta, es suponer que el ángulo cenital es de  $0^\circ$ , es decir, la partícula primaria colisiona perpendicularmente en la atmósfera, teniendo esto en consideración, la cascada puede ser entendida como el esquema de la figura 7.9.

Cuando [94] un protón (o algún núcleo atómico) de alta energía proveniente del espacio exterior impacta un núcleo atmosférico, este (o ambos, en casos de que el rayo primario sea un núcleo más complejo) se fragmenta en muchos núcleos más ligeros o astillas (spallation) los cuales son eyectados adquiriendo gran momento lineal en dirección del rayos principal. Utilizando como imagen referencial la figura 7.9 donde el rayo cósmicos principal corresponde a un núcleo de hidrógeno, el impacto [95] con un núcleo atmosférico más pesado genera el rompimiento de estos y la emisión de nucleones secundarios altamente energéticos, piones neutros ( $\pi^0$ ) y cargados ( $\pi^\pm$ ); los piones neutros al poseer vidas medias cortas decaen rápidamente en 2 fotones ( $\gamma$ ) los cuales al interactuar con partículas más profundas de la atmósfera inician lluvias electromagnéticas locales mediante la generación de pares y bremsstrahlung conformando así la componente electromagnética, por otro lado, los piones cargados decaen (pionización) rápidamente, los piones positivos ( $\pi^+$ ) en antimuones ( $\mu^+$ ) y neutrinos muónicos ( $\nu_\mu$ ), mientras que los piones negativos ( $\pi^-$ ) en muones ( $\mu^-$ ) y antineutrinos muónicos ( $\bar{\nu}_\mu$ ); a su vez los antimuones de baja energía resultantes de la pionización decaen en positrones ( $e^+$ ), neutrinos electrónicos ( $\nu_e$ ) y antineutrinos muónicos ( $\bar{\nu}_\mu$ ), por último, los muones se decaen en electrones ( $e^-$ ), antineutrinos electrónicos ( $\bar{\nu}_e$ ) y neutrinos muónicos ( $\nu_\mu$ ), los muones producidos corresponden a la componente muónica de la cascada, cuando son generados a muy altas energías, virtualmente no logran interactuar con otros núcleos logrando llegar a la superficie terrestre; los electrones y positrones generados en estos decaimientos ayudan a alimentar a la componente electromagnética de la cascada participando en la generación de fotones, cabe mencionar que aunque no se visualicen en el esquema de la figura 7.9, en el primer impacto aparte de piones y nucleones energéticos, también pueden generarse (aunque no como un producto principal) kaones ( $K$ ) y partículas tau ( $\tau$ ) quienes degradándose como se muestra en las figuras 7.7 y 7.8, aportando principalmente a la generación de muones y electrones, finalmente, un último componente que se origina de la colisión inicial son los nucleones de alta energía, estos corresponden a protones ( $P$ ) y neutrones ( $N$ ) los cuales eventualmente debido a múltiples colisiones con otras partículas y bajas de energía generan nuevos protones ( $p$ ) y neutrones ( $n$ ) menos energéticos los cuales pueden ser detectados en la superficie si es que la cascada cuenta con la energía suficiente, estas últimas partículas conforman la componente nucleónica o hadrónica.

Una forma de visualizar las cascadas hadrónicas utilizando [96] el modelo de Heitler propuesto en el artículo ‘The quantum theory of radiation’ de 1954, pero asumiendo que el RC principal es un hadrón, considerando lo anterior, se puede suponer que [97] la partícula que inicia la cascada comienza aportando una energía inicial  $E_0$  (en unidades de GeV) e interactúa con la atmósfera a una profundidad de  $\lambda_N$ , al colisionar con un núcleo (primera interacción) la energía inicial se reduce en  $(1 - k_{el})$  siendo  $K_{el}$  la proporción de energía perdida, de dicha interacción nace un número de piones secundarios ( $m$ ) de los cuales un tercio son neutros ( $\pi^0$ ) y estos eventualmente decaerán con mayor probabilidad en fotones ( $\gamma$ ) con energías iguales (algo que se debe resaltar, es que este modelo

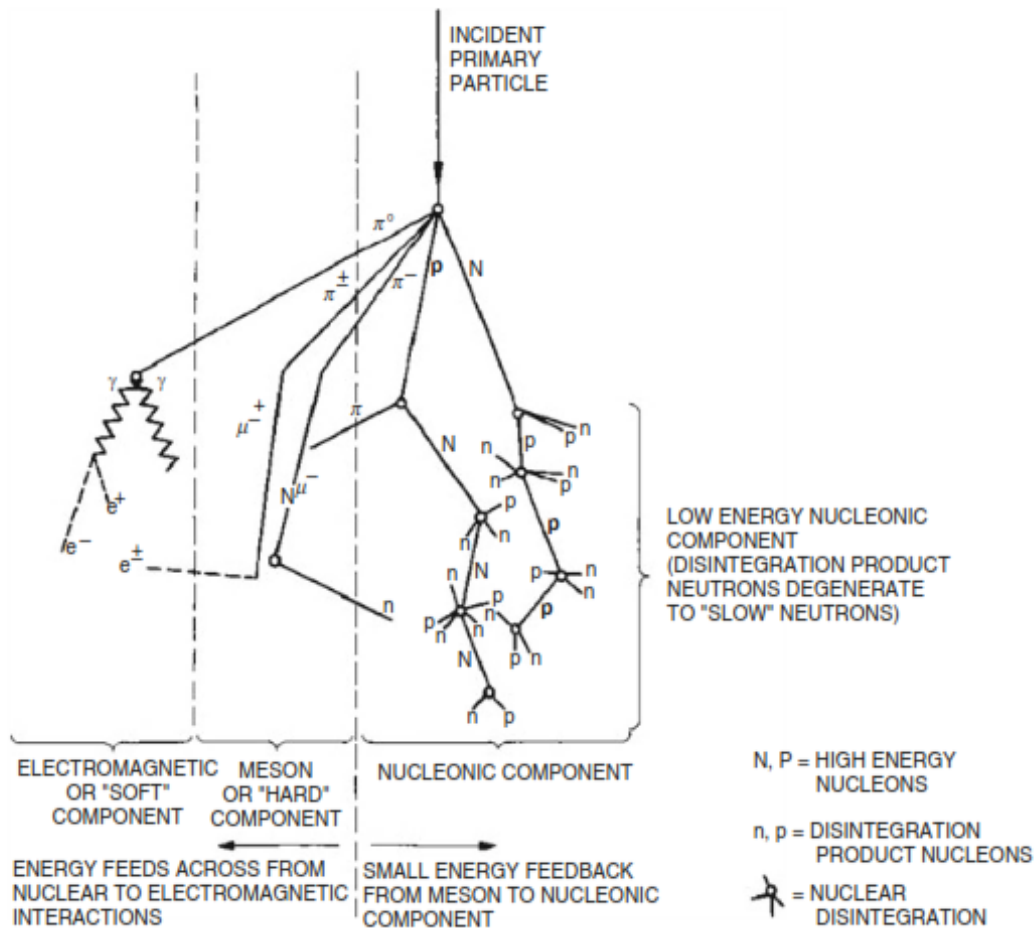


Figura 7.9: Modelo de una cascada hadrónica iniciada por una partícula primaria incidente (Incident primary particle) muy energética la cual al impactar con un núcleo atmosférico origina partículas inestables que decaen rápidamente conformando las componentes electromagnética, muónica y hadrónica; adicionalmente, se distingue como las partículas resultantes de los decaimientos alimentan a otras componentes de la cascada. Extraído del texto *Celestial Messengers*, por M. Bertolotti (2013), Springer, página 208.

considera que de la primera colisión nacen sólo piones y estos decaen solamente en fotones, ignorando otras partículas), dicho esto, se puede describir la profundidad máxima que alcanzará la cascada en base a la suma entre la profundidad máxima de la componente electromagnética y la longitud de interacción del nucleón primario ( $\lambda_N$ ), resultando la expresión:

$$X_{max} = X_0 \cdot \ln \left( \frac{2(1 - K_{el})E_0}{\frac{m}{3}\epsilon_0} \right) + \lambda_N(E_0) \quad (7.27)$$

De la ecuación anterior, se debe mencionar que la profundidad de la primera interacción ( $\lambda_N$ ) depende de la energía inicial del rayo cósmico principal y que el término  $\epsilon_0$  representa la energía perdida por los electrones en la cascada electromagnética; el número máximo de electrones  $N_e^{Max}$  en la máxima profundidad puede ser descrito como:

$$N_e^{Max} = \frac{1}{2} \frac{m}{3} \frac{(1 - K_{el})E_0}{\epsilon_0} \quad (7.28)$$

En la ecuación anterior se observan dos factores numéricos,  $1/3$  representa la proporción o multiplicidad de piones neutrales y  $1/2$  corresponde a la división energética de las mismas partículas. Las ecuaciones 7.27 y 7.28 sólo consideran como participantes activos de la cascada a los piones de primera generación, ignorando las demás partículas, lo que se refleja una aproximación relativamente deficiente de la realidad.

Otra forma de visualizar la cantidad de electrones máxima ( $N_e^{Max}$ ), es a través de [98] la parametrización longitudinal de la cascada realizada por el físico Thomas Gaisser, quien consideró que el desarrollo longitudinal de esta se encuentra en función de la posición en la que ocurren las interacciones a lo largo de la atmósfera, de esta manera desarrolló la ecuación:

$$N_e(x) = N_e^{Max} \left( \frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max} - \lambda}{\lambda}} \exp^{-\frac{X - X_1}{\lambda}} \quad (7.29)$$

La expresión anterior entrega el número de electrones en función de la posición en la atmósfera,  $X_1$  corresponde al primer punto de interacción,  $X_{max}$  a la posición máxima donde se detecta la componente electromagnética,  $N_e^{Max}$  al número máximo de electrones y finalmente  $\lambda$  corresponde al camino libre medio o espacio donde no hay interacciones; el número máximo de partículas dependerá de la energía inicial y cuando esta se segmente lo suficiente alcanzará un valor crítico donde la cascada dejará de generar nuevas partículas y también alcanzará su longitud máxima. Un trabajo realizado por [86] el físico James Matthews publicado el 2005, propone un método más eficiente para manejar las cascadas hadrónicas basándose en el modelo de Heitler, pero incluyendo nuevos parámetros como lo es considerar que el número de muones de una lluvia está relacionado con el número total de piones, relacionados estos entre sí por los procesos de decaimiento descritos como:

$$\ln N_\mu = \ln N_\pi = n_c \frac{2m}{3} = \beta \ln \left( \frac{E_0}{\epsilon_\pi} \right) \quad (7.30)$$



En la expresión se deja en evidencia la relación directa entre el número de muones ( $N_\mu$ ) y el de piones ( $N_\pi$ ) en su forma logarítmica,  $\epsilon_\pi$  corresponde a la energía efectiva; además de la misma expresión se puede deducir que:

$$N_\mu = \left( \frac{E_0^\beta}{\epsilon_\pi} \right) \quad (7.31)$$

Donde  $\beta$  corresponde a la multiplicidad de piones cargados la cual dependerá de las condiciones iniciales. Finalmente, con estas relaciones Matthews construyó una expresión que podía representar la longitud o profundidad máxima ( $X_{max}^A$ ) de una cascada iniciada por núcleos más pesados:

$$X_{max}^A = X_0 \ln \left( \frac{2E_0(1 - K_{el})}{A\epsilon_0(\frac{m}{3})} \right) + \lambda_N(E_0) \quad (7.32)$$

Donde  $X_0$  corresponde a la posición inicial de la primera colisión y  $A$  a la tasa de elongación de las lluvias.



## Capítulo 8

# Espectro energético de los rayos cósmicos

Como se ha mencionado en el transcurso de las secciones anteriores, los rayos cósmicos desencadenan cascadas muy energéticas en la atmósfera terrestre, este fenómeno ocurre gracias a una partícula primaria con energía  $E_0$ ; [99] no todos los rayos principales poseen la misma energía debido a que estos pueden sufrir la influencia de diversos aceleradores cósmicos, permitiéndoles alcanzar velocidades relativistas; los lugares o cuerpos de aceleración de RCs de la galaxia local están correlacionados con la dinámica de formación de estrellas masivas, evolución estelar y explosiones de supernovas, por todo esto se habla de un espectro de energía de RCs.

La radiación cósmica [100] incidente sobre la atmósfera terrestre es de carácter isotrópica, es decir, es relativamente igual (desde el punto de vista energético) en todas las direcciones del espacio, esto se debe a que si bien existen múltiples fuentes de RCs dispersas en el cosmos con diferentes naturalezas, el campo magnético galáctico regula esta anisotropía de partículas cargadas; por esta regulación del flujo de partículas incidentes, es imposible determinar de alguna manera el camino recorrido originalmente por las partículas primarias, pues estos se ven modificados al ingresar a la galaxia y en la atmósfera. Existen ocasiones en las que [101] la isotropía se ve perturbada debido a pequeñas anisotropías (del orden de una parte por mil) ocasionadas por RCs con energías relativamente superiores a los TeV en regiones espaciales de unos  $10^\circ$  (detectados por MILAGRO, ICECUBE, HAWC Y ARGO); para acelerar una partícula a energías denominadas como ‘ultra alta energía’, es decir, cuando superan los  $10^{18}$  eV o EeV, se requieren condiciones que se dan en cuerpos astrofísicos como agujeros negros supermasivos o eventos transitorios de alta energía, sin embargo, detectar estas partículas es extremadamente extraño debido a que en su mayoría proceden de galaxias externas y al poseer tanta energía, el campo magnético de la galaxia local no puede confinar esas partículas.

En base a la isotropía de los RCs, se puede estimar [102] el flujo o número de partículas incidentes por unidad de tiempo y con ello la energía de estas a través de un detector hipotético como el que se presenta en la figura 8.1, compuesto por dos placas de áreas  $A$  con una separación  $\Delta z$ ; para determinar el número de partículas  $N$  incidentes en el tiempo sobre la superficie del detector  $A$ , se debe considerar la proyección de esta en el ángulo sólido  $d\Omega$  (medido en estereorradián o sr) estructurado por una cenital  $\theta$  y azimutal  $\varphi$  que dependerán de la dirección de llegada de las partículas, entonces, se puede deducir la forma diferencial ángulo sólido, quedando:

$$d\Omega = \text{sen } \theta d\theta d\varphi \quad (8.1)$$

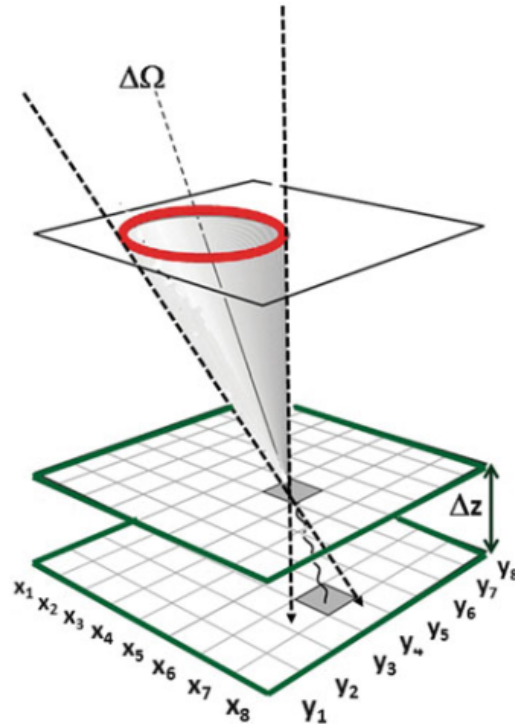


Figura 8.1: Esquema de un detector de rayos cósmicos simples de condiciones ideales, se compone de dos detectores planos segmentados de áreas  $A$  en los ejes  $x$  e  $y$ , separados verticalmente por una distancia  $\Delta z$ , sobre un segmento infinitesimal de la superficie superior impactan desde diversas direcciones rayos cósmicos describiendo una región angular  $d\Omega$  o  $(\Delta\Omega)$  sobre el segmento infinitesimal de la superficie. Extraído del texto *Probes of multimessenger astrophysics, Charged comics rays, neutrinos,  $\gamma$ -rays and gravitational waves*, por M. Spurio (2018), Springer, página 40.

La ecuación anterior se denomina ‘factor geométrico’; una vez obtenida proyección recorrida por las partículas cósmicas, para estimar el número de RCs  $N$  que logran ser captados por el detector se deben considerar supuestos ideales, como que debido a la isotropía de los RCs la intensidad  $I$  es constante en el tiempo  $T$  definido (tiempo de detección), el área de detección  $A$  es constante y que existe una simetría entre el ángulo  $\theta$  y  $\varphi$  (obtenida al resolver la forma diferencial del ángulo  $\varphi$  y reemplazarlo en la ecuación (8.1)), tal que:

$$d\Omega = 2\pi \operatorname{sen} \theta d\theta \quad (8.2)$$

Por lo tanto,  $N$  podría describirse como:

$$dN = I \cdot dA \cdot dT \cdot d\Omega \cdot dE \quad (8.3)$$

Al reemplazar los supuestos ideales en (8.3) se obtendría:

$$dN = I \cdot A \cdot T \cdot 2\pi \cdot \operatorname{sen} \theta d\theta \cdot dE \quad (8.4)$$

O de otra forma:

$$\frac{dN}{d\theta dE} = 2\pi \cdot A \cdot T \cdot I \cdot \operatorname{sen} \theta \quad (8.5)$$

De esta manera es posible medir la intensidad de los RCs contando la cantidad de partículas  $N$  en intervalos de  $\theta$  y energía  $E_0$ ; una forma más acotada de esta ecuación sería:

$$I(E) \equiv \frac{d(N/A \cdot T)}{d\Omega \cdot dE} \quad (8.6)$$

La intensidad  $I(E)$  se mide en  $\frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{ sr s GeV}}$  (cantidad de partículas energéticas que pasan por la proyección del ángulo sólido de un área por tiempo), sin embargo, la energía de las partículas sólo puede ser medida si esta supera un umbral energético  $E_0$  (energía mínima para generar lluvias y que logra ser detectada), entonces la ecuación (8.6) puede ser modificada considerando un rango energético de  $E_0$  hasta el infinito, resultando en:

$$I(E > E_0) \equiv \frac{d(N/A \cdot T)}{d\Omega} (E) = \int_{E_0}^{\infty} \frac{d^2 N}{A \cdot T \cdot dE \cdot d\Omega} dE \quad (8.7)$$

La expresión resultante corresponde a la intensidad de partículas con energías superiores a un umbral mínimo  $E_0$  adquiriendo la unidad de medida  $\frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{sr s}}$ .

Debido a que la llegada de los rayos cósmicos es isótropa, se puede determinar su flujo  $\phi$  (entendiéndose como el número de partículas que logran entrar de manera perpendicular al área de recolección del detector por el tiempo e intervalos de energía poseyendo la unidad de medida  $\frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{sr s GeV}}$ ) en distintos detectores con diversas áreas de captación; el flujo sobre una superficie  $A$  esférica está definido por la ecuación (8.6), pero considerando la topología de la superficie, resultando en la ecuación:

$$\frac{dN}{A \cdot T \cdot dE}(E) = 4\pi \frac{d^2N}{A \cdot T \cdot dEd\Omega}(E) = 4I(E) \quad (8.8)$$

El flujo sobre un detector plano (figura 8.1) desde un hemisferio puede describirse como:

$$f(E) = \int \frac{d^2N}{A \cdot T \cdot dEd\Omega} \cos \theta d\Omega \quad (8.9)$$

De la ecuación anterior,  $\theta$  corresponde al ángulo entre el eje perpendicular a la superficie  $A$  y la dirección de la partícula entrante,  $d\Omega$  al ángulo sólido y  $dE$  al intervalo de energía, desarrollando los límites de integración se obtiene:

$$f(E) = \Omega(E) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Omega \sin \theta \cos \theta \quad (8.10)$$

Finalmente, al resolver la integral de la ecuación (8.10) se obtiene:

$$f(E) = \pi\phi(E) \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \sin(2\theta) = \pi\phi(E) \quad (8.11)$$

Al comparar el flujo sobre un sistema esférico con el plano, se puede observar que sólo se diferencian en la constante que acompaña a  $I(E)$ .

Los análisis planteados anteriormente permiten visualizar la idea de flujo y su relación con la energía; con el paso de los años y con ellos la modernización de los detectores de estas partículas, se ha logrado trazar el espectro energético de los RCs permitiendo profundizar de mejor manera en el estudio de estas partículas.

## 8.1. Sección Knee y Ankle del espectro energético

A través de diversas mediciones [103] en cuanto a la energía y el flujo de los rayos cósmicos, se ha logrado identificar una relación en cuanto a estas variables las cuales construyen una curva que se define como el espectro energético, el cual propone que [102] el flujo detectado de los rayos cósmicos depende de la energía con la que estos ingresan a la Tierra, como se puede observar en la figura 8.2, el flujo energético cae abruptamente con la energía, en dicha caída se logran observar 3 intervalos de transición energética los cuales se denominan *Knee*, *2nd Knee* y *Ankle* en los que la pendiente del espectro cambia.

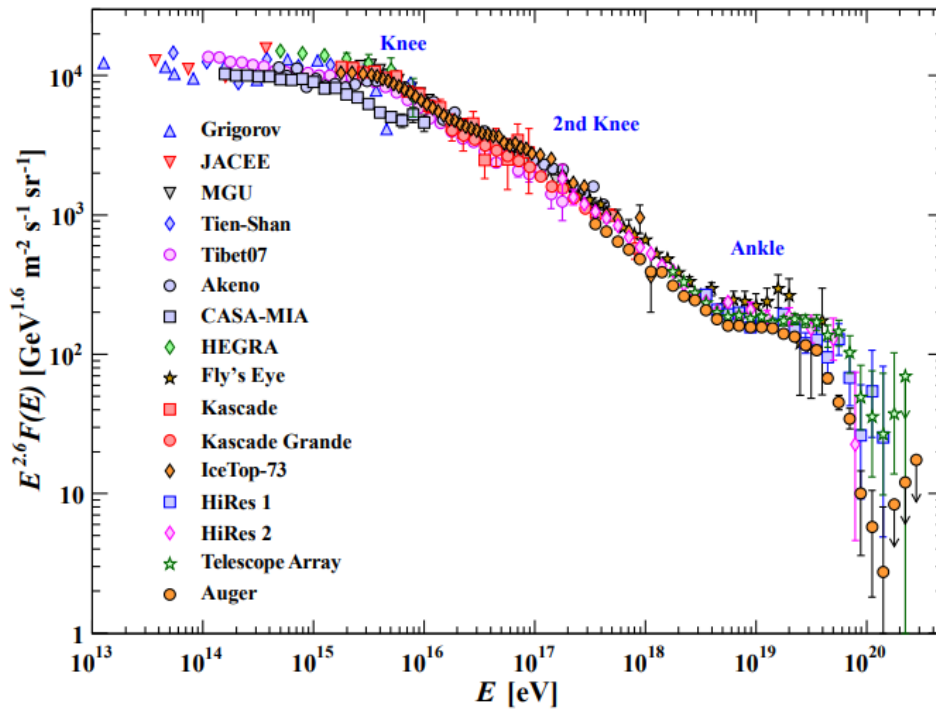


Figura 8.2: Espectro de energía de los RCs (construido gracias a los datos aportados por los experimentos mencionados dentro del gráfico), expone el el flujo diferencial  $\phi(E)$  (eje y) en función de la energía de las partículas  $E$  en eV (eje x); con la intención de evidenciar de manera explícita las transiciones energéticas knee, second knee y ankle, el eje y fue multiplicado por una potencia de energía de  $E^{2.6}$ . Extraído del artículo *Review of Particle Physics (Particle Data Group), Cosmic Rays*, por K. Olive y otros. (2018), *Chinese physics C.*, 38(9), 383.

El [101] flujo de rayos cósmicos está regulado por diferentes factores, por encima de algunos GeV (donde la contribución de partículas provenientes del sol son despreciables) el espectro de energía puede describirse como una ley de potencias [102] con la forma:

$$\phi(E) = K \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (8.12)$$

Donde  $E_0$  corresponde a la energía mínima de RC para lograr llegar a la Tierra ( $E_0 = 1$  GeV), al integrar sobre la energía la ecuación anterior, se obtiene:

$$\phi(E > E_0) = \frac{KE_0}{(\alpha - 1)} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha+1} = \frac{KE_0}{(\alpha - 1)} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \quad (8.13)$$

Esta última expresión considera a partículas que posean una energía superior a la energía mínima para ingresar a la Tierra (ósea  $E > E_0$ ) midiéndose la nueva expresión en  $\frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{ sr s}}$ , el parámetro  $\alpha$  representa a la pendiente del espectro de rayos cósmicos (más específicamente, el índice espectral diferencial de flujo de rayos cósmicos), por otro lado,  $K$  corresponde a un factor de normalización y  $\gamma \equiv \alpha - 1$  a un índice espectral integral, los valores numérico que representan son obtenidos mediante ajustes sobre los datos experimentales; a través del índice  $\gamma$  se establecen las transiciones observadas en la curva del espectro energético, estas transiciones pueden explicarse con el origen y energía adquirida debido a diversos modos de aceleración que pueden sufrir las partículas cósmicas.

Los [104] quiebres en la curva del espectro energético otorgan información sobre el origen y tipo de aceleración que sufren los RCs para adquirir sus energías características; la [101] primera transición energética *knee* ocurre al rededor de los  $5 \cdot 10^{15}$  eV con un índice integral de  $\gamma = 2,7$  y se asocia a la transición entre los RCs cósmicos galácticos a los extragalácticos (el flujo energético de partículas antes del *knee* corresponden a partículas provenientes de la galaxia local), luego de esta sección  $\gamma$  cambia a 3.1 involucrando una alteración en la composición química de los RCs pasando de protones a núcleos más pesado de mayor energía con valores cercanos a los  $10^{17}$  eV, la segunda transición denominada como *ankle*, se encuentra al rededor de los  $5 \cdot 10^{18}$  eV y se cree que su naturaleza es del tipo extragaláctico debido a la energía, finalmente, la transición energética *second knee* con un índice integral entre los 3.1 y 3.3 con una energía cercana a 400 PeV.



## Capítulo 9

# Origen y mecanismos de aceleración de rayos cósmicos

Hasta este punto, se ha dado respuesta a diversas interrogantes relacionadas con los rayos cósmicos, sin embargo, aún no se responde a la pregunta ¿Dónde se originan?, pues sólo se ha mencionado que pueden provenir en cierta medida del Sol u otras inferencias no determinantes, no obstante, para responder acerca del origen de los RCs fuera del sistema solar, se requiere describir los posibles mecanismos de aceleración de estos y necesariamente su propagación en el espacio, pues [105] existe una estrecha relación entre la energía de una partícula cósmica y su origen en algún punto del espacio exterior, dado que, la energía que describen los RCs son adquiridas por diferentes procesos de aceleración inducidos por cuerpos estelares u otras interacciones.

Una de las interacciones principales [105] que influyen en la propagación de los rayos cósmicos en el espacio, es la influencia de los campos magnéticos emitidos por diferentes estructuras cósmicas que logran alterar sus trayectorias debido a la naturaleza intrínseca de estas; la dispersión difusa de las partículas por irregularidades de un campo magnético es crucial tanto en la aceleración como en la propagación; desde una mirada local, el campo magnético de la galaxia es aproximadamente constante y paralelo al brazo de esta que contiene al Sistema Solar, pero con fluctuaciones en cuanto a su forma, lo que interviene en la propagación de los RCs bajo algunos criterios energéticos, una manera de visualizar el comportamiento de las partículas cargadas frente a un campo es observando el comportamiento de estas frente a la modulación solar que, debido al campo magnético  $\vec{B}$  proporcionado por el Sol se ven confinadas o desviadas (ver figura 9.1), ya que los RCs experimentan la Fuerza de Lorentz dada por:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (9.1)$$

Donde  $q$  corresponde a la carga de la partícula,  $\vec{E}$  al campo eléctrico,  $\vec{B}$  al campo magnético y  $\vec{v}$  al vector velocidad de la partícula; en el caso de la figura 9.1, la influencia del plasma altamente conductor presente en el cosmos influye de tal manera en  $\vec{E}$ , que la fuerza se ve reducida tomando la forma:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (9.2)$$

La ecuación resultante propone que la trayectoria descrita por una partícula cargada en torno a un campo magnético será del tipo espiral describiendo un radio giro o radio de Larmor  $r_g$ , dado por la ecuación:

$$r_g = \frac{m \cdot v \operatorname{sen} \alpha}{qB} \quad (9.3)$$

Cuando el ángulo tiende a valores cercanos a  $90^\circ$ , la partícula describe un movimiento espiral de radio casi constante.

Como se mostró anteriormente, las trayectorias de los rayos cósmicos pueden verse perturbadas por la acción del campo magnético natural emitido por diversas estructuras cósmicas lo que dificulta identificar exactamente de donde provienen, es por ello, que para establecer un origen más preciso es necesario identificar [102] mecanismos de aceleración que produzcan RCs como protones (u otras partículas) con espectros de energía que cumplan con la siguiente ley de potencia que define la forma diferencial del flujo de partículas:

$$\frac{d\phi}{dE} = K \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (9.4)$$

Donde  $E_0$  corresponde a la energía mínima para que los RCs ingresen a la Tierra, en este caso 1 GeV, quedando finalmente la expresión:

$$\frac{d\phi}{dE} \propto K (E)^{-\alpha} \quad (9.5)$$

De esta manera, los mecanismos pueden explicar las transiciones energéticas *knee* y *ankle* pertenecientes al espectro energético y así justificar el cómo adquieren dicha energía y de que lugar del espacio deben aproximadamente originarse para lograr obtenerla.

## 9.1. Modelo de aceleración *Bottom-up*

Un modelo revolucionario sobre cómo logran los RCs obtener sus características energías, nace de una conjetura primigenia [107] propuesta en 1933 por los físicos Walter Baade y Fritz Zwicky, esta consistía en que las estrellas masivas culminan en grandes explosiones denominadas supernovas, produciendo rayos cósmicos y dejando tras de sí una estrella colapsada compuesta por neutrones altamente empaquetados, dicho de otro modo, una supernova es la transición entre una estrella ordinaria a una estrella de neutrones, [108] 16 años después Enrico Fermi propuso un modelo que demostraba la conjetura anterior, actualmente, se acepta que la mayor parte de los aceleradores de la Vía Láctea corresponden a ‘remanentes de supernova’ (SNR) o cualquier otro tipo de remanente de colapsos

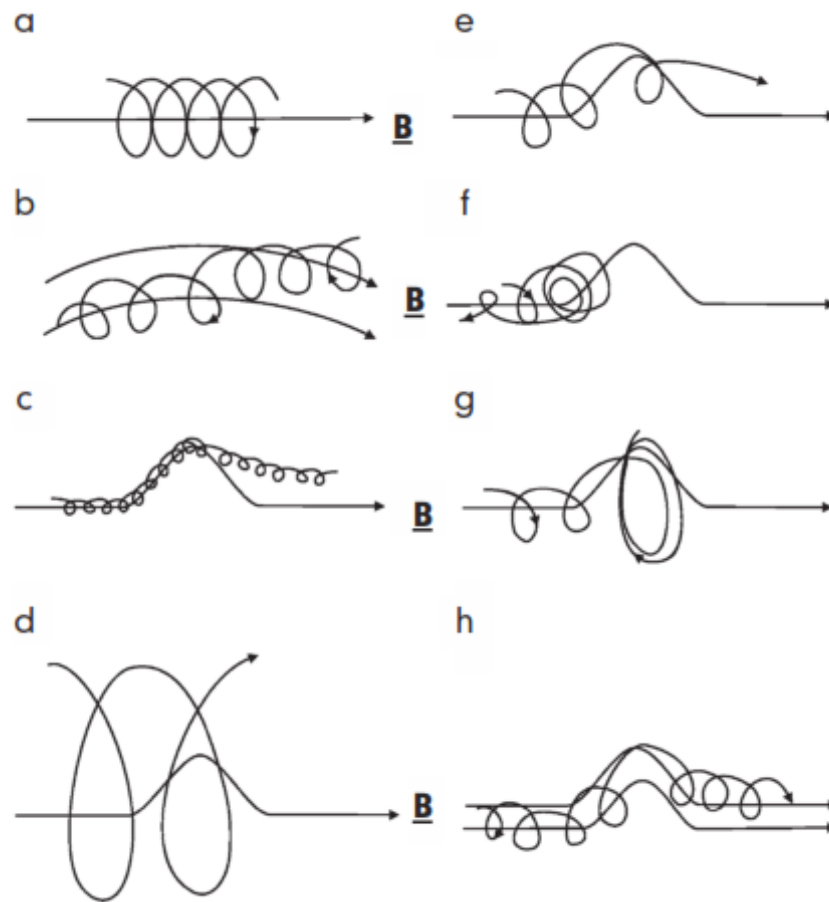


Figura 9.1: El comportamiento de las partículas cargadas cambia según la configuración que presente un campo magnético, frente a un  $\vec{B}$  uniforme las partículas describen movimientos orbitales con un radio igual al radio giro de Larmor (a), cuando  $\vec{B}$  no es uniforme, la partícula se aleja del campo debido al gradiente y la curvatura de este (e), cuando una partícula se encuentra frente a una curvatura en un campo de mucho mayor tamaño que el radio giro de la partícula, esta tenderá a derivar a otra línea de  $\vec{B}$  adyacente (b), en el caso de que el radio giro sea mucho mayor que la curvatura de  $\vec{B}$ , la partícula logrará atravesar la curvatura (d), por otra parte, si la curvatura es muy similar al giro radio de la partícula, pueden ocurrir tres situaciones, esta atravesará la curvatura siguiendo su forma (c), podría reflejarse (f) o quedar atrapada en la curva (g), otra situación que se puede dar, es que una partícula se encuentre con dos líneas de campos paralelos con curvatura, en este caso, la carga puede desplazarse entre los campos pasando por las curvaturas (h). Extraído del texto *Cosmic rays and the particle physics*, por T. Gaisser, R. Engel y E. Resconi (2016), Cambridge University Press, página 188.

gravitatorios; todo modelo [109] que implique la aceleración de partículas en objetos astrofísicos hasta alcanzar altas magnitudes energéticas corresponden al grupo de clasificación ‘Bottom-Up’, entre este tipo de clasificación, el modelo de aceleración más aceptado corresponde al de ‘diffusive shocks acceleration’ o aceleración por choques difusos, el cual se basa en los modelos de aceleración de Fermi propuestos en 1949, a modo general, [110] propone un medio estocástico por el cual las partículas (RCs) colisionan con las nubes interestelares (supernovas) hasta alcanzar altas energías, sus resultado son probabilísticos, es decir, plantea la probabilidad de que un partícula colisione con la nube y de que esta logre escapar del interior del cuerpo estelar; dentro de este proceso (entre la primera interacción y el escape) el RC se energiza. Para lograr comprender los modelos de aceleración y como estos se fueron perfeccionando, inicialmente se explicarán los primero modelos de aceleración de Fermi mediante los espejos magnéticos y finalmente, se expondrá la aceleración por choques difusos.

### Mecanismos de aceleración de Fermi

Las partículas [106] se mueven de manera distinta en torno a un campo magnético dependiendo de la uniformidad de este, en el marco de referencia de un observador externo, [111] la partícula se mueve entorno a un campo magnético uniforme y estático; debido a su propio movimiento en torno al centro de la curvatura de una línea de  $\vec{B}$  (figura 9.2), la partícula desde su punto de referencia integral al radio de Larmor percibirá un campo magnético variable en el tiempo, experimentado desde su perspectiva, un campo eléctrico inducido  $E_{ind}$  el cual puede ser descrito por la ecuación de Faraday:

$$\nabla \times E_{ind} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (9.6)$$

Utilizando como referencia el caso de la figura 9.2, el campo  $E_{ind}$  modifica la energía  $E_{\perp}$  asociada a la componente radial  $v_{\perp}$  de manera proporcional al trabajo ejercido por este, entonces, durante una orbita de giro, la variación de energía perpendicular  $E_{\perp}$  se puede expresar a través del teorema de Stokes:

$$\Delta E_{\perp} = \Delta \left( \frac{mv_{\perp}^2}{2} \right) = \oint q E_{ind} \cdot dl = q \oint \nabla \times E_{ind} \cdot dS = -\frac{q}{c} \oint -\frac{\partial B}{\partial t} \cdot dS \quad (9.7)$$

Las integrales de superficie observadas se extienden siguiendo la orbita recorrida por la partícula en torno al campo magnético durante una rotación, donde  $dS$  corresponde a un diferencial de superficie en torno a  $\vec{B}$  (área circulas considerando el radio de Larmor) y  $dl$  a la forma diferencia de la variación de longitud; desde la perspectiva de la partícula, el campo sufre pequeñas variaciones durante un periodo de Larmor, dado por la expresión:

$$T_L = \frac{2\pi}{\omega_L} \quad (9.8)$$

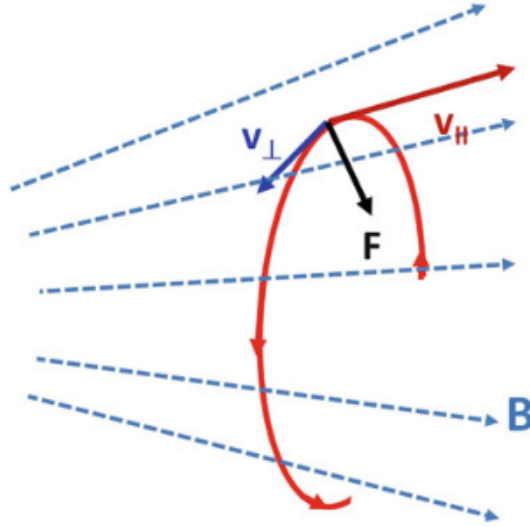


Figura 9.2: Se observa una partícula que describe un movimiento espiral en torno a una línea de un campo magnético no uniforme y en dirección a este, cuando la partícula percibe las perturbaciones de  $\vec{B}$ , experimenta alteraciones en sus componentes de velocidad  $v_{\perp}$  y  $v_{\parallel}$ , al mismo tiempo, la partícula con su movimiento rotacional compensa la fuerza atractiva  $F$  que va en dirección al centro del radio. Extraído del texto *Probes of multimessenger astrophysics, Charged comets rays, neutrinos,  $\gamma$ -rays and gravitational waves*, por M. Spurio (2018), Springer, página 186.

El periodo de Larmor representa el tiempo que demora la partícula en dar una orbita circular y perpendicular al campo magnético  $B$ , con esto en consideración,  $-\partial B/\partial t$  puede ser aproximado a  $\Delta B/\Delta T_L$ ; de las ecuaciones (9.7) se pueden extraer las igualdades:

$$\Delta E_{\perp} = -\frac{q}{c} \oint -\frac{\partial B}{\partial t} \cdot dS = \Delta \left( \frac{mv_{\perp}^2}{2} \right) \quad (9.9)$$

Al reemplazar  $-\partial B/\partial t$  por  $\Delta B/\Delta T_L$  en la ecuación (9.9) e interpretar que la variación de energía cinética adquirida por la partícula corresponde a la energía cinética total que gane por los pequeños lapsos de campo magnético que recorra, la expresión (9.9) puede ser reescrita como:

$$\Delta E_{\perp} = \frac{q}{c} \Delta B \frac{\omega_L}{2\pi} (\pi r_L^2) = \left( \frac{mv_{\perp}^2}{2} \right) \frac{\Delta B}{B} = E_{\perp} \frac{\Delta B}{B} \quad (9.10)$$

Para lograr entender la relación anterior, específicamente lo que sucede con la energía cinética, se debe tener en cuenta que en un campo no homogéneo la partícula recibirá energía cada vez que se encuentre con una variación de  $\vec{B}$ , por lo tanto, no es extraño pensar que, la energía cinética total adquirida multiplicado por la frecuencia con la que la partícula se encuentra con irregularidades del campo ( $\Delta B/B$ ) dan como resultado la cantidad de energía que adquiere la partícula por cada variación del campo magnético, describiendo la ecuación:

$$\Delta E_{\perp} = E_{\perp} \frac{\Delta B}{B} \quad (9.11)$$

O explicado de otro modo, la variación de energía perpendicular al campo adquirida por la partícula se puede estimar con el producto entre la energía total y la frecuencia de fluctuaciones del campo magnético. Las relaciones anteriores (9.11) pueden simplificarse considerando la frecuencia de Larmor  $\omega_L = qB/mc$  (suponiendo un movimiento no relativista) y la velocidad a lo largo del centro de curvatura del campo  $v_{\perp} = \omega_L r_L$ , con esto en mente, considérense la expresión extraída de la relación (9.10):

$$\Delta E_{\perp} = \frac{q}{c} \Delta B \frac{\omega_L}{2\pi} (\pi r_L^2) = \left( \frac{m v_{\perp}^2}{2} \right) \frac{\Delta B}{B} \quad (9.12)$$

Al restar las igualdades y reemplazando en ellas  $\omega_L$  y  $v_{\perp}$ , además, de factorizar por  $\Delta B$ :

$$\Delta E_{\perp} = \Delta B \left( \frac{q}{c} \frac{qB}{mc} (\pi r_L^2) - \frac{m \omega_L^2 r_L^2}{2B} \right) \quad (9.13)$$

Y dividir ambos lados de la igualdad por  $\Delta B$  y luego aplicar logaritmo natural, se obtiene:

$$\Delta \left[ \ln \left( \frac{E_{\perp}}{B} \right) \right] = \ln \left( \frac{\frac{q}{c} \frac{qB}{mc} (\pi r_L^2)}{\frac{m \omega_L^2 r_L^2}{2B}} \right) \quad (9.14)$$

Respecto al lado derecho de la expresión, el numerador y denominador son iguales matemáticamente, por lo tanto, resolviendo el logaritmo natural resultaría:

$$\Delta \left[ \ln \left( \frac{E_{\perp}}{B} \right) \right] = 0 \quad (9.15)$$

Por lo tanto, se establece que el cociente entre  $E_{\perp}/B$  es una constante, lo que refuerza la idea de que las fluctuaciones del campo magnético producen variaciones de la energía  $E_{\perp}$ . Interpretando en detalle las ecuaciones observadas anteriormente, la energía cinética de una partícula permanece constante durante el tiempo y por cada variación de  $E_{bot}$  surge una variación igual y opuesta a la energía paralela al campo  $E_{\parallel}$ , es decir, si existe una variación en la continuidad del campo magnético donde este aumente, entonces  $E_{\perp}$  también aumenta, debido a que el cociente entre  $E_{\perp}$  y  $B$  es constante (ecuación (9.15)), por lo tanto, para que la relación se mantenga, debe existir una correspondencia directa entre ambas variables, por otro lado, la energía que gana  $E_{\perp}$  es la que pierde la componente de velocidad paralela al campo magnético  $E_{\parallel}$ , este efecto de pérdida de energía, implica que domine una fuerza que se opone al movimiento en dirección del campo magnético logrando que la partícula

se aleje o desvíe de este como se observa en la figura 9.3, las regiones del campo magnético donde este incrementa su magnitud considerablemente reciben el nombre de espejo magnético, ya que reflejan el movimiento de las partículas cargadas.

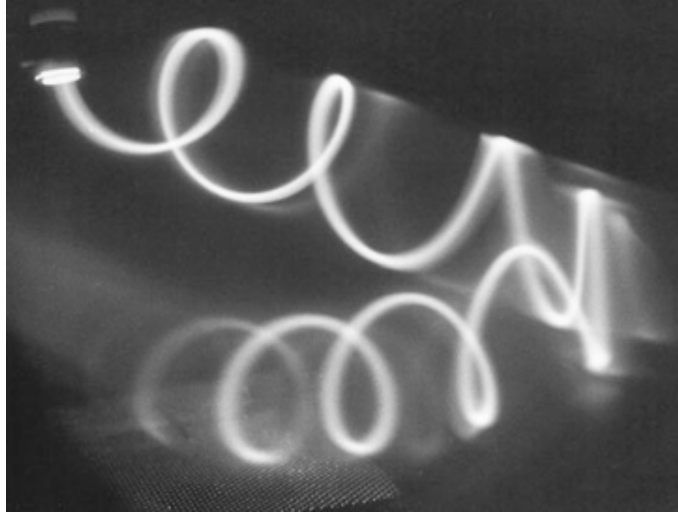


Figura 9.3: Se observa como un electrón sigue un movimiento espiral en torno a un campo magnético y que en algún punto cambia de dirección debido a una curvatura de  $\vec{B}$  (se refleja magnéticamente). Extraído del texto *Probes of multimessenger astrophysics, Charged comets rays, neutrinos,  $\gamma$ -rays and gravitational waves*, por M. Spurio (2018), Springer, página 187.

Una vez explicado el fenómeno de espejo magnético y cómo las partículas pueden ser energizadas dentro de un campo magnético no uniforme, es posible hablar de manera comprensiva sobre los modelos de aceleración de Fermi.

En [111] 1949 Fermi creó un mecanismo de aceleración de RCs el cual consistía en que estas partículas serían aceleradas al interactuar con nubes de gas plasmático (poseedoras de un campo magnético variado de gran magnitud) en movimiento proveniente de supernovas, dicho proceso fue llamado ‘Mecanismo de Fermi de segundo orden’ (MF2); las nubes [112] con las que un rayo cósmico interactúa son del tipo magnéticas debido a que principalmente se encuentran en un estado plasmático, por lo tanto, estas actuarían como espejos magnéticos, adicionalmente, el mecanismo requiere que la partícula en aceleración no impacte con otra debido a las grandes pérdidas energéticas que esto provocaría, por lo tanto, el único cambio de dirección debe ser producido por los espejos, tomado estas consideraciones, existen dos maneras en las que una partícula puede enfrentarse a una nube magnética (ver figura 9.4.

Desde el punto de vista de la conservación de la energía y el momento, si se considera que la partícula posee una velocidad  $v$  y la nube una velocidad  $U$  a lo largo del eje  $x$  y la relación entre ambas velocidades es  $v \gg U$ , además, de que la masa de la nube es mucho mayor que la de la partícula  $M \gg m$ , para el primer caso de la figura 9.4, la variación de energía estaría dada por:

$$\Delta E_1 = \frac{m(v+u)^2}{2} - \frac{mv^2}{2} = \frac{m(2vu + u^2)}{2} \quad (9.16)$$

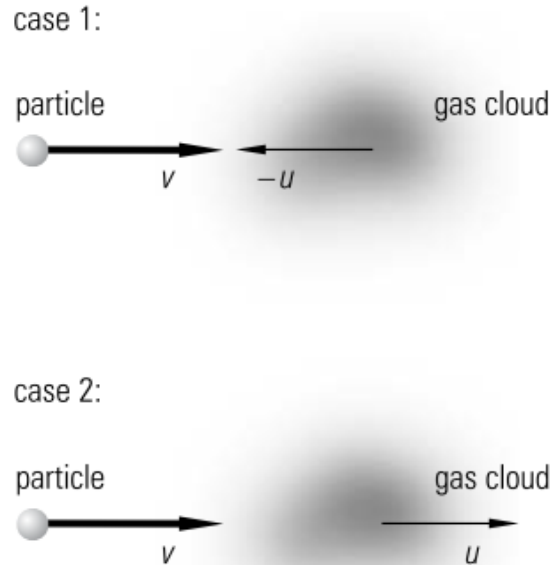


Figura 9.4: Se observan los dos posibles casos de interacción entre una nube magnética y una partícula, ambas sobre el eje x; en el primer caso se observa una interacción frontal y en el segundo por alcance. Extraído del texto *Astroparticles physics*, por C. Grupen y otros (2005), Springer, página 68.

Mientras que para el caso 2 de la misma figura se deduce que:

$$\Delta E_2 = \frac{m(v-u)^2}{2} - \frac{mv^2}{2} = \frac{m(-2vu + u^2)}{2} \quad (9.17)$$

En el primer caso, la partícula gana energía mientras que en el segundo pierde, con las expresiones se puede estimar que la ganancia neta de energía sería:

$$\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = mu^2 \quad (9.18)$$

La ganancia de energía por parte de la partícula (o los cambios de energía) cada vez que interactúe, puede definirse como el cociente entre la variación de energía sobre el total de energía cinética adquirida, quedando como:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\frac{u^2}{v^2} \quad (9.19)$$

Una [112] de las grandes deficiencias de este mecanismo, radica en la energía que gana la partícula



por cada interacción (considerando que existe una probabilidad de colisión entre esta y la nube), pues como se observa en la ecuación (9.19), la ganancia de energía depende del cuadrado de la velocidad de la nube (por ello recibe el nombre de aceleración de segundo orden), por lo tanto, para alcanzar energías similares a las del espectro de energía de los rayos cósmicos este mecanismo requeriría mucho tiempo, además, de que las nubes actúen como compañeras de aceleración de las partículas, pues deben reflejar su dirección como espejos muchas veces para lograr que estas absorban la energía suficiente y así lograr escapar de los cúmulos plasmáticos.

Como se mencionó, la deficiencia del mecanismo de aceleración de segundo orden radica en la lenta y azarosa captación de energía, Fermi [113] en 1954 realizó un segundo modelo de aceleración en el que a diferencia del primero, planteaba una situación en donde las partículas aceleradas se mueven entre dos nubes magnéticas que se acercan mutuamente, este nuevo mecanismo recibe el nombre de ‘aceleración de Fermi de primer orden’. Una manera de visualizar el fenómeno descrito por este último mecanismo, es contemplar la situación mostrada en la figura 9.5, la cual en esencia es similar, sólo se debe considerar que los trenes del diagrama corresponden a nubes magnéticas.

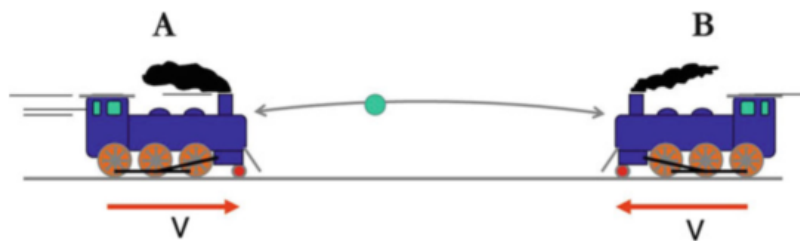


Figura 9.5: Se observan dos trenes (o nubes magnéticas) acercándose entre sí con velocidad  $V$ , así mismo mientras se aproximan se lanzan continuamente un objeto (o partícula cargada) entre ellos, simulando choques elásticos entre el objeto y los trenes. Extraído del texto *Probes of multimessenger astrophysics, charged comets rays, neutrinos,  $\gamma$ -rays and gravitational waves*, por M. Spurio (2018), Springer, página 190.

Entonces, [114] si se lanza una partícula con una velocidad  $v$  desde el tren B al A, la velocidad adquirida por la partícula desde la perspectiva de un observador externo sería:

$$v_1 = v + V \quad (9.20)$$

Por otro lado, la expresión de la velocidad de la partícula desde la perspectiva inmóvil de A es:

$$v_1^A = v + 2V \quad (9.21)$$

Al igual que el segundo mecanismo de aceleración, las colisiones son elásticas, dicho esto, la partícula volverá a B, la velocidad de la partícula devuelta B desde la perspectiva de A estaría dada por:

$$v_2^A = v + 2V \quad (9.22)$$

Y la velocidad de la partícula percibida por el observador externo al reflejarse la partícula de A a B sería:

$$v_2 = v + 3V \quad (9.23)$$

Por último, al colisionar la partícula en B y dirigirse al tren A, la velocidad de esta desde la perspectiva inmóvil de B sería:

$$v_2^B = v + 4V \quad (9.24)$$

Se puede [114] deducir de la situación de la figura 9.5 que la ganancia de velocidad en cada colisión es proporcional a la velocidad de los trenes, por lo tanto, eventualmente la partícula obtendría mucha energía, la situación observada puede ser extrapolada de manera más precisa a la planteada en el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden; para el caso de la explicación del mecanismo, considérense dos nubes magnéticas de velocidad  $U$  que causan el rebote (bouncing) de una partícula (protón u otro núcleo), además, el espacio entre los espejos se denomina frente de choques (shocks-front), dicho esto, la relación entre las velocidades de una partícula que se mueve en la misma dirección (catching collision) o en contra (head-on collision) de la nube, con el tiempo podrían llegar a ser  $v \simeq c \gg U$ , por lo tanto, es necesario considerar un movimiento relativista, definiendo un observador  $S$  como el marco de referencia externo con la misma velocidad de la nube magnética y  $S'$  como la perspectiva de la nube en reposo (cabe mencionar que los cuerpos se mueven sobre el eje  $x$ , por lo tanto, sólo se considerará el momento lineal en dicho eje,  $p_x$ ); bajo este contexto, se puede establecer que el cuadrimomento descrito por la partícula desde la perspectiva del observador externo  $S$  es  $(E, p_x)$  y para la nube  $S'$  es  $(E', p'_x)$ , aplicando las transformaciones de Lorentz para movimientos relativistas sobre el momento  $p_x'$  y la energía ( $E'$ ) se obtiene:

$$E' = \Gamma(E + Up_x) \quad (9.25)$$

$$p'_x = \Gamma(p_x + \frac{U}{c^2}E) \quad (9.26)$$

Debido a que la colisión es elástica desde la mirada de  $S'$ ,  $E'$  se mantiene tras la colisión, mientras que la magnitud de  $p'_x$  se conserva, pero su sentido cambia. La energía de la partícula  $E^*$  tras la reflexión ocasionada por el espejo magnético desde el punto de vista del observador externo  $S$

puede expresarse invirtiendo el sentido de la velocidad y momento de la ecuación (9.25) dando como resultado:

$$E^* \equiv \Gamma(E' - U(-p')) \quad (9.27)$$

Mientras que la energía antes de la colisión percibida por el mismo observador se expresaría como:

$$E = \Gamma(E' - U(p')) \quad (9.28)$$

Reemplazando en la expresión anterior las ecuaciones (9.25) y (9.26), se obtiene:

$$E^* = \Gamma \left[ \Gamma(E + Up_x) + U\Gamma\left(p_x + \frac{U}{c^2}E\right) \right] \quad (9.29)$$

Considerando que el momento equivale a  $p_x = mv\Gamma \cos \theta$  y que la energía es  $E = mc^2\Gamma$  (siendo gamma el factor relativista de Lorentz), el cociente entre las expresiones es:

$$\frac{p_x}{E} = \frac{v}{c^2} \cos \theta \quad (9.30)$$

Al reemplazar el cociente obtenido en la ecuación (9.29):

$$E^* = \Gamma^2 E \left[ 1 + 2U \frac{v \cos \theta}{c^2} + \frac{U^2}{c^2} \right] \quad (9.31)$$

Y  $\Gamma$  por la aproximación asintótica de Taylor para este factor  $(1 + U^2/c^2)$ , obteniéndose una aproximación asintótica muy precisa de la energía adquirida por la partícula desde la perspectiva de  $S$ :

$$E^* \simeq E \left[ 1 + 2 \frac{Uv \cos \theta}{c^2} + 2 \frac{U^2}{c^2} \right] \quad (9.32)$$

Por lo tanto, la variación de energía  $\Delta E$  que absorbe la partícula desde la perspectiva de  $S$  puede definirse como:

$$\Delta E = E^* - E = \left[ 2 \frac{Uv \cos \theta}{c^2} + 2 \frac{U^2}{c^2} E \right] \quad (9.33)$$

Esta expresión muestra la energía que recibe la partícula por colisión, al observar su estructura, se pueden notar [114] ciertas condicionantes que favorecen o perjudican la absorción de energía, por ejemplo, cuando se promedian todas las colisiones, el primer termino de la ecuación es nulo, por otro lado, sólo se ganaría energía con colisiones frontales, es decir, cuando el coseno del ángulo sea cercano a cero, de lo contrario, la partícula perdería energía, por lo tanto, el mayor aporte viene por parte del cociente entre las velocidades, además; los modelos de Fermi son estocásticos, puesto que funcionan bajo probabilidades de que las interacciones ocurran, y por lo mismo, los métodos de aceleración vistos requieren ciertas circunstancias específicas, no obstante, el mecanismo de aceleración de primer orden requiere menos tiempo que el de segundo orden, por lo tanto, en comparación a este, es más eficiente.

### Mecanismo de aceleración de choques difusos

Los mecanismos de aceleración de Fermi si bien pudieran ser ineficientes en cuanto a la captación energética de los RCs, estos lograron ser la piedra angular que [110] permitiría la elaboración de un mecanismo de aceleración que contemple de alguna manera el espectro energético de los rayos cósmicos, el mecanismo de aceleración de choques difusos fue propuesto en 1970 por varios equipos de trabajo de manera independiente, [115] este mecanismo en esencia consiste en que ondas de choque en medios ionizados aceleren partículas cargadas energéticamente.

Como se ha mencionado, este mecanismo se basa en algunas conjeturas de Fermi, como lo son los espejos magnéticos causados por variaciones de campo magnético las cuales [106] pueden alterar la dirección de las partículas cargadas y al mismo tiempo energizarlas. Las supernovas al propagarse (como una explosión) generan una onda de choque, la cual se puede definir como una discontinuidad sobre el medio de propagación; el frente de propagación de la onda o frente de choques divide el espacio en dos zonas (ver figura 9.6), una impactada y otra no alterada, sin embargo, ambas se caracterizan por poseer variaciones de campo magnético, en la primera debido a la compresión de las partículas (en estado plasmático) de la supernova y por consiguiente variaciones intrínsecas en el campo magnético, en cuanto a la otra zona, los rayos cósmicos atraviesan el frente de choques (este se comporta como un espejo magnético) y perturban el área al ser partículas cargadas en movimiento interactuando con el plasma.

Para lograr comprender el mecanismo, supóngase el contexto de la figura 9.6, en el que el frente de choques se desplaza por el espacio con una velocidad  $V_s$  (sólo sobre el eje x para simplificar el análisis), al pasar el frente de onda sobre los cúmulos de plasma, estos adquieren una velocidad  $V_p$ , además, la propagación de la onda genera una compresión de las sustancias plasmáticas (consideradas como un gas) describiendo un índice de compresibilidad  $\xi$ , el cual está estrechamente relacionado con la velocidad del frente de choques y de los cuerpos plasmáticos,  $V_s$  puede escribirse como:

$$\frac{V_s}{V_p} = \frac{\xi}{\xi - 1} \quad (9.34)$$

Con lo anterior, si se considera que un ciclo es equivalente a que una partícula logre atravesar el frente de choques y se devuelva (figura 9.6) y que existe una estrecha relación entre los ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$  (ángulos de entrada y salida respecto del frente de choque) hacia la geometría  $-1 \leq \cos\theta_1 \leq 1$  y

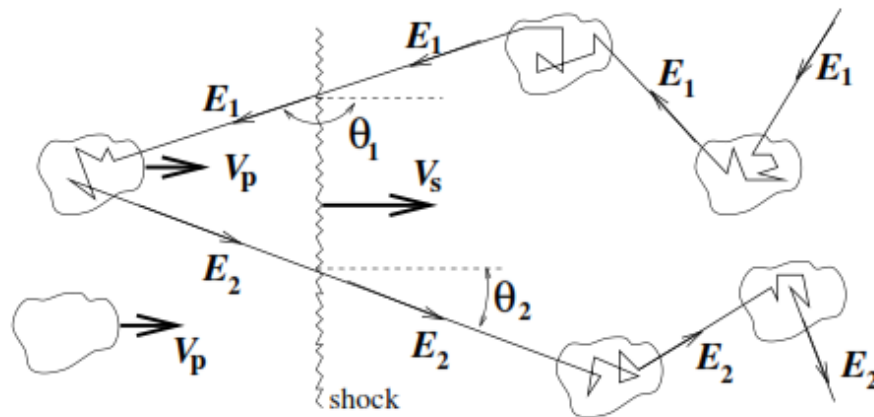


Figura 9.6: Representación esquemática de un rayo cósmicos de energía  $E_1$  el cual sufre desviaciones debido a la influencia de cúmulos de plasma poseedores de campos magnéticos variados mientras traspasa el frente de onda o de choque (shock) producto de una supernova, al traspasar el frente (el cual se desplaza con velocidad  $V_s$ ) con un ángulo  $\theta_1$ , el RC entra a la nube magnética conformada por secciones plasmáticas las cuales al ser impactadas por el frente de ondas adquieren una velocidad  $V_p$  (además de compresión lo que altera el campo magnético), el RC al ser influenciado por el campo del plasma comprimido, sufre alteraciones en su dirección debido a que estas estructuras actúan como espejos magnéticos, finalmente la partícula sale del frente de choque con una energía  $E_2$  describiendo un ángulo  $\theta_2$ . Se pueden diferenciar dos zonas en el diagrama, la zona no impactada por el frente (derecha) y la impactada (izquierda). Extraído del texto *Introducción a la astrofísica relativista*, por G. Romero (2015), Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, página 58.

$0 \leq \cos\theta_2 \leq 1$ , [108] los promedios angulares indicarían la probabilidad de cruzar el frente de choques desde las dos direcciones o también puede considerarse como [117] la ganancia de energía fraccional media por cada encuentro con el frente de choque, lo que puede representarse con la relación:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^0 \cos^2 \theta_1 d \cos \theta_1}{\int_{-1}^0 \cos \theta_1 d \cos \theta_1} = -\frac{2}{3} \quad (9.35)$$

$$\langle \cos \theta_2 \rangle = \frac{\int_0^1 \cos^2 \theta_2 d \cos \theta_2}{\int_0^1 \cos \theta_2 d \cos \theta_2} = \frac{2}{3} \quad (9.36)$$

Con ello, se puede establecer la energía que adquiere la partícula durante los trayectos de ida y vuelta a través del frente de choques, para ello, es necesario un enfoque relativista debido a las velocidades que adquieren se pueden alcanzar (al igual que el mecanismo de Fermi de primer orden), tomando como referencia visual la figura 9.6 y considerando  $\beta = \frac{V_s}{c}$ , desde la perspectiva del frente de choque, la partícula en movimiento justo al traspasarlo, posee una energía de entrada a la nube:

$$E'_1 = \Gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (9.37)$$

Siendo  $E_1$  la energía de la partícula antes de traspasar la barrera. Cuando traspasa el frente de choques justo antes de escapar de este, desde el punto de vista de la nube magnética en movimiento, la energía en ese punto es  $E'_2 = E'_1$ , si se transforma dicha energía ( $E'_2$ ) al marco de referencia de un observador externo cuando ya a sido reflectada por un espejo magnético justo cuando traspasa el frente de choques, la energía de la partícula puede ser descrita como la ecuación (9.37), pero en sentido contrario considerando la energía que obtuvo en el interior de la nube ( $E'_2$ ) al ser reflectada:

$$E_2 = \Gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (9.38)$$

Con [116] las energías anteriores y teniendo en cuenta la constante de compresibilidad generada por la onda de choque en el medio (la cual altera la densidad del plasma afectando la densidad del campo magnético), se puede deducir la variación de energía que obtiene el RC con cada ciclo realizado, dando como resultado:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4}{3} \left( \frac{\xi - 1}{\xi} \right) \beta \quad (9.39)$$

O lo que es igual:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4}{3} \left( \frac{\xi - 1}{\xi} \right) \frac{V_s}{c} \quad (9.40)$$

Por supuesto, las posibles interacciones que puedan ocurrir dentro de la nube recae en lo estocástico, por consiguiente, la acción de que una partícula logre realizar  $n$  ciclos en torno al frente de choques comprende una probabilidad, no obstante, hoy en día [108] este mecanismo es reconocido como el más eficiente, puesto que responde en gran medida al espectro de energía de los RCs.

El [116] flujo neto de rayos cósmicos que se pierden  $r_{per}$  cuando estos atraviesan el frente de choque y no logran escapar de la nube está dado por la ecuación:

$$r_{per} = n_{RC} \frac{V_s}{\xi} \quad (9.41)$$

Donde la variable  $n_{RC}$  corresponde a la densidad de rayos cósmicos relativistas. En la región no chocada por el frente (ver figura 9.6), un RC con velocidad  $v$  atravesará el frente describiendo un ángulo  $\theta$  (desde la referencia de un observador externo), desde el punto de vista del frente de choque, la misma partícula describirá una velocidad de  $V_s + v \cos \theta$ , y para que la partícula logre cruzar al interior de la nube, el cociente entre  $-V_s/v$  debe ser menor que el coseno del ángulo  $\theta$ , dicho esto, asumiendo una isotropía de RCs en la región no impactada por el frente, la razón de cruce o flujo de cruce sería:

$$r_{cruce} = n_{RC} \frac{1}{4\pi} \int_{-\frac{V_s}{v}}^1 (V_s + v \cos \theta) 2\pi d(\cos \theta) \quad (9.42)$$

Resultando en:

$$r_{cruce} \approx n_{RC} \frac{v}{4} \quad (9.43)$$

Entonces, el cociente entre el flujo de pérdida sobre el de cruce otorgaría la razón de cruce y salida de una partícula a través de frente de choque:

$$P_{esc} = \frac{r_{per}}{r_{cruce}} \approx 4 \frac{V_s}{\xi v} \quad (9.44)$$

Desde la mirara estocástica, la probabilidad de que un RC ingrese y salga de la nube viene dada por:

$$P_{regreso} = 1 - P_{esc} \quad (9.45)$$

La relación anterior permite inferir que la probabilidad de que la partícula realice  $n$  ciclos tenga la forma:

$$P_{(\text{cruce} > n)} = (1 - P_{\text{esc}})^n \quad (9.46)$$

Debido a que la energía del RC depende de cuantas veces logre cruzar el frente y volver o cumplir ciclos, se puede establecer que la energía neta tras  $n$  ciclos es:

$$E = E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)^n \quad (9.47)$$

La expresión anterior se interpreta como el aumento energético adicional que recibe la partícula poseedora de una energía inicial  $E_0$  tras  $n$  ciclos cumplidos, aplicando logaritmo natural sobre la expresión se obtiene la cantidad de ciclos definidos por la energía:

$$n = \frac{\ln \frac{E}{E_0}}{\ln \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)} \quad (9.48)$$

Finalmente, en cuanto al flujo de partículas que logran ser detectados y conforman de alguna manera el espectro de energía, se puede definir este considerando partículas con energías  $E > E_0$  que configuran un flujo el cual es proporcional a la probabilidad de que las partículas logren realizar  $n$  ciclos:

$$\varphi(E > E_0) \propto k(1 - P_{\text{esc}})^n \quad (9.49)$$

Como se observa, la relación anterior corresponde a una razón de potencia del mismo tipo que la planteada en la ecuación (9.5), considerando a  $k$  como una constante definida por las condiciones de inicio, reemplazando en ley de potencias el valor de  $n$  de la ecuación (9.48), resulta un espectro energético definido por la ecuación:

$$\varphi(E > E_0) = k(1 - P_{\text{esc}})^{\frac{\ln \frac{E}{E_0}}{\ln \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)}} \quad (9.50)$$

Aplicando el logaritmo natural y desarrollando sus propiedades, se obtendría:

$$\ln(\varphi(E > E_0)) = k' + \frac{\ln \left(\frac{E}{E_0}\right)}{\ln \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)} \ln(1 - P_{\text{esc}}) \quad (9.51)$$

Al definir



$$\ln\left(\frac{E}{E_0}\right) = \ln(E); \text{ Considerando como energía mínima } E_0 = 1\text{GeV} \quad (9.52)$$

Y

$$\gamma = 1 - \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln\left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)} \quad (9.53)$$

La ecuación (9.51) adquiriría la forma:

$$\ln(\varphi(> E)) = k'' - (\gamma - 1)\ln(E) \quad (9.54)$$

Siendo  $k''$  una constante. Al analizar la definición de  $\gamma$  de la ecuación (9.53) y reemplazar sus variables con las planteadas en las ecuaciones (9.44) y (9.40), esta puede reescribirse como:

$$\gamma = \frac{\xi + 2}{\xi - 1} \quad (9.55)$$

Finalmente el espectro de energía como:

$$\varphi(E) \propto E^{-\gamma} \quad (9.56)$$

Si se considera que el mecanismo de aceleración fue iniciado por una onda de choque fuerte, la cual suele definirse con valores de  $\xi = 4$  y  $\gamma = 2$  (ambos estrechamente relacionados), aún de este modo, se puede observar que el  $\gamma$  no satisface el exponente de 2,7 que describe el espectro de energía de los rayos cósmicos, sin embargo, esto se podría explicar con los efectos de difusión encontrados en el espacio que perjudicarían la energía, aún considerando estas limitantes, este mecanismo logra explicar gran parte del espectro energético.

La máxima energía que logre alcanzar una partícula [118] dependerá de la magnitud del campo magnético que la energice y de la extensión del objeto astrofísico que la acelere, esta característica limita las posibles fuentes de aceleración, en la figura 9.7, se observa una versión actual un diagrama postulado en 1984 por Antony Hillas, el cual plantea [119] posibles fuentes astrofísicas mediante una gráfica que contrasta la magnitud del campo magnético de una estructura astrofísica en función de la longitud de esta.

Hillas en su publicación de 1984, [121] propuso un criterio simple que definía las condiciones para acelerar las partículas hasta cierta energía  $E$ , mencionando que para dichos propósitos se requiere un

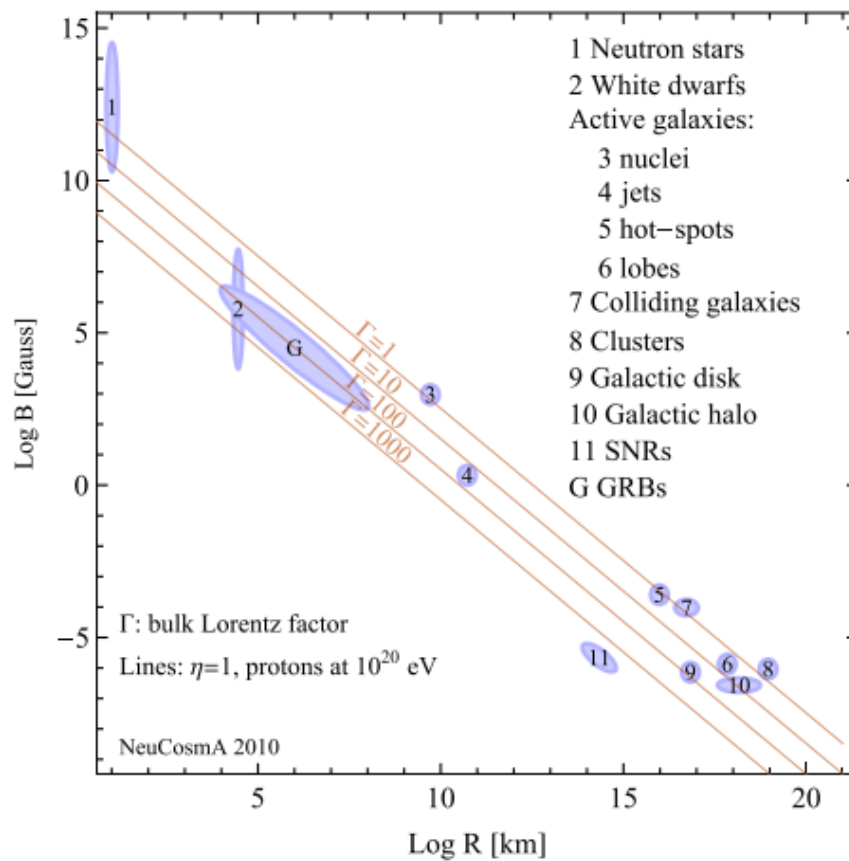


Figura 9.7: El diagrama de Hillas muestra los potenciales objetos astrofísicos aceleradores de RCs (enumerados), el gráfico representa la magnitud del campo magnético de estructuras cósmicas (eje y, Gauss) en función de las longitudes de estas (eje x, km), ambas magnitudes en su forma logarítmica. Extraído del artículo *Energy dependent neutrino flavor ratios from cosmic accelerators on the Hillas plot*, por S. Hümmel y otros. (2010), *stroparticle Physics*, 34(4), 205-224.

tamaño suficientemente grande  $L$  perteneciente a una estructura aceleradora o un campo magnético lo suficientemente fuerte, el criterio plantea la desigualdad:

$$B[\mu G] \cdot L[kpc] > E[EeV] \cdot \frac{2}{Z\beta'} \quad (9.57)$$

Donde el campo está se mide en microgauss, la longitud en kilo párcec y la energía en equivalencias de  $10^{18}$  eV, por otra parte,  $Z$  corresponde al número de carga del RCs y  $\beta'$  es la velocidad de la partícula en términos de la velocidad de la luz, por lo tanto, da la posibilidad de alcance a velocidades relativistas.

## 9.2. Modelo de aceleración Top-Down

El modelo de aceleración Top-Down [121] explica un mecanismo de aceleración muy distinto al anterior, pues este propone el origen de RCs ultra energéticos debido a la desintegración de partículas hipotéticas de masas estáticas extremadamente grandes, estas desintegraciones se justifican en desperfectos topológicos propios de esas partículas lo que genera el colapso de estas. Este mecanismo debido a sus características [108] podría explicar el origen de los fotones de energías extremadamente altas, pues se cree que los RCs con las energías más altas del espectro energético podrían llegar a ser producto de la desintegración de partículas remanentes o estructuras topológicas originadas del universo primitivo, bajo este contexto, los fotones y neutrinos serían partículas predominantes, siendo las últimas las más difíciles de detectar, pues no interactúan con la materia a su paso, además, los datos experimentales hasta el momento no han logrado recoger información suficiente para apoyar este modelo, sin embargo, la búsqueda activa de evidencia es un tema vigente en el área de rayos cósmicos, pues podría abrir paso a una nueva Física.



## Conclusión

Los estudios de rayos cósmicos si bien remontan ya hace más de 200 años, en la actualidad continúan siendo un área de estudio que desafía a los científicos con más de una pregunta, entre ellas una fundamental ¿cuáles son sus orígenes?, pues hoy al igual que en el pasado se intenta responder con modelos que si bien satisfacen el espectro energético de estas partículas, aún no logran explicar exactamente las energías después de la sección de transición ‘Knee’, la interpretación de esta y un mecanismo que logre explicar todo el espectro; si bien existen muchas preguntas que aún no poseen una respuesta, no se deben ignorar los años de investigación que fueron necesarios para lograr obtener las preguntas que hoy en día dirigen la investigación sobre rayos cósmicos, y cómo estas configuraron la noción actual sobre estas partículas respecto a su composición, naturaleza, interacciones y energía.

Actualmente existe una vasta bibliografía científica referida a los rayos cósmicos, sin embargo, gran parte de ella ignora un punto fundamental para lograr comprender en su extensión este tema, este corresponde al conjunto de acciones que permitieron articular el concepto de radiación cósmica y revelar sus características y propiedades, por supuesto, bajo una secuencia temporal, debido a que cada aporte científico si bien estuviera en lo correcto o no, permitía articular una comprensión integral sobre los RCs. Desde el punto de vista pedagógico, es reconocido que una pregunta que nace en los estudiantes de manera intrínseca al observar algún estudio científico y enfrentarse a la complejidad este, es de dónde proviene toda la teoría, responder a esa interrogante a pesar de lo extensa que puede llegar a ser la respuesta (como se ha observado durante el desarrollo de este texto), permite tomar la ciencia y llevarla al nivel del estudiante, permitiendo que este se enfrente inicialmente al estado fundamental de ella, observándose en fenómenos simples y de la vida cotidiana, y gradualmente introducirlo a un mundo más complejo mientras observa y analiza los mismos desafíos que debieron ser superados para construir lo que se conoce sobre los rayos cósmicos.



# Bibliografía

- [1] Beléndez, A. (2008). *The unification of light electricity and magnetism: Maxwell's electromagnetic synthesis*. **Revista brasileira de ensino de Física**, **30**(2).
- [2] De Angelis, A., y Martins, M. (2015). *Chapter 3: Cosmics Rays and the Development of Particle Physics*. **Introduction to particle and astroparticle physics, question of the universe (p. 94)**. Springer.
- [3] Crookes, W. (1878). *On the Illumination of lines of Molecular Pressure, and the Trayectory of Molecules*. **The Bakerian Lecture**.
- [4] Smith, G. (1997). *J.J Thomson and the Electron: 1987-1899 An Introduction*. **The Chemical Educator**, **2**(8), 1-42.
- [5] Castellán, G. (1998). *Estructura de la materia*. **Fisicoquímica** (Segunda edición, pp. 474-476). PEARSON Addison Wesley.
- [6] Ball, D. (2015). *Electrochemistry and Ionic Solutions*. **Physical Chemistry** (Segunda edición, pp. 224-228). Wadsworth Cengage Learning.
- [7] Von Meyenn, K. (1999). *Mecánica cuántica y Física nuclear*. **Cronos**, **2**(1), 67-104.
- [8] Flakus, F.N. (1995). *Detección y medición de las radiaciones ionizantes: Historia sucinta*. **OIEA Boletín**, **23**(4).
- [9] Alvial Cáceres, G. (1959). *Los trabajos del centro de radiación cósmica de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas*. **Anales de la Facultad de ciencias Físicas y Matemáticas**. **16**(16), 21-42.
- [10] Sancho, J. (1948). *Partículas y Radiaciones*. **Introducción al estudio de la química nuclear (pp. 176-177)**. Separata no editorial de anales de la Universidad de Murcia.
- [11] Fricke, R. y Schlegel, K. (2017). *Julius Elster and Hans Geitel-Dioscuri of physics and pioneer investigators in atmospheric electricity*. **History of Geo- and Space Sciences**. **8**(1), 1-7.
- [12] Del Río, F. (2019). *Radiación de las alturas*. **Destellos del cosmos: Ensayo biográfico sobre Manuel Sandoval Vallarta**. (Primera edición). El Colegio Nacional.
- [13] Bosh, P., Bulbulian, S., Fernández, M., Jiménez, M., Segovia, N., Solache, M. y Tejada, A. (2003). *El descubrimiento de la radioactividad natural*. **Pioneros de las ciencias nucleares** (Tercera edición, p. 8). Fondo de cultura económica.

- [14] Ulloa, L. (1995). *Röntgen y el descubrimiento de los rayos X*. **Revista de la Facultad de Medicina-Universidad Nacional de Colombia**. **43(3)**, 150-152.
- [15] Bosh, P., Bulbulian, S., Fernández, M., Jiménez, M., Segovia, N., Solache, M. y Tejada, A. (2003). *La estructura del átomo*. **Pioneros de las ciencias nucleares** (Tercera edición, p. 23). Fondo de cultura económica.
- [16] Sancho, J. (1948). *Radioactividad. Introducción al estudio de la química nuclear* (pp. 137-144). Separata no editorial de anales de la Universidad de Murcia.
- [17] De Angelis, A. (2015). *Chapter 4: Particle Detection. Introduction to particle and astroparticle physics, question of the universe* (p. 121). Springer.
- [18] Nogareda Domenech, C. (1950). *Descubrimiento de los rayos cósmicos.-Generalidades. Rayos Cósmicos, Discurso inaugural del curso académico 1950-1951* (p. 17). Springer.
- [19] Lacki, J. (2014). *Albert Gockel, a pioneer in atmospheric electricity and cosmic radiation*. Elsevier. **53**, 27-32.
- [20] Lindell, B. (2012). *La primera guerra mundial oscurece al mundo. Historia de la radiación, la radiactividad y la radioprotección* (p. 131). Sociedad Argentina de Radioprotección.
- [21] Völkle, H. (2019). *Albert Gockel und die kosmische strahlung*. Swiss Physical society.
- [22] Lindell, B. (2012). *La primera guerra mundial oscurece al mundo. Historia de la radiación, la radiactividad y la radioprotección*, pp. 131-132. Sociedad Argentina de Radioprotección.
- [23] De Angelis, A. y Martins, M. (2015). *Cosmic Rays and the Development of Particle Physics. Introduction to Particle and Astroparticle Physics, questions to the universe*, p. 76-77. Springer.
- [24] Carlson, P. y De Angelis, A. (2010). *Nationalism and internationalism in science: The case of the discovery of cosmic rays*. **European Physical Journal**.**43(3)**, 1-22.
- [25] Hess, V. (1912). *Observations in low level radiation during seven free ballon flights*. **Phys. Zeit**.**13**, 1084-1091.
- [26] Nogareda, C. (1950). *Descubrimiento de los rayos cósmicos.-Generalidades. Rayos cósmicos*, p. 17. Salamanca.
- [27] Hess, V. (2018). *On the observations of the penetrating radiation during seven balloon flights*. **arXiv preprint arXiv:1808.02927**.
- [28] Millikan, R. y Bowen, I. (1926). *High frequency rays of cosmic origin I. Sounding balloon observations at extreme altitudes*. **The Physical Review**.**27(4)**, 353-361.



- [29] Millikan, R. y Otis, R. (1926). *High frequency rays of cosmic origin II. Mountain peak and airplane observations*. **The Physical Review.** **27(6)**, 645-658.
- [30] Millikan, R. y Cameron, G. (1926). *High frequency rays of cosmic origin III. Measurements in snow-fed lakes at high altitudes*. **The Physical Review.** **28(5)**, 851-868.
- [31] Millikan, R. y Cameron, G. (1928). *New precision in cosmic ray measurements yielding extension of spectrum and incations of bands*. **The Physical Review.** **31(6)**, 921-930.
- [32] Gold, E. (1909). *The Isothermal Layer of the Atmosphere and Atmospheric Radiation*. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.** **82(551)**, 43-70.
- [33] De Angelis, A., y Martins, M. (2015). *Chapter 3: Cosmics Rays and the Development of Particle Physics. Introduction to particle and astroparticle physics, question of the universe (p.78)*. **Springer**.
- [34] Rutherford, E. y Geiger, H. (1908). *An Electrical Method of Counting the Number of  $\alpha$ -Particles from Radio-Active Substances*. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.** **81(546)**, 141-161.
- [35] Rutherford, E. (1911). *The scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom..* **The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science.** **21(125)**, 669-688.
- [36] Bertolotti, M. (2013). *Chapter 4: A Turn: Things are not as they are assumed to be. Celestial Messengers: Cosmics Rays, the story of a scientific adventure (pp. 63-64)*. **Springer**.
- [37] Bothe, W. y Kolhörster, W. (1929). *Das Wesen der Höhenstrahlung. Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.* **56**, 751-777.
- [38] Bertolotti, M. (2013). *Chapter 4: A Turn: Things are not as they are assumed to be. Celestial Messengers: Cosmics Rays, the story of a scientific adventure (p. 66)*. **Springer**.
- [39] Otaola, J. y Váldez, F. (1995). *Capítulo II: ¿Qué son en realidad los rayos cósmicos. Los Rayos Cósmicos: Mensajeros de las estrellas. (pp. 17-21)*. **Fondo de cultura económica**.
- [40] Yataro, S. y Elliot, H. (1985). *Early evolution of coincidence counting a fundamental method in cosmic ray physics. Early history of cosmic ray studies. (pp. 42-44)*. **Editorial Board**.
- [41] Dorman, L. (2009). *Chapter 1: The First Measurements of CR Latitude Effect in Expeditions from Holland to Java and Problems in their Intepretation. Cosmic Rays in Magnetospheres of the Earth and other Planets. (pp. 1-3)*. **Springer, Astrophysics and space science library**.
- [42] Compton, A. (1932). *Variation of the Cosmic Rays with Latitude*. **Physical Review.** **41(1)**, 111-113.

- [43] Millikan, R. y Cameron, G. (1931). *A more accurate and more extended cosmic-ray ionization-depth curve, and the present evidence for atom-building*. **Physical Review**. **37(3)**, 235-253.
- [44] Compton, A. (1932). *Progress of Cosmic-Ray Survey*. **Physical Review**. **41(5)**, 681-682.
- [45] Alvarez, L. y Compton, A. (1933). *A Positively Charged Component of Cosmic Rays*. **Physical Review**. **43(10)**, 835-836.
- [46] Compton, A. (1933). *A Geographic Study of Cosmic Rays*. **Physical Review**. **43(6)**, 387-403.
- [47] Hacyan, S. (1989). *P.A.M. Dirac y el antimundo. Relatividad para principiantes. (pp. no identificadas)*. Fondo de cultura económica.
- [48] Serway, R. y Jewett, J. (2009). *Relatividad. Física para ciencias e ingeniería con Física moderna. (p. 1137)*. Cengage Learning.
- [49] Young, H. y Freedman, R. (2009). *Mecánica cuántica. Física universitaria con Física moderna volumen 2. (pp. 1364 y 1376)*. Pearson Educación.
- [50] Gratton, J. (2003). *La teoría de Schrödinger. Introducción a la mecánica cuántica. (p. 70)*. Universidad de Buenos Aires.
- [51] Caballero, J. (2016). *El electrón relativista...La antimateria. Dirac, La antimateria, El reflejo oscuro de la materia. (p. 114-119)*. National Geographic.-
- [52] Dirac, P. (1928). *The Quantum Theory of the Electron*. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**. **117(778)**, 610-624.
- [53] Anderson, C. (1932). *The apparenly existence of easily deflectable positives*. **Science**. **76(1967)**, 238-239.
- [54] Anderson, C. (1933). *The positive electron*. **Physical Review**. **43(6)**, 491-494.
- [55] De Angelis, A. y Martins, M. (2015). *Cosmic Rays and the Development of Particle Physics. Introduction to Particle and Astroparticle Physics, questions to the universe, p. 91-92*. Springer.
- [56] Burcham, W. (1974). *Detectores nucleares. Física nuclear, pp. 189-192*. Editorial Reverté.
- [57] Lattes, C., Occhialini G. y Powell, C. (1947). *Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions*. **Nature**. **160(4066)**, 453-456.
- [58] Lattes, C., Occhialini G. y Powell, C. (1947). *Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions Part 2: Origin of the slow mesons*. **Nature**. **160(4067)**, 486-492.
- [59] Menchaca, A. (2017). *El muón y los piones: Yukawa, Lattes, Occhialini y Powell. El discreto encanto de las partículas elementales, p. 51*. Fondo de Cultura Económica.

- [60] Ferrer, A. y Ros, E. (2005). *Constituyentes de la materia: Introducción y generalidades. Física de partículas y de astropartículas*, p. 22. Universitat de València.
- [61] Tanabashi, M., y otros. (2018). *Review of Particle Physics (Particle Data Group), Cosmic Rays*. **Nature**. **98(3)**, 424-432. doi:10.1103/physrevd.98.030001
- [62] Johnson, T. (1933). *The azimuthal asymmetry of the cosmic radiation*. **Physical Review** **43(10)**, 834-835.
- [63] Auger, P., Maze, R., Ehrenfest P. y Fréon, R. (1939). *Les grandes gerbes de rayons cosmiques*. **Journal de Physique et Le Radium**. **10(1)**, 39-48.
- [64] Auger, P., Ehrenfest P., Maze, R., Daudin, J. y Fréon, R. (1939). *Extensive Cosmic-Ray Showers*. **Journal de Physique et Le Radium**. **10(3-4)**, 288-291.
- [65] CORSIKA–COsmic Ray SIMulations for KAscade, “Air shower simulation in CORSIKA,” Institute for Nuclear Physics (IKP). <http://www.ikp.kit.edu/corsika/>
- [66] Gaisser, T., Stanev, T. (2000). *Cosmic Rays*. **The European Physical Journal C**. **15(1-4)**, 150-156.
- [67] Dorman, L. (2004). *Chapter 1. Cosmic Rays as object of Research. Cosmic rays in the Earth’s atmosphere and underground*, p. 21-22. Springer science+Business Media, LLC.
- [68] De Angelis, A., y Martins, M. (2015). *Chapter 1: Understanding the universe: Cosmology, Astrophysics, Particles, and Their Interactions. Introduction to particle and astroparticle physics, question of the universe (pp. 15-18)*. Springer.
- [69] Longair, M. (2011). *High energy astrophysics – an introduction. High Energy Astrophysics, Third Edition (pp. 30-31)*. Cambridge University Press.
- [70] Greisen, K. (1960). *Cosmic Ray Showers*. **Annual Review of Nuclear Science**. **10(1)**, 63-108.
- [71] Herrera, L., Todero, C., Baños, O., Carceller, J., Carrillo, F. y Guillén, A. (2020). *Composition Classification of Ultra-High Energy Cosmic Rays*. **Entropy**. **22(9)**, 998.
- [72] CORSIKA ‘Air Shower Simulation Program of Karlsruhe Institute of Technology’. <http://www.ikp.kit.edu/corsika/>
- [73] Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (ITeDA), “¿Qué son los rayos cósmicos? Stand de ITeDA en tecnópolis”. <http://www.iteda.cnea.gov.ar/?q=node/28>
- [74] Kampert, K. y Watson, A. (2012). *Extensive air showers and ultra high-energy cosmic rays: a historical review*. **The European Physical Journal H**, **37(3)**, 359-412.
- [75] Fretter, W. (1948). *Penetrating Showers in Lead*. **Physical Review**, **73(1)**, 41-46.

- [76] Longair, M. (2011). *Interactions of high energy photons. High Energy Astrophysics, Third Edition (p. 272). Cambridge University Press.*
- [77] Fretter, W. (1948). *Penetrating Showers in Lead. Physical Review, 73(1), 41-46.*
- [78] Bethe, H. y Heitler, W. (1934). *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 146(856), 83-112.*
- [79] Wichmann, E. (2020). *Ordenes de magnitud de las cantidades físicas. Física cuántica: Berkeley Physics Course-Volumen IV (pp. 87-88). Editorial Reverté.*
- [80] Stanev, T. (2021). *Cosmic Ray Interactions. High Energy Cosmic Rays, Third Edition (p. 25). Springer.*
- [81] Clay, R. y Dawson, B. (2000). *Cosmic Ray Interactions. Balas cósmicas, partículas de alta energía en astrofísica (p. 24). Editorial Reverté.*
- [82] Feynman, R., Leighton, R. y Sands, M. (1998). *Efectos relativistas en la radiación. Física Feynman, Volumen I, Mecánica, radiación y calor (pp. 9-10). Addison-Wesley Iberoamericana.*
- [83] Stanev, T. (2021). *Cosmic Ray Interactions. High Energy Cosmic Rays, Third Edition (p. 27). Springer.*
- [84] De Angelis, A. y Martins, M. (2015). *Particle Detection. Introduction to particle and astroparticle physics, Questions to the universe (p. 113). Springer.*
- [85] Longair, M. (2011). *Interactions of high energy photons. High Energy Astrophysics, Third Edition (pp. 270-272). Cambridge University Press.*
- [86] Matthews, J. (2005). *A Heitler model of extensive air showers. Astroparticle Physics, 22(5-6), 387-397.*
- [87] De Angelis, A. y Martins, M. (2015). *Cosmic Rays and the Development of Particle Physics. Particle detection, p. 115-117. Springer.*
- [88] Griffiths, D. (2004). *Historical Introduction to the elementary particles. Historical Introduction to the elementary particles, p. 46-48. Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim.*
- [89] Romero, G. (2015). *Partículas elementales. Introducción a la astrofísica relativista, p. 21-37. Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas.*
- [90] Griffiths, D. (2004). *Elementary Particle Dynamics. Introduction to elementary particles, p. 72-76. Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim.*

- [91] Anchordoqui, L., Dova, M. T., Mariazzi, A., McCauley, T., Paul, T., Reucroft, S., y Swain, J. (2004). *High energy physics in the atmosphere: phenomenology of cosmic ray air showers*. **Annals of Physics**, **314**(1), 145-207.
- [92] Grieder, P. (2010). *Muon and neutrino interactions*. **Exensive Air Showers and High Energy Phenomena**, p. 205-236. Springer.
- [93] Bertolotti, M. (2013). *The extended showers*. **Celestial Messengers**, p. 208. Springer.
- [94] Romero, G. (2015). *Absorción*. **Introducción a la astrofísica relativista**, (pp. 128-129). Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas.
- [95] Longair, M. (2011). *Nuclear Interactions*. **High Energy Astrophysics, Third Edition** (pp. 270-272). Cambridge University Press.
- [96] Heitler, W. (1954). *The quantum theory of radiation*. Oxford at the clarendon press.
- [97] Stanev, T. (2021). *Cosmic Ray showers*. **High Energy Cosmic Rays, Third Edition** (pp. 189-195). Springer.
- [98] Gaisser, T. (1990). *Cosmic Ray showers*. **Cosmic rays and particle physics** (pp. 238-240). Cambridge University Press.
- [99] Spurio, M. (2018). *An overview of multimessenger astrophysics*. **Probes of multimessenger astrophysics, Charged comics rays, nutrinos,  $\gamma$ -rays and gravitational waves** (p. 10). Springer.
- [100] Romero, G. (2015). *Aceleración de partículas*. **Introducción a la astrofísica relativista**, pp. 45-46. Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas.
- [101] De Angelis, A., y Martins, M. (2015). *Chapter 10: Messengers from the High-Energy Universe*. **Introduction to particle and astroparticle physics, question of the universe** (pp. 543-544). Springer.
- [102] Spurio, M. (2018). *Charged cosmic rays in our galaxy*. **Probes of multimessenger astrophysics, Charged comics rays, nutrinos,  $\gamma$ -rays and gravitational waves** (pp. 42-47). Springer.
- [103] Olive, K. y otros. (2014). *Review of Particle Physics (Particle Data Group), Cosmic Rays*. **Chinese physics C**,. **38**(9), 378-385.
- [104] Gaisser, T., Engel, R. y Resconi E. (2016). *Acceleration*. **Cosmic rays and the particle physics** (pp. 254-255). Cambridge University Press.
- [105] Gaisser, T., Engel, R. y Resconi E. (2016). *Cosmic rays in the Galaxy*. **Cosmic rays and the particle physics** (pp. 186-189). Cambridge University Press.
- [106] Moraal, H.(2011). *Cosmic-Ray Modulation Equations*. **Space Science Reviews** 176(1-4), 299-319.

- [107] Baade, W. y Zwicky, F. (1934). *Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays*. **Physical Review** 46(1), 76-77.
- [108] De Angelis, A., y Martins, M. (2015). *Chapter 10: Messengers from the High-Energy Universe. Introduction to particle and astroparticle physics, question of the universe (pp. 561-570)*. Springer.
- [109] Olinto, A. (2000). *Ultra high energy cosmic rays: the theoretical challenge*. **Physics Reports** 333-334, 329-348.
- [110] Longair, M. (2011). *The acceleration of high energy particles. High Energy Astrophysics, Third Edition (pp. 564-569)*. Cambridge University Press.
- [111] Spurio, M. (2018). *Galactic accelerators and acceleration. Probes of multimessenger astrophysics, charged comics rays, nutrinors,  $\gamma$ -rays and gravitational waves (pp. 185-188)*. Springer.
- [112] Grupen, C., Cowan, G., Eidelman, S. y Stroh, T. (2005). *Acceleration mechanisms. Astroparticles physics (pp. 68-69)*. Springer.
- [113] Fermi, E. (1954). *Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation*. **The Astrophysical Journal**. 119(1).
- [114] Spurio, M. (2018). *Galactic accelerators and acceleration. Probes of multimessenger astrophysics, charged comics rays, nutrinors,  $\gamma$ -rays and gravitational waves (pp. 190-193)*. Springer.
- [115] Drury, L. (1983). *An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas*. **Reports on Progress in Physics** 46(8), 973-1027.
- [116] Romero, G. (2015). *Aceleración de partículas. Introducción a la astrofísica relativista, pp. 56-60*. Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas.
- [117] Gaisser, T., Engel, R. y Resconi E. (2016). *Acceleration. Cosmic rays and the particle physics (pp. 239-241)*. Cambridge University Press.
- [118] Hillas A. (1984). *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. **annual Review of Astronomy and Astrophysics** 22(1), 425-444.
- [119] Kotera, K. y Olinto, A. (2011). *The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics** 49(1), 119-153.
- [120] Hümmer, S., Maltoni, M., Winter, W. y Yaguna, C. (2010). *Energy dependent neutrino flavor ratios from cosmic accelerators on the Hillas plot*. **stroparticle Physics** 34(4), 205-224.
- [121] Kalashev, O., Kuzmin, V. y Semikoz, D. (1999). *Top-down models and extremely high energy cosmic rays*. arXiv preprint astro-ph/9911035.
- [122] Niconoff, D. y Mendiza, S. (1996). *Los rayos X y algunas aplicaciones*. **La Ciencia y el Hombre** (23), 163-172.