

**UN METODO PARA DETERMINAR LA CARGA
ELECTRICA DE LOS NUCLEOS ATOMICOS
CON LA TECNICA DE LAS EMULSIONES
NUCLEARES**

Gabriel Alvial Cáceres

UN METODO PARA DETERMINAR LA CARGA ELECTRICA DE LOS NUCLEOS ATOMICOS CON LA TECNICA DE LAS EMULSIONES NUCLEARES

Aplicaciones a la determinación de núcleos de número atómico elevado y de isótopos de la radiación cósmica primaria.

por

Gabriel Alvial Cáceres

INTRODUCCION

1.1. *Fundamentos de la teoría de la ionización de los núcleos atómicos o de las partículas ionizantes al atravesar un medio dado.*

A fin de indicar el grado de aproximación con que se realizan las determinaciones de las cargas eléctricas de los núcleos atómicos y que aquí se discuten; y, para facilitar la lectura y la comprensión de esta tesis, nos referiremos a las leyes correspondientes que rigen la pérdida de energía sufrida por los núcleos atómicos o partículas ionizantes al atravesar un medio material dado.

Todos los métodos de determinación de cargas eléctricas nucleares, con la técnica de las emulsiones nucleares, están basados en que la pérdida de energía que sufre la partícula por ionización en la emulsión nuclear se realiza sólo a través de choques o interacciones coulombianas de dicha partícula con los electrones orbitales de los átomos de la emulsión nuclear. No está excluida la posibilidad de choques coulombianos con electrones asociados con los defectos estructurales de la red cristalina del medio (Centros F), sin embargo, la proporción en que se dan tales electrones con respecto a los electrones orbitales o de valencia y el acuerdo que hay entre las fórmulas teóricas deducidas considerando sólo los electrones de valencia del medio y los resultados experimentales, nos dice que tales electrones no afectan las mediciones de cargas eléctricas nucleares.

Un efecto no coulombiano que mencionaremos aquí es el Efecto Cerenkov originado por el paso de la partícula ionizante a través de un medio de índice de refracción n y cuya velocidad es superior a la velocidad de la luz en dicho medio. Esencialmente la emulsión nuclear está constituida por cristales de Bromuro de Ag que en forma de "gránulos" o "tabletas" se mezclan con la gelatina. Esta distribución de cristales —a la que nos referiremos detalladamente más adelante— ha sugerido la hipótesis de la producción de radiación Cerenkov para partículas o núcleos que atraviesan los cristales de bromuro de plata. Para estos cristales, la radiación Cerenkov comienza a producirse a partir de una velocidad v cuyo $\beta = \frac{v}{c}$, (siendo c la velocidad de la luz) es igual a 0.444.

Hasta ahora no hay evidencias claras sobre esto y los resultados experimentales no permiten asegurar que entre los efectos causados por los electrones separados de los átomos de la emulsión nuclear por efecto coulombiano del núcleo de la partícula que la atraviesa existan efectos causados por la radiación Cerenkov. Adelantaremos —en forma muy general— que estos efectos son los únicos observables y medibles dentro de la emulsión nuclear. A ellos precisamente dedicaremos gran parte del próximo capítulo. En lo que respecta al método que el autor expone en la presente tesis, se mostrará más adelante cómo un posible efecto no-coulombiano, determinado por este mismo autor, no afecta a las determinaciones de cargas eléctricas de los núcleos efectuadas aplicando dicho método y que considera sólo interacciones coulombianas.

Para partículas o núcleos de baja energía, esto es, de energías no superiores a 2 ó 3 veces su energía de reposo Mc^2 , en que M es la masa de reposo de la partícula, la aproximación de Rutherford da cuenta de la pérdida de energía por ionización de dicha partícula al atravesar un medio dado.

En efecto, si en la primera aproximación suponemos que los electrones del medio (o de la emulsión nuclear, en nuestro caso) no están ligados a los átomos de éste y si además suponemos que un núcleo atómico de masa M , carga Ze y velocidad V atraviesa dicho medio que tiene una densidad de electrones de N por cm^3 , se deduce que la velocidad v que adquieren los electrones del medio y la correspondiente energía cinética w están dadas por las relaciones:

$$v = 2 V \cos \varphi ; w = 2m V^2 \cos^2 \varphi$$

en que m es la masa de reposo del electrón y φ es la dirección en que es lanzado el electrón por la partícula. Este ángulo φ depende de la distancia del electrón, antes de la interacción, a la trayectoria de la partícula. A esta distancia la llamaremos "parámetro de impacto" y la designaremos por b . A cada electrón lanzado fuera de su posición original *por efecto coulombiano* lo denominaremos "rayo- δ ". El ángulo φ está dado por la relación:

$$\cos \varphi = \frac{1}{\left(1 + \frac{b^2}{\lambda^2}\right)^{1/2}} \text{ en que}$$

$$\lambda = \frac{Z e^2}{m V^2}$$

A la pérdida de energía de la partícula por unidad de longitud —causada por la ionización que ella provoca al atravesar el medio— la llamaremos *Ionización* y la designaremos por I . Luego, podemos escribir:

$$I = - \frac{dE}{dx}$$

Ahora, si cada electrón chocado adquiere una energía M , la suma de dichas energías por unidad de longitud nos dará I . En una longitud unitaria de la trayectoria de la partícula y en la zona cilíndrica comprendida entre un pará-

metro de impacto b y $b + db$ hay $2 \pi N b db$ electrones y cada uno de ellos tiene una energía:

$$w = 2 m V^2 \frac{1}{1 + b^2/\lambda^2}$$

La pérdida de energía por ionización en el elemento de volumen anteriormente considerado es,

$$4 \pi N m V^2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + b^2} b db = \frac{4 \pi N e^4 Z^2}{m V^2} \frac{b db}{\lambda^2 + b^2}$$

La integración de estas energías desde $b = 0$ hasta un b máximo, b_{max} , nos da la ionización I :

$$I = \frac{2 \pi N e^4 Z^2}{m V^2} \text{Log} \left(1 + \frac{b_{max}^2}{\lambda^2} \right)$$

Considerando que los electrones no son realmente libres, el valor de b_{max} está limitado por la pérdida mínima de energía de la partícula necesaria para ionizar el átomo y a la que llamaremos E_{ion} . Introduciendo este término y los valores correspondientes a λ , la fórmula anterior queda como sigue:

$$I = \frac{2 \pi N e^4 Z^2}{m V^2} \text{Log} \frac{2 m V^2}{E_{ion}}$$

Derivando la expresión para w con respecto a b tenemos:

$$|dw| = 4 m V^2 \frac{\lambda^2}{(\lambda^2 + b^2)^2} b db$$

y para la razón $\frac{dw}{w}$ tenemos:

$$\frac{dw}{w} = \frac{2 b db}{\lambda^2 + b^2}$$

reemplazando esta expresión en la de la pérdida de energía por ionización en el elemento de volumen $2 \pi N b db$, tenemos:

$$\frac{4 \pi N e^4 Z^2}{m V^2} \frac{b db}{\lambda^2 + b^2} = \frac{2 \pi N e^4 Z^2}{m V^2} \frac{dw}{w}$$

y como la energía de cada rayo $- \delta$ es w el número de rayos $- \delta$ por unidad de longitud que tienen dicha energía w y producidos por una partícula de carga eléctrica Ze , velocidad V y con un parámetro de impacto comprendido entre b y $b + db$ es:

$$dn = \frac{2 \pi N e^4 Z^2}{m V^2} \frac{dw}{w^2}$$

y de aquí, el número de rayos- δ con energías comprendidas entre w_1 y w_2 , está dado por:

$$n = \frac{2\pi Ne^4 Z^2}{m V^2} \int_{w_1}^{w_2} \frac{dw}{w^2} = \frac{2\pi Ne^4 Z^2}{m V^2} \left(\frac{1}{w_1} - \frac{1}{w_2} \right)$$

siendo $w_1 < w_2$. Esta relación es conocida con el nombre de "Fórmula de Mott"¹ por ser este autor el primero en aplicarla a la determinación de cargas eléctricas. Más comúnmente se escribe:

$$1.1) n = \frac{2\pi N Z^2}{\beta^2} \cdot \frac{e^4}{mc^2} \left(\frac{1}{w_1} - \frac{1}{w_2} \right)$$

Todos los términos que aparecen en esta relación han sido ya definidos anteriormente.

La aproximación con que trabajamos al determinar cargas eléctricas de núcleos de baja energía de la radiación cósmica primaria está dada, pues, por la relación dada en 1.1).

Para velocidades relativísticas de las partículas o núcleos que por el momento hemos considerado como aquellas que corresponden a energías cinéticas superiores a 2 ó 3 veces su energía de reposo, Mott dio la siguiente relación¹:

$$dn = \frac{2\pi NZ^2 e^4}{m V^2} \frac{dw}{w} \left[1 - \frac{1 - \beta^2}{2} \frac{w}{mc^2} + \frac{Z\pi\beta}{137} \left(\frac{1 - \beta^2}{2\beta^2} \frac{w}{mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{1 - \beta^2}{2\beta^2} \frac{w}{mc^2} \right) \right]$$

Para precisar mejor nuestros conceptos, podemos partir de una fórmula general para la Ionización, considerando que las velocidades de la partícula o núcleo son relativísticas, y luego, aplicarla a energías bajas.

Además de Mott, Livingston y Bethe², varios son los autores que han establecido relaciones entre la ionización, la carga y la velocidad relativística de la partícula. Para nuestros propósitos consideramos que la demostración propuesta por E. Fermi (1940), satisface plenamente las exigencias de nuestras mediciones de cargas eléctricas nucleares.

Fermi determinó para I :

$$1.2) I = \frac{4\pi Ne^4 Z^2}{m V^2} \cdot \left[\text{Log} \frac{2m V^2}{E_{ion}} - \text{Log} (1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

y para $b_{m\alpha}$,

$$b_{m\alpha} = \frac{V}{v(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}$$

en que v es la frecuencia media de oscilación del electrón en el átomo.

La fórmula 1.2) coincide —a menos de una constante de corrección dentro del paréntesis cuadrado— con la determinada por Livingston y Bethe en el año 1937².

¹N. F. Mott: Proceedings of the Royal Society, 124, 425 (1929).

²M. S. Livingston y H. A. Bethe, Review of Modern Physics, 9, 245 (1937).

La figura 1.2) da la pérdida de ionización medida en $\frac{MeV}{\mu m}$ tanto en función de la energía del protón como en función del "alcance" o largo de la trayectoria residual del protón en las emulsiones nucleares (largo de la trayectoria desde una velocidad dada hasta una velocidad cero) o en función de β . La curva allí representada tiene un mínimo para $\beta \sim 0,95$ o para una energía $E \sim 2,2 Mc^2$ en todos los medios posibles.

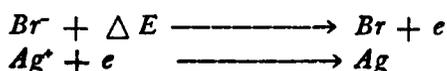
Este mínimo se da para la misma velocidad o energía (siempre que la energía se mida, en este caso, en unidades de energía de reposo de la partícula considerada), para cualquier núcleo o partícula. El valor mismo de I para dicha velocidad o energía dependerá de la naturaleza del medio, de su densidad o de la carga $\cdot Ze$ del núcleo. Para velocidades mayores la curva de ionización crece según una función lineal del logaritmo de la energía.

Es fácil deducir de las fórmulas 1.1) y 1.2) que en los puntos de igual velocidad de las trayectorias de diferentes núcleos o partículas que atraviesan un medio dado, las densidades de rayos $-\delta$ o las ionizaciones correspondientes a dichos puntos están en razón directa de los cuadrados de las cargas eléctricas de dichos núcleos o partículas. En todas nuestras determinaciones de cargas nucleares con emulsiones nucleares empleamos esta última conclusión.

Definiremos como partículas de baja energía a aquellas partículas o núcleos cuya ionización I corresponde a velocidades menores que la velocidad que da el mínimo de I , a las con velocidades iguales o superiores las denominaremos partículas o núcleos de alta energía. Nótese que la definición que hemos dado puede clasificar una partícula como de baja o alta energía midiendo su ionización I en función del alcance residual R y sin necesariamente conocer las velocidades mismas de las partículas. Bastará construir las curvas experimentales de I en función de R .

Los electrones de valencia sacados por efecto coulombiano por la partícula o núcleo cargado que atraviesa la emulsión nuclear salen con energías dadas por la relación $w = 2 m V^2 \cos^2 \varphi$. En algunos casos los electrones son emitidos con energías bajas y no alcanzan a salir del gránulo de *Ag Br* colocado en el seno de la gelatina de la emulsión nuclear; ellos contribuyen así a procesos secundarios de movilidad de portadores de cargas eléctricas dentro de dicho grano de *Ag Br*. Los procesos dinámicos que originan dichos electrones de valencia unidos a los defectos estructurales de la red cristalina (centros F , huecos positivos) pueden dar como resultado final la acumulación de átomos de plata pura en las agrupaciones de dislocaciones estructurales, acumulación que aumenta violentamente bajo la acción de un reductor químico (revelador fotográfico) dando lugar a un gránulo de plata visible y mensurable al microscopio. La primera acumulación de átomos de plata antes de la acción del revelador fotográfico la llamaremos "Imagen Latente"; a la formada bajo la acción del reductor químico, "Imagen Real".

Los procesos fotolíticos de formación de la imagen latente los podemos simbolizar por las siguientes reacciones:



ΔE representa una energía de ionización independientemente del agente que la causa. Entre dichos agentes podemos mencionar la pérdida de energía

de las partículas cargadas que atraviesan la emulsión, los procesos foto-ionizantes, variaciones térmicas, presiones mecánicas, reacciones químicas, etc. Un ejemplo de efecto térmico se refiere a la variación de la sensibilidad de las emulsiones nucleares con la temperatura³⁻⁴.

Veremos más adelante que cualesquiera que sean las hipótesis sobre la formación de la imagen latente, nuestras mediciones son independientes de ellas. La primera teoría fundamentada sobre la formación de la imagen latente fue planteada por R. M. Gurney y N. F. Mott⁵ y completada posteriormente por J. W. Mitchell⁶.

Si los rayos δ tienen suficiente energía, pueden no sólo ionizar el gránulo de *Ag Br*, desde donde fueron emitidos, sino alcanzar uno o más gránulos que se encuentren en la dirección de emisión del electrón. De este modo, el o los rayos δ visibles al microscopio estarán formados por gránulos o "blobs" de plata como filamentos o pelos laterales al eje central de la traza nuclear visible. En otras palabras, el cuerpo o eje central de la traza nuclear se origina por la acción de rayos δ de baja energía y corresponde a parámetros de impactos máximos, b ; y, los rayos δ laterales pueden ser visibles como filamentos formados por uno o más gránulos de plata. Ver figuras 1.1. y 1.10.

Para partículas poco ionizantes, tales como las simplemente cargadas (deutón, protón, mesón π , mesón μ , etc.), un método de medición para evaluar I es contar el número de gránulos o "blobs" por cada 100 micrones a *lo largo de la traza nuclear*. Esto es, contar el efecto originado por rayos δ de poca energía. La ionización así medida se llama "Ionización Axial". Como dijimos anteriormente, puesto que la ionización axial corresponde a parámetros de impactos máximos $-b_{max}$ — para partículas de gran velocidad estos parámetros crecen de acuerdo a la fórmula relativística dada anteriormente para b_{max} . Es decir, la ionización axial de una partícula decrece por efecto relativístico para grandes velocidades.

Por otro lado, si el efecto Cerenkov es significativo (comienza para un $\beta = 0.444$ para los gránulos de *AgBr*), la radiación Cerenkov no contribuirá a la formación del eje de la traza nuclear puesto que el haz de radiación Cerenkov forma un ángulo con la dirección de la partícula cuyo coseno vale $\frac{c}{n\beta}$, en que n es el índice de refracción del *AgBr*. Sin embargo, la contribución de la radiación Cerenkov es una hipótesis discutida por numerosos autores y cuyos efectos no han sido aún determinados con claridad en las emulsiones nucleares.

Otro efecto importante es el llamado "Efecto Pantalla o de Polarización", que Fermi previó en su teoría, debido a la mayor energía necesaria para extraer electrones de las capas internas del átomo, electrones que no reaccionan a los parámetros de impactos crecientes. Este efecto aparece en la fórmula 1.2) como un término $-\Delta$ que se introduce en el paréntesis cuadrado de ella. Este término depende de N , Z (Número medio de electrones de los átomos del medio atravesado por la partícula ionizante o núcleo) y de β .

³C. C. Dilworth: Suplemento del Nuovo Cimento, 11, 203 (1954).

⁴G. Alvia: Il Nuovo Cimento, 12, 351 (1954).

⁵R. M. Gurney y N. F. Mott: Proc. Royal Society, A 164, 151 (1938).

⁶J. W. Mitchell: Bulletin Soc. Roy. Sci. Liège, 20, 300 (1951).

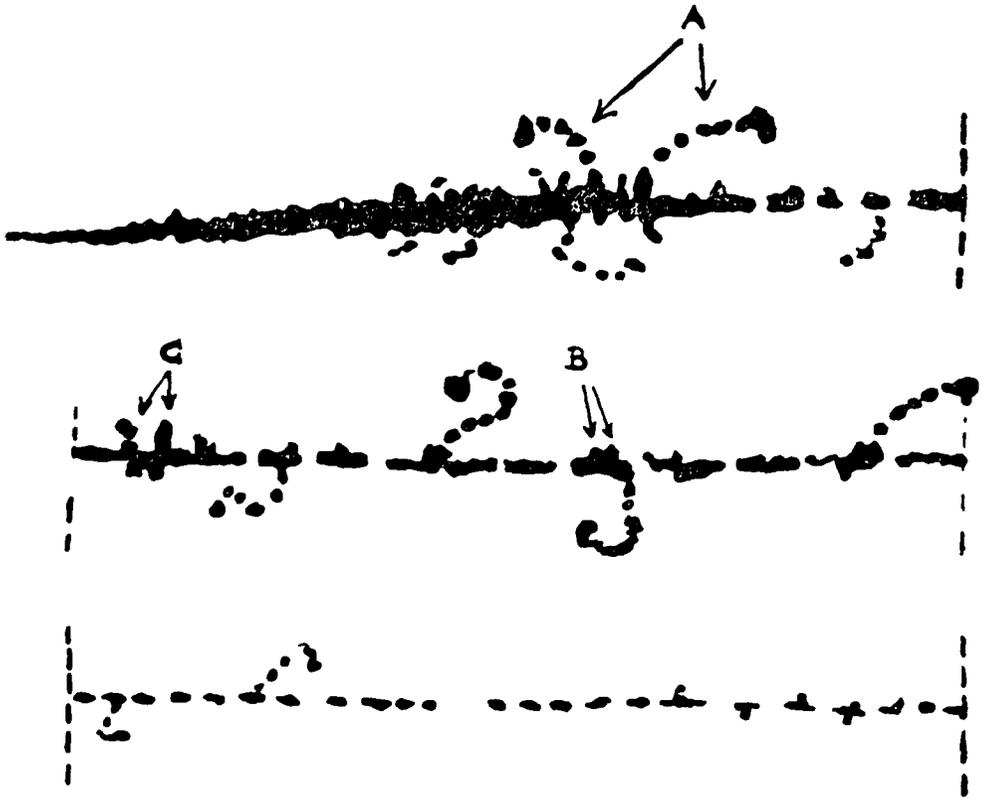


FIGURA 1.1.

La figura superior corresponde a un modelo de traza nuclear en emulsiones nucleares reveladas fotográficamente. La traza nuclear está formada por granos de plata que se depositaron por el efecto de ionización de la partícula que se frenó o detuvo dentro de la misma emulsión nuclear. En A se señalan dos rayos $-\delta$ de 6 y 8 granos respectivamente (algunos de ellos soldados entre sí). La figura central es un modelo de una parte o trozo de traza nuclear. En B se señalan dos rayos $-\delta$ de un grano cada uno (una especie de *modulación* de la traza); en C, dos rayos $-\delta$ de dos granos cada uno (en uno de ellos los dos granos están soldados entre sí). La figura inferior muestra un trozo de traza nuclear de una partícula muy poco ionizante. Las figuras anteriores corresponden a partículas ionizantes. En la traza inferior se puede hacer un recuento de la *ionización axial*, esto es, del número de gránulos por unidad de longitud a lo largo de la traza misma

De lo expuesto anteriormente es posible explicar los resultados de las mediciones de la Ionización Axial para partículas simplemente cargadas.

La figura 1.2) da las curvas de la Ionización Axial en función de la energía para deuterones (D), protones (P), mesones π y mesones μ . Se observa en ella que aparece un "plateau" o meseta, después del mínimo de la curva, en lugar de continuar creciendo como una función lineal del logaritmo de la energía.

La figura 1.3) da el número de rayos $-\delta$, de diferentes energías, *en función del alcance residual para protones*. El decrecimiento del número de rayos $-\delta$ para muy bajas energías de la partícula ionizante puede explicarse por la disminución de los rayos $-\delta$ de mayor energía debido a la disminución de la energía misma de la partícula. En efecto, un rayo $-\delta$ no puede adquirir una energía superior a la dada por la relación $w = 2m V^2$, siendo V la velocidad de la partícula que lo produjo, o a $w = \frac{2 m V^2}{1 - \beta^2}$ para velocidades relativísticas del núcleo ionizante.

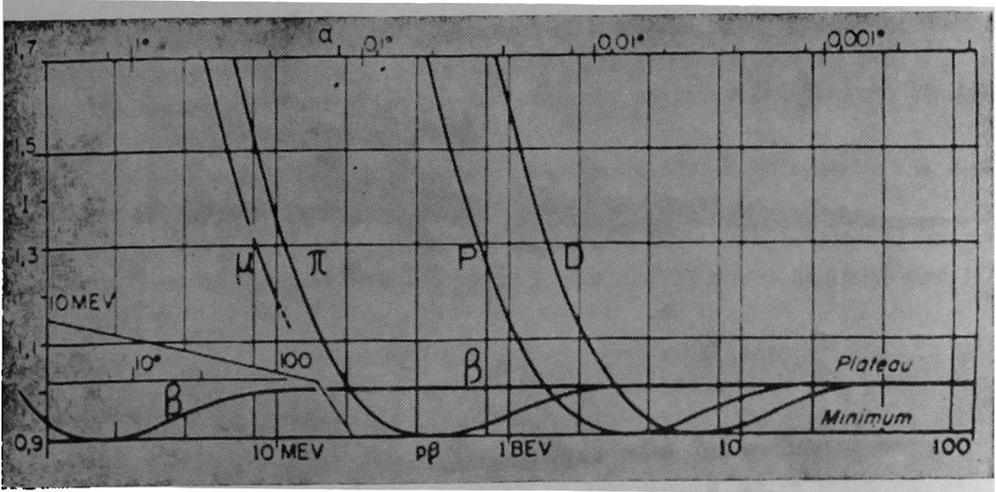


FIGURA 1.2.

Pérdida de Energía por ionización axial en función de la energía de la partícula

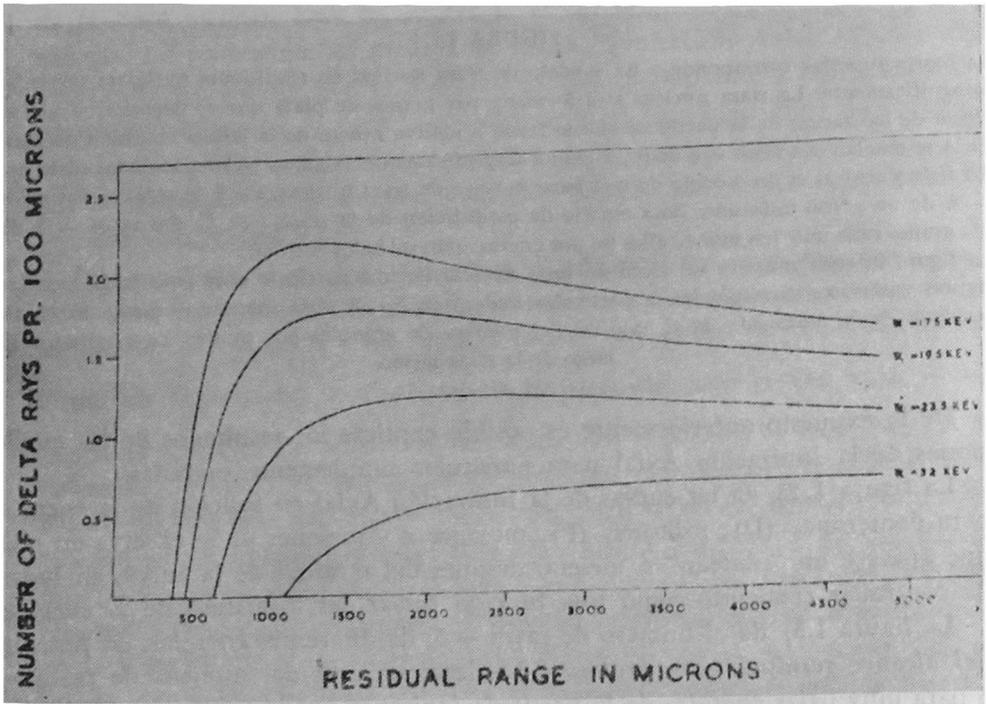


FIGURA 1.3.

Número de rayos δ de diversas energías, cada 100 micrones, en función del alcance residual para protones. La energía de un rayo δ está determinada por el número de gránulos que la forman, pues se necesita aproximadamente una pérdida de energía de 5 KeV para formar un gránulo de plata de un rayo δ . Así, rayos δ de 19.5 KeV están formados por cerca de 4 gránulos de plata

Finalmente, las fórmulas de la ionización I de partículas o núcleos de alta o baja energía las podemos escribir como sigue:

$$I = \frac{d E}{d R} = Z^2 F(\beta)$$

en lugar de β también podemos colocar la energía cinética por cada nucleón $\frac{E}{M}$:

$$I = \frac{d E}{d R} = Z^2 F\left(\frac{E}{M}\right)$$

de aquí:

$$d R = \frac{d E}{Z^2 F\left(\frac{E}{M}\right)}, \text{ y}$$

$$R = \int \frac{d E}{Z^2 F\left(\frac{E}{M}\right)} = \frac{M}{Z^2} \int \frac{dE/M}{F(E/M)} = \frac{M}{Z^2} f\left(\frac{E}{M}\right)$$

La función $f\left(\frac{E}{M}\right)$ —desde este ángulo teórico— es una función universal de la velocidad para cualquier partícula, y, por consiguiente puede ser determinada a partir del protón. A velocidades muy bajas es necesario introducir un término correctivo R_0 . De esta manera tenemos para el protón:

$$R = M f\left(\frac{E}{M}\right) + R_0$$

y para una partícula cargada cualquiera:

$$1.3) \quad R = \frac{M}{Z^2} f\left(\frac{E}{M}\right) + R_0$$

Según algunos autores, el término correctivo R_0 corresponde al alcance en que la partícula tiene su máximo de ionización. Para alcances menores que R_0 la ionización decrecería debido a la captura de electrones del medio por parte de la partícula ionizante lenta ("electrones pick-up").

Basado en este hecho W. H. Barkas⁷, determinó para R_0 la relación semi-teórica:

$$R_0 = 0.12 M Z$$

De aquí se obtiene, para las partículas α un $R_0 = 1.3 \mu m$; para el Li^8 , $R_0 = 3.2 \mu m$; el B^8 tiene $R_0 = 4.6 \mu m$; el C^{12} , $R_0 = 8 \mu m$; el C^{13} , $R_0 = 8.65 \mu m$.

Se ve, pues, inmediatamente que el largo de R_0 es proporcional a la masa en el caso de núcleos isótopos.

⁷W. H. Barkas: Physical Review, 89, 1019 (1953).

Esta teoría de captura sucesiva de electrones del medio por parte de los núcleos que atraviesan dicho medio para incorporarlos a sus correspondientes órbitas a medida que este núcleo pierde velocidad o es frenado por el medio (pérdida de energía por ionización) fue introducida por P. Freier, N. J. Lofgren, E. P. Ney y F. Oppenheimer⁸, y no está probada totalmente. Por otra parte, varios autores han dado mayor importancia al decrecimiento de la densidad de rayos δ debido a la disminución de la energía de la partícula (recuérdese que la energía de un electrón lanzado por la partícula está dada por $w = 2 m V^2$, en que V es la velocidad de la partícula y m la masa del electrón). En efecto, más adelante se mostrarán los resultados de las mediciones de cargas nucleares para núcleos de baja energía, hechos por el autor de esta tesis y que están de acuerdo con la relación $R_0 = A M Z$, pero en que A es diferente de 0.12 y depende casi totalmente de la densidad de rayos δ .

La función $f \left(\frac{E}{M} \right)$ fue determinada experimentalmente a bajas energías exponiendo emulsiones nucleares a flujos de partículas simplemente cargadas y provenientes de máquinas aceleradoras de modo de conocer la energía de ellas lo más exactamente posible. El alcance R de las partículas era medido directamente en las emulsiones nucleares. Estos trabajos fueron iniciados por C. M. Lattes, P. H. Fowler y J. Cüer⁹; U. Camerini y C. M. Lattes¹⁰ y continuados por muchos otros autores. La figura 1.4 da algunos de estos resultados en escalas $\text{Log } E$ y $\text{Log } R$. Se observa inmediatamente en dicho gráfico que la representación de $\text{Log } E$ en función del $\text{Log } R$ está constituida, para las partículas allí señaladas, por líneas casi rectas.

Por lo tanto, podemos escribir para el protón:

$$E = b R^{\frac{1}{\sigma}}; \text{ y } R_0 = b^{-\frac{1}{\sigma}} E^{\frac{1}{\sigma}}$$

y, de acuerdo a lo que hemos dicho hasta aquí, para una partícula de carga unitaria, energía E , y masa M (en unidades de masas protónicas), la energía por nucleón está dada por:

$$\frac{E}{M} = b R^{\frac{1}{\sigma}}$$

y por consiguiente, su alcance R_M será:

$$R_M = M R_0 = M \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) E^{\frac{1}{\sigma}} b^{-\frac{1}{\sigma}}$$

y para un núcleo o partícula de masa M , energía cinética E y número atómico Z , R_M está dado por:

$$1.4) \quad R_M \propto b^{-\frac{1}{\sigma}} Z^{-2} M \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) E^{\frac{1}{\sigma}}$$

⁸P. Freier, E. J. Lofgren, E. P. Ney, F. Oppenheimer: *Phys. Rev.* 74, 1818 (1948).

⁹C. M. Lattes, P. H. Fowler y P. Cüer: *Proceedings of Physical Society*, 59, 883 (1947); *Nature* 159, 301 (1947 a).

¹⁰U. Camerini, C. M. Lattes: *Ilford Technical Data* (Ilford Ltd., London, 1947).

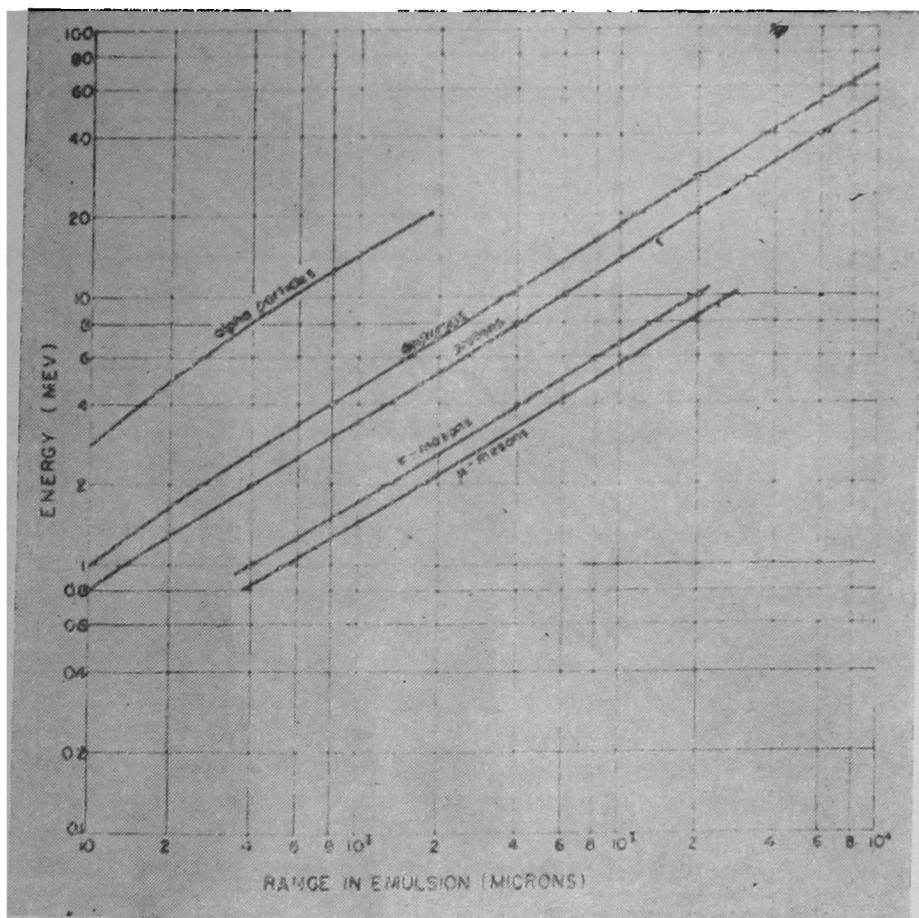


FIGURA 1.4.

Relación entre la energía E y el alcance residual R obtenida experimentalmente por LATTES, FOWLER y CÜER para los núcleos allí indicados

Fácil es ver en las fórmulas anteriores que el término correctivo R , está de hecho incorporado al factor b ; para el tipo de emulsiones nucleares que hemos empleado en el grupo chileno (tipo G-5), Fay, Gottstein y Hain¹¹ determinaron para a y b los siguientes valores: $a = 0.568$ y $b = 0.281$.

Escribiendo la función 1.4) como sigue:

$$E = b Z^{2a} M^{1-a} R^a$$

tenemos:

$$1.4') \quad \frac{dE}{dR} = a b Z^{2a} M^{1-a} R^{a-1} = a b Z^{2a} \left(\frac{R}{M}\right)^{a-1}$$

que da la pérdida de energía por unidad de longitud para una partícula de masa M , número atómico Z , y alcance residual R .

¹¹H. Fay K. Gottstein y K. Hain: *Supplemento Nuovo Cimento*. 11, 234 (1954).

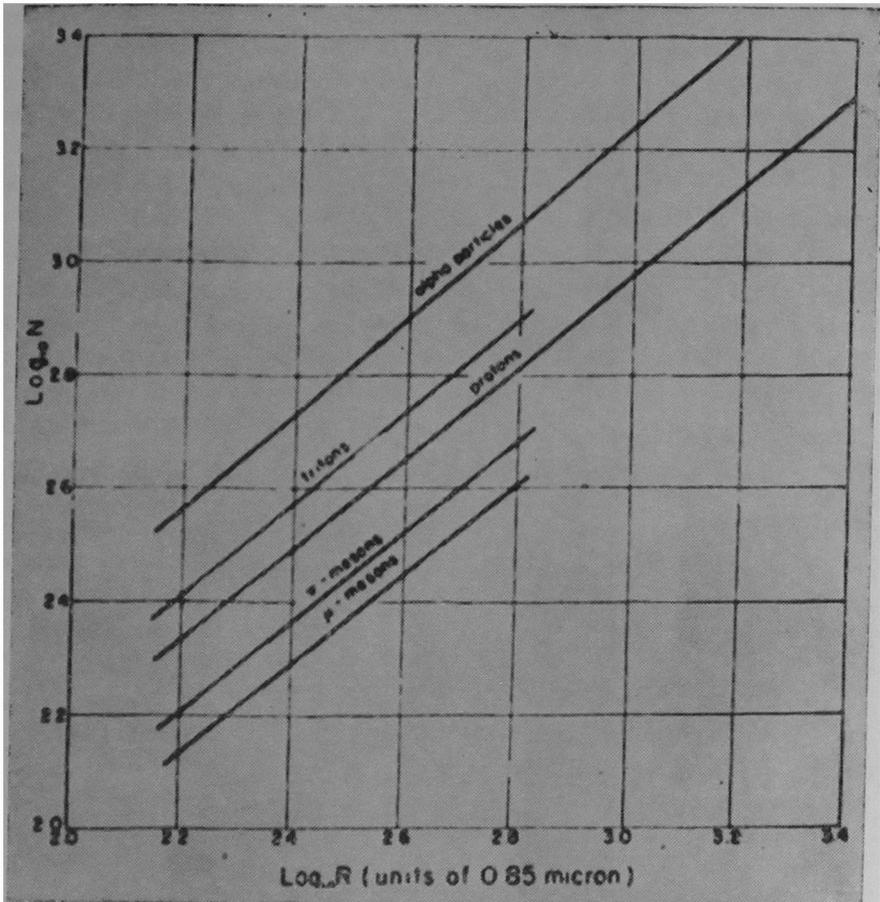


FIGURA 1.5.

Relación entre el número total — N — de gránulos de plata y el alcance residual R obtenido experimentalmente por LATTES, FOWLER y CÜER para las partículas allí señaladas

La figura 1.5) muestra los resultados experimentales obtenidos por Lattes, Fowler y Cüer⁹ para la relación entre el número total de gránulos de plata N (número integral) y el alcance residual de la partícula correspondiente.

Repetiendo el razonamiento por el cual obtuvimos la relación 1.4), obtenemos una relación entre N y R :

$$1.5) \quad N = b' Z^{2a'} M^{1-a'} R^{a'}$$

N también puede significar el número integral de rayos — δ — de la partícula de alcance residual R ; a' depende del tipo de emulsión empleada y los autores anteriores determinaron los valores 0.815, 0.800, 0.807, 0.844 para mesones μ , π , protones y partículas — α — respectivamente y en emulsiones Ilford C2.

De la relación anterior tenemos:

$$1.5') \quad \frac{dN}{dR} = a' b' Z^{2a'} \left(\frac{R}{M}\right)^{a'-1}$$

De las relaciones 1.4') y 1.5') se deduce en forma directa que para núcleos isótopos de masas M_1 y M_2 y en los puntos de su trayectoria de igual velocidad;

o igual pérdida de energía por unidad de longitud $\left(\frac{dE}{dR}\right)$; o igual número de gránulos o de rayos $-\delta$ por unidad de longitud $\left(\frac{dN}{dR}\right)$, se cumple:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{R_1}{R_2}$$

y por consiguiente, introduciendo esta igualdad en las relaciones 1.4) y 1.5), obtenemos:

$$1.6) \quad \frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{M_1}{M_2} = \frac{R_1}{R_2}$$

De esta última relación se deduce un método sencillo y práctico para determinar razones entre masas de partículas de igual carga eléctrica:

La figura 1.6) representa en escala logarítmica el recuento del número integral N de rayos $-\delta$ en función del alcance residual R para el He^4 (Curva B) y el He^3 (Curva A). Para determinar la masa del He^4 con respecto al He^3 se traza la bisectriz del ángulo recto que forman los dos ejes coordenados. Esta bisec-

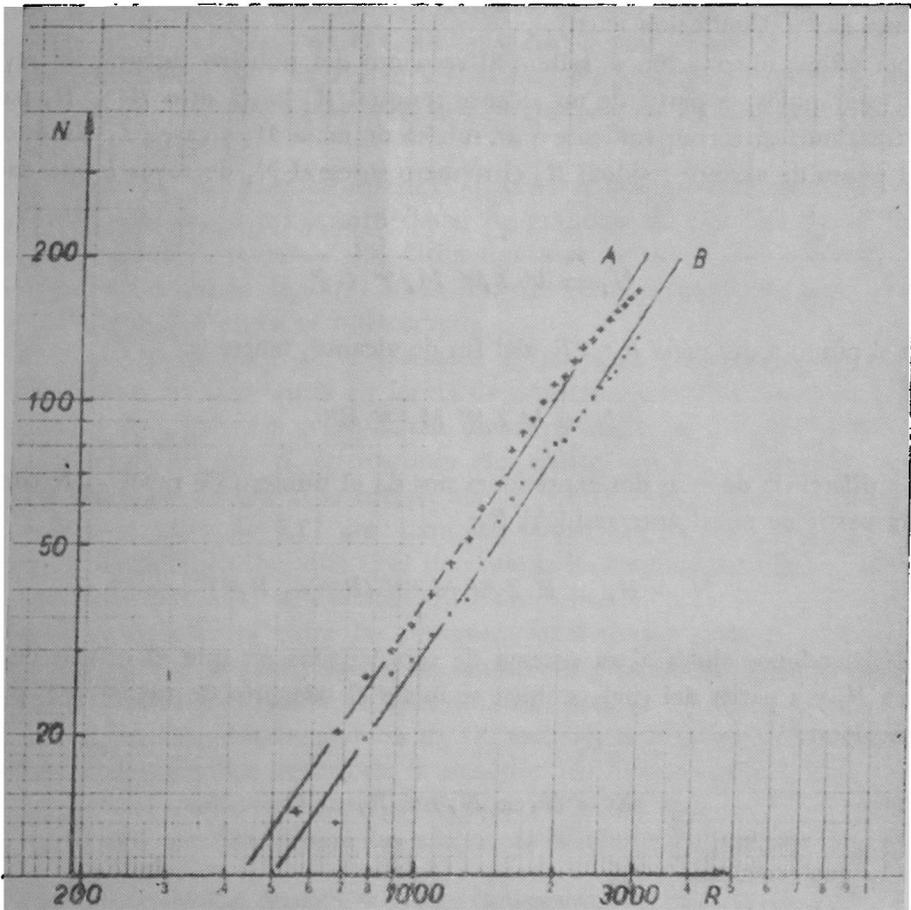


FIGURA 1.6.

Número integral N de rayos $-\delta$ en función del alcance residual R para el He^4 (Curva B) y el He^3 (Curva A)

triz (inclinada a 45°) cortará en dos puntos a las rectas A y B tales que los alcances residuales de estos puntos están relacionados con sus respectivos números integrales de rayos — δ , N_A y N_B , por la relación:

$$\text{Log } R_B - \text{Log } R_A = \text{Log } N_B - \text{Log } N_A$$

esto es:

$$\frac{R_A}{R_B} = \frac{N_A}{N_B}$$

pero estas razones —por lo que hemos dicho anteriormente—, deben ser iguales a la razón $\frac{M_A}{M_B}$. Las curvas experimentales representadas en la figura 1.6) corresponden a resultados del autor de esta tesis y que se discutirán más adelante.

Los primeros en aplicar este método —contando gránulos de plata—, fueron los autores C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini y C. Powell¹² para determinar la razón entre las masas de los mesones π y μ . Tomaron como parámetro de ionización el número integral de gránulos de plata a lo largo de las trazas de los mesones π y μ (ionización axial).

Una última observación se refiere al recuento del número integral de rayos — δ (o gránulos) a partir de un alcance residual R_1 hasta otro $R > R_1$ para una traza nuclear correspondiente a un núcleo de masa M_1 y carga Z_1 . Entonces, en el punto de alcance residual R_1 el número integral N_1 de rayos δ está dado por:

$$N_1 = b' Z_1^{2\omega} M_1^{1-\omega} R_1^{\omega}$$

y en el punto a distancia $R > R_1$ del fin de alcance, tenemos:

$$N = b' Z_1^{2\omega} M_1^{1-\omega} R^{\omega}$$

La diferencia de estas dos expresiones nos da el número de rayos — δ , contados a partir de un alcance residual R_1 :

$$N - N_1 = b' Z_1^{2\omega} M_1^{1-\omega} (R^{\omega} - R_1^{\omega})$$

Refiriéndonos ahora a un sistema de coordenadas en que el origen de los R sea R_1 y a partir del cual también se inicie el recuento de rayos — δ , podemos colocar:

$$N - N_1 = N_1'; \text{ y, } R_1 = 0$$

con lo que tenemos:

$$1.7) \quad N_1' = b' Z_1^{2\omega} M_1^{1-\omega} R^{\omega}$$

¹²C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, C. Powell: Proceeding of Royal Society. A, 61. 173 (1948).

1.2. Camino libre medio para producción de rayos — δ .

Un parámetro complementario a la densidad de rayos — δ es el camino libre medio para producirlos. Tal como la densidad, el camino libre medio λ es constante en la zona relativística de la partícula, y, por lo tanto, es precisamente para núcleos o partículas de alta energía en donde conviene determinar λ para obtener el valor del número atómico Z . Aunque teóricamente $n \times \lambda = 1$ (donde n designa a la densidad), es posible determinar λ con errores experimentales *independientes* de los errores experimentales con que se determina n . Para ello aplicaremos la teoría propuesta por C. O'Ceallaigh¹³⁻¹⁴ —para determinar el largo medio \bar{G} de los "huecos" o "lagunas" o distancias que existen entre los gránulos de *AgBr* ionizados por el paso de un núcleo o partícula relativística—, y la adaptaremos a nuestras determinaciones de λ . Dichos "huecos" o "lagunas" son muy frecuentes en las trazas de protones y su densidad decrece —para las otras partículas—, proporcionalmente a Z^2 . De aquí que \bar{G} resulte un buen parámetro para determinar la carga eléctrica de núcleos relativísticos de *bajo* poder de ionización (protones, partículas — α , núcleos de *Li*, *Be*, *B*); es un parámetro de dudosa precisión para las determinaciones de cargas de núcleos relativísticos de poder de ionización *Medio* (*C*, *N*, *O*, *F*); y no sirve para núcleos relativísticos de *alto* poder de ionización ($Z \geq 10$). El autor de esta tesis aplica la teoría de O'Ceallaigh —hecha para determinar \bar{G} —, a la determinación teórica de λ , que a su vez, es medido experimentalmente por el método propuesto por este autor. Veremos en este párrafo los fundamentos teóricos para determinar \bar{G} .

En la figura I.I, del párrafo anterior, el lector podrá apreciar las lagunas o huecos entre gránulos o conglomeraciones de gránulos de plata ya desarrollados por el proceso de revelado. En dicha figura se muestran sólo modelos de trazas. En cambio, en la figura 1.10 se muestra una fotografía de una traza nuclear tal como se observa al microscopio.

Desde el punto de vista de la teoría de O'Ceallaigh, los cristales de *AgBr* están distribuidos en la gelatina en forma de tabletas o gránulos, constituyendo una emulsión de *AgBr* en gelatina. El diámetro medio α de tales gránulos ha sido determinado con el microscopio electrónico con gran precisión. Las primeras mediciones de este tipo fueron hechas por W. Knowles y P. Demers¹⁵ y dan para α el valor de 0,27 μm . para las emulsiones nucleares inglesas de la fábrica Ilford del tipo *G-5*, que es el tipo que se ha empleado en la obtención de los resultados que aquí se discuten. Anteriormente A. Jdanov¹⁶ había dado una relación fisicoquímica entre las concentraciones de los elementos contenidos en la emulsión y la probabilidad de ionizar un gránulo de *AgBr*, relación que permite obtener una excelente aproximación para α .

Una de las hipótesis fundamentales de O'Ceallaigh supone que los gránulos de *AgBr* están distribuidos dentro de la emulsión sin ninguna preferencia, esto es, que no forman configuraciones geométricas definidas que pudieran asimilarse a estructuras cristalinas para los efectos de la ionización causada por las

¹³C. O'Ceallaigh: Proceeding, Bagnères de Bigorre Conference. p. 73 (1953).

¹⁴C. O'Ceallaigh: "Measurements of Ionization in Photographic Emulsions by the Technique of Mean Gap — Length", Pre — print (1954).

¹⁵W. Knowles Y P. Demers: Physical Review, 72, 535 (1947).

¹⁶A. Jdanov: Journal de Physique et le Radium, 6, 233 (1935).

partículas que atraviesan la emulsión. Esta hipótesis coincide con los resultados de las mediciones de ionización sobre trazas nucleares ya reveladas de protones, partículas α , y núcleos livianos (*Li*, *Be* y *B*); en particular, coincide con las determinaciones de los parámetros de ionización que aquí se discuten y para trazas de núcleos de cualquier carga eléctrica.

Otra hipótesis sobre la distribución de los granos de *AgBr* en la emulsión fue hecha por Hertz y Davis¹⁷ y supone que los gránulos de cristales de *AgBr* están distribuidos en forma geométrica en el seno de la gelatina. Esta sólo dio cuenta de algunos resultados de mediciones de ionización realizadas sobre trazas de protones y partículas α .

Supongamos, pues, que una partícula ionizante o núcleo atómico de alta energía atraviesa la emulsión nuclear pasando a través de numerosos cristales de *AgBr*. Algunos de estos cristales serán ionizados hasta un grado tal que después de someter la emulsión nuclear al proceso fisicoquímico de revelado permitirá obtener un gránulo de plata observable al microscopio por cada uno de dichos cristales. Diremos que en este caso un gránulo o cristal de *AgBr* es *desarrollable*. Al gránulo de plata lo llamaremos *gránulo desarrollado*.

Una observación muy importante que se debe anticipar aquí es que la determinación de \bar{G} , λ o n siempre puede realizarse en forma que permita determinar Z independientemente del proceso fisicoquímico de revelado de la emulsión nuclear; o bien, que permita encontrar los factores correctivos para determinar Z independientemente de dichos procesos.

Consideremos ahora los fundamentos de la teoría de O'Ceallaigh.

La figura 1.7) representa un segmento de longitud l de la trayectoria de un núcleo relativístico dentro de una emulsión. Supongamos que este segmento atraviesa N cristales de diámetro α cada uno formando así $N - 1$ "huecos" o "lagunas", esto es, longitudes libres entre cristales de *AgBr*. En la figura los cristales aparecen centrados con respecto a la trayectoria, disposición que no afecta la hipótesis sobre la distribución de ellos para los efectos de la ionización.

La suma de las longitudes de las "lagunas" está dada por:

$$L = l - N \alpha$$

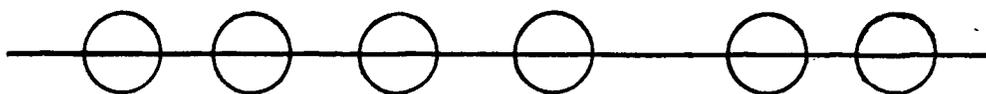


FIGURA 1.7.

La longitud media de las "lagunas" entre cristales de *AgBr* es:

$$g_0 = \frac{L}{N - 1}, \text{ pero como } N \text{ es siempre un número grande,}$$

$$g_0 = \frac{L}{N}$$

¹⁷A. J. Hertz y G. Davis: Australian Journal of Physics, 8, 129 (1955).

Aceptando una distribución de los cristales al azar, podemos calcular la función de distribución $P(x) dx$ de los largos x de tales lagunas. Para ello, supongamos que todos los cristales se han comprimido hacia un lado del segmento l dejando una distancia libre L hacia el otro lado, tal como lo indica la figura 1.8.

La probabilidad para que el centro de uno de estos cristales caiga en un elemento dx del segmento l es, en estas condiciones,

$$\frac{dx}{L}$$

Este cristal separa dos lagunas. La probabilidad para que una de estas dos lagunas tenga un largo igual o superior a X es:

$$2 \left(1 - \frac{X}{L}\right)$$

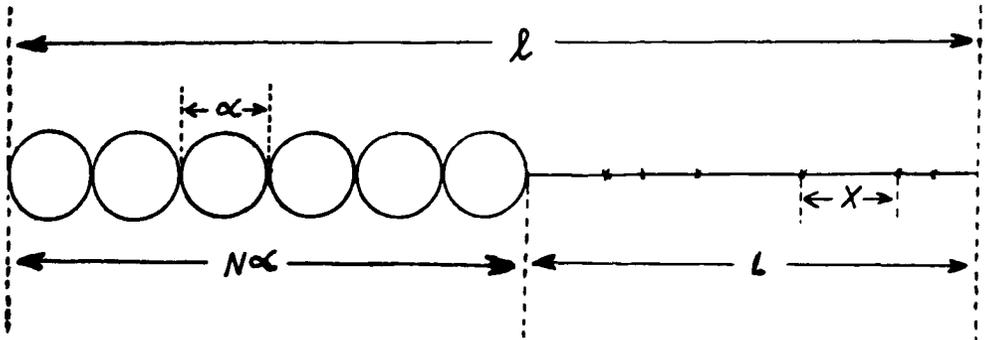


FIGURA 1.8.

De la misma manera, dos cristales separan 3 lagunas y la probabilidad de que una de estas tres lagunas tenga una longitud igual o superior a X es:

$$3 \left(1 - \frac{X}{L}\right)^2$$

y por un proceso de inducción completa se llega a establecer que la probabilidad para que una laguna de las N existentes tenga un largo igual o superior a X es:

$$N \left(1 - \frac{X}{L}\right)^{N-1}$$

Ahora, la probabilidad de que una laguna tenga un largo comprendido entre X y $X + dx$ está dado por el producto de las probabilidades respectivas, esto es:

$$P(x) dx = N \left(1 - \frac{X}{L}\right)^{N-1} \frac{dx}{L}$$

Esta última expresión está dada para un segmento, L . Si en vez del segmento l de traza, consideramos el largo total de la traza nuclear dentro de

la emulsión misma, nuestro segmento L crece; lo que prácticamente significa que, dentro del orden de magnitud de las dimensiones que medimos, el valor de L tiende a infinito.

Introduciendo el valor dado anteriormente para g_0 , tenemos:

$$P(x) dx = \frac{1}{g_0} \lim_{L \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{X}{L}\right)^{N-1} dx$$

la expresión cuyo límite deseamos calcular la podemos escribir:

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{X}{L}\right)^{N-1} = \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \frac{\left[\left(1 \pm \frac{1}{L/X}\right)^{-\frac{L}{X}} \right]^{-X}}{\left(1 \pm \frac{1}{L/X}\right)^{g_0}} \right\} \frac{1}{g_0}$$

relación fácilmente verificable. También se ve en forma directa que el numerador de la fracción entre paréntesis llave tiende a e^{-x} y el denominador, a 1. Luego, dicho límite tiende a e^{-x} / g_0 . Por consiguiente, tenemos:

$$1.8) \quad P(x) dx = \frac{1}{g_0} e^{-x} dx$$

expresión que constituye la función de distribución de las lagunas entre cristales de $AgBr$.

Considerando ahora que algunos cristales serán ionizados por el paso de la partícula o núcleo, indicaremos el camino para determinar la función de distribución $P(z) dz$ de lagunas entre cristales o gránulos desarrollables.

Si p es la probabilidad para que por efecto de la ionización causada por la partícula un gránulo de $AgBr$ se haga desarrollable, la probabilidad para que una laguna entre cristales desarrollables esté formada por lo menos por un hueco es p ; por dos huecos es $p(1-p)$; por tres huecos, $p(1-p)^2$, y, por $N+1$ huecos primitivos es $p(1-p)^N$. En efecto, si un grano se hace desarrollable aun cuando el grano próximo también se haga desarrollable se tiene, por lo menos, la laguna comprendida entre estos dos granos. De aquí que esta probabilidad sea p . En la misma forma, si un gránulo se hace desarrollable (probabilidad p) y el otro no (probabilidad $1-p$), se cuenta, por lo menos, con dos huecos entre dos granos desarrollables: la probabilidad para esto es $p(1-p)$. Análogamente se explican las otras probabilidades ya señaladas.

Ahora, la probabilidad para que un grupo cualquiera de $N+1$ lagunas consecutivas entre cristales de $AgBr$ estén comprendidas entre una longitud z y $z+dz$ se calcula con los procedimientos usuales del cálculo de probabilidades (es un problema muy general) y da por resultado¹⁸:

$$P(z) dz = \frac{1}{N!} e^{-\frac{z}{g_0}} \left(\frac{z}{g_0}\right)^N \frac{dz}{g_0}$$

¹⁸Ver libro de Estadística de M. G. Kendall, tomo 1, págs. 231-244.

De aquí que la probabilidad para que dos cristales desarrollables estén separados por $N + 1$ lagunas primitivas y cuyo largo esté comprendido entre z y $z + dz$ está dada por el siguiente producto de probabilidades:

$$P(z) dz = p(1 - p)^N \frac{1}{N!} e^{-\frac{z}{g_0}} \left(\frac{z}{g_0}\right)^N \frac{dz}{g_0}$$

Al considerar todos los casos posibles desde $N = 0$ hasta $N = \infty$, tenemos:

$$P(z) dz = \frac{p e^{-\frac{z}{g_0}} dz}{g_0} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\{(1 - p) (z/g_0)\}^N}{N!}$$

Efectuando la sumatoria, esta expresión nos queda:

$$1.9) \quad P(z) dz = p/g_0 e^{-z/g_0} dz$$

Esta expresión da, pues, la probabilidad para que la longitud de una laguna entre dos granos o cristales desarrollables esté comprendida entre z y $z + dz$. Aquí p es la probabilidad de que un grano sea desarrollable, esto es, sea ionizado en forma tal de dar lugar a un gránulo de plata, que puede ser observable al microscopio, mediante el proceso de revelado fisicoquímico. Al suponer p constante se acepta —en este caso de ionización por efecto coulombiano— que la energía de la partícula se mantiene en la zona de velocidades relativísticas.

Considerando que de acuerdo a la definición de probabilidad se tiene:

$$p \bar{G} = g_0$$

esto es, el producto de la probabilidad p por el largo medio de las lagunas entre cristales desarrollables es igual al largo medio de las lagunas entre cristales de $AgBr$, la fórmula (1.9) queda:

$$1.10) \quad P(z) dz = 1/\bar{G} e^{-z/\bar{G}} dz$$

Esta última expresión es la función de distribución de los largos de las lagunas entre cristales *desarrollables*. Por otro lado, lo que nosotros podemos medir son los largos observables de las lagunas entre cristales *desarrollados*. En lo que sigue veremos cómo podemos calcular \bar{G} midiendo sólo lagunas entre cristales desarrollados.

Un cristal o gránulo desarrollable de $AgBr$ de diámetro a da origen a un gránulo de plata de un diámetro mayor que a después del proceso de revelado. Esto origina soldaduras entre algunos granos de plata vecinos y elimina así algunas lagunas. Además, muchas lagunas entre gránulos de plata cuyos largos son inferiores al poder de resolución del objetivo del microscopio no son computadas en las mediciones. De aquí que tengamos que contar lagunas de un largo mayor que una longitud ϵ definida por:

$$\epsilon = a - \alpha + \epsilon_0$$

en que ϵ_0 es el poder de resolución óptica anteriormente mencionado. Esto último define una laguna observable.

De aquí, pues, que la probabilidad de que existan lagunas con un largo superior a ϵ está dada por la relación siguiente:

$$P(z_\epsilon) dz = \frac{1}{\bar{G}} \int_\epsilon^\infty e^{-z/\bar{G}} dz$$

en donde z_ϵ se ha designado a un $z \geq \epsilon$. Luego:

$$P(z_\epsilon) = dz = \epsilon \frac{\delta}{\bar{G}}$$

Se comprende que para lagunas cuyo $z \geq z_0$, siendo z_0 un largo pre-fijado, se tiene:

$$1.11) \quad P(z_0) dz = e^{-z_0/\bar{G}}$$

Hasta aquí hemos empleado el concepto de función de distribución como equivalente con el de probabilidad (en realidad, no hay diferencias de fondo). Sin embargo, lo que experimentalmente interesa es un procedimiento para aplicar la función (1.11).

Si el número de lagunas de una traza nuclear revelada y cuyos largos son mayores o iguales a una longitud z_0 (esta última elegida de manera de observarla y medirla al microscopio) lo designamos por Nz_0 , siendo este número proporcional a $P(z_0) dz$, tenemos:

$$1.12) \quad Nz_0 = F e^{-z_0/\bar{G}}$$

en que F es el factor de proporcionalidad.

Luego:

$$\text{Log } Nz_0 = \text{Log } F - \frac{z_0}{\bar{G}}$$

Si en la misma traza nuclear computamos lagunas de largos iguales o mayores que z_0 , dando a z_0 diversos valores de acuerdo con la escala de nuestro micrómetro, podemos tomar z_0 como una variable z . Así:

$$\text{Log } Nz_0 = \text{Log } F - \frac{z}{\bar{G}}$$

asimilando esta expresión a la ecuación de la recta:

$$y = b + a_1 x$$

tenemos que:

$$a_1 = \text{tg } \alpha = - \frac{1}{\bar{G}}$$

en que α es el ángulo de inclinación de la recta.

Siendo \bar{G} inversamente proporcional al cuadrado de la carga eléctrica de la partícula o núcleo ionizante, el valor absoluto de a_1 es directamente proporcional a dicho cuadrado. (El coeficiente a_1 es también designado por a_2 en lo que sigue en el texto de esta tesis).

La figura 1.9) representa gráficamente la distribución de lagunas, de una traza nuclear revelada, de largos mayores que 1, 2, 3, 4, 5, divisiones del micrómetro. Tal como dijimos anteriormente, la división unitaria debe tener como largo mínimo la longitud ε a fin de determinar \bar{G} independientemente del poder de resolución óptica del microscopio y del revelado físico-químico de la emulsión nuclear.

Resulta inmediato de la función de distribución (1.10) que el error estadístico cuadrático medio de la magnitud \bar{G} está dado por:

$$s = \frac{\bar{G}}{\sqrt{N_{\lambda}}}$$

Por otra parte, los errores experimentales son muy próximos a los estadísticos.

Finalmente, la extensión de la teoría de O'Ceallaigh a la determinación del camino libre medio entre rayos $-\delta$ de una determinada energía (pertenecientes a una misma traza de un núcleo ionizante de alta energía) es inmediata.

En efecto, si en una traza seleccionamos rayos $-\delta$ que tienen entre 2 y 4 gránulos de plata y medimos las distancias entre ellos siempre que dichas distancias sean mayores que un largo λ_0 , el número de tales distancias ($N \lambda_0$) se distribuirán de acuerdo a la función de distribución de O'Ceallaigh.

Para probar esta aseveración sólo basta interpretar la probabilidad p mencionada anteriormente como la probabilidad para que el núcleo o partícula relativística que atraviesa la emulsión nuclear produzca un electrón o rayo $-\delta$ que a su vez tenga la energía suficiente para crear entre 2 a 4 gránulos de plata revelada.

El resto del desarrollo teórico queda formalmente igual.

Por otro lado, el largo λ_0 se fija de manera de poder sólo medir caminos libres nítidamente observables al microscopio, evitando así los errores provenientes de caminos libres muy pequeños y correspondientes a los granos de plata que forman los rayos $-\delta$ muy próximos entre sí.

Otro aspecto que merece destacarse se refiere a que en la medición de la densidad de rayos $-\delta$ nosotros también contaremos —de acuerdo a los criterios que se establecerán más adelante— rayos $-\delta$ muy próximos entre sí o cuyos granos de plata estén soldados entre sí formando conglomerados o columnas de plata. Esto introduce un error experimental. Sin embargo, y tal como se mostrará en la discusión de los resultados experimentales, la determinación de las cargas eléctricas de los núcleos partiendo de la densidad de rayos $-\delta$ coincide dentro de un error experimental inferior a una unidad de carga eléctrica con la determinación de Ze aplicando la función de distribución de los caminos libres, mayores que un λ_0 , de los rayos $-\delta$, computados. En esta forma, esta coincidencia se verifica con determinaciones de parámetros complementarios (n y λ), pero cuyos errores experimentales son independientes entre sí.

En consecuencia, nuestras determinaciones de cargas eléctricas se basarán en las siguientes relaciones teóricas:

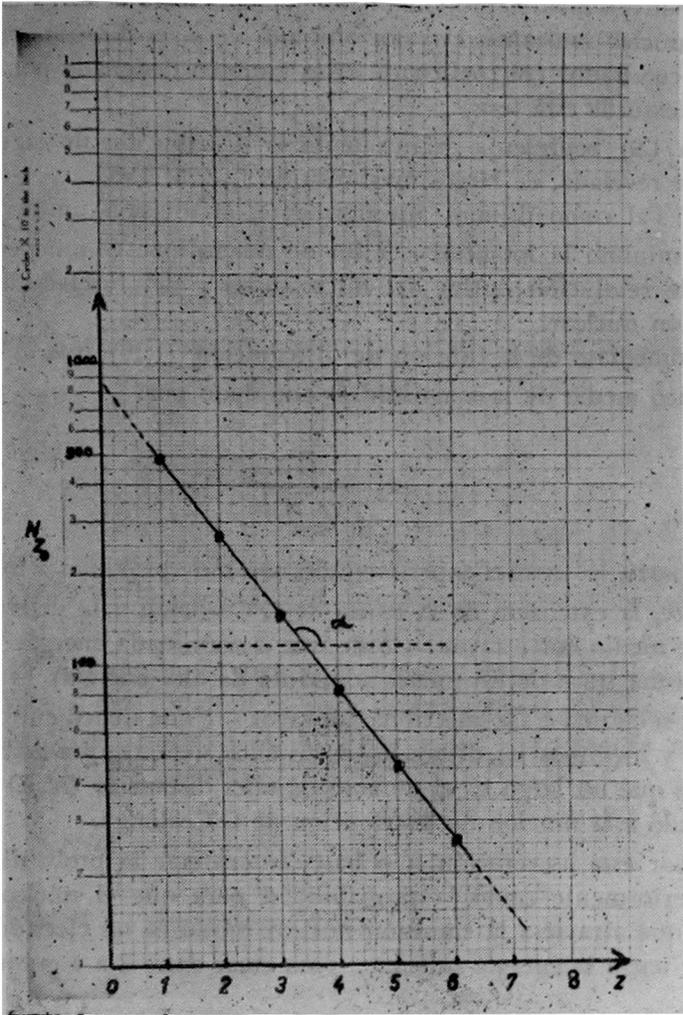


FIGURA 1.9.

Representación teórica del número de lagunas N_z , mayores que las longitudes, en unidades convencionales, indicadas en el eje de las z . Las ordenadas están en escala logarítmica

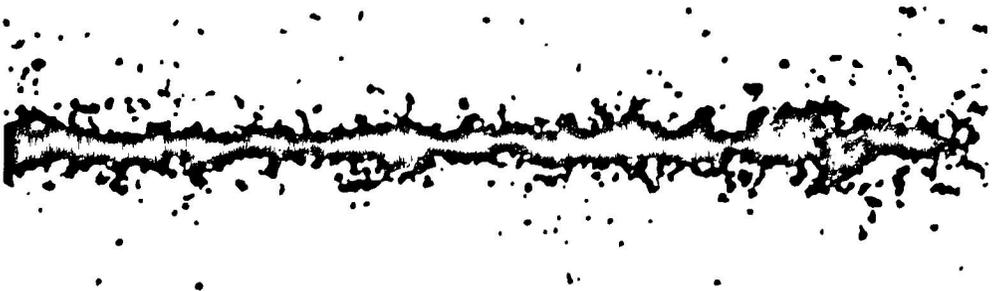


FIGURA 1.10.

Fotografía de una traza nuclear

a) Distribución de los caminos libres entre los rayos — δ medidos:

$$N\lambda_0 = F e^{-\frac{\lambda_0}{\lambda}}$$

siendo λ el camino libre medio cuyo error estadístico es:

$$s\lambda = \pm \frac{\lambda}{\sqrt{N\lambda_0}}$$

b) Relación entre las densidades de rayos — δ :

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{z_1^2}{z_2^2}$$

en que n_1 es la densidad media de rayos — δ de una traza de un núcleo relativístico de número atómico z_1 ; y, n_2 de otra traza de un núcleo z_2 .

El error estadístico de n_1 (o n_2) está dado por:

$$s\delta = \pm \frac{n_1}{\sqrt{N_1}}$$

en que N_1 es el número total de rayos — δ computados.

$s\lambda$ y $s\delta$ se deducen fácil y directamente de sus funciones de distribución.

Las relaciones a) y b) sólo se aplicarán a núcleos o partículas cuyas ionizaciones están en la zona relativística de ionización. En el párrafo 1.1. ya nos hemos referido a las relaciones teóricas entre n y z para núcleos de baja energía.

Capítulo II

2.1. Medición de pequeñas distancias en las emulsiones nucleares. El método de Occhialini y colaboradores.

Uno de los problemas que fue resuelto en 1954 por G. Occhialini y sus colaboradores A. Bonetti, C. Dilworth y M. Ladu¹⁹, fue la medición óptica de pequeñas distancias (del orden del micrón) en las emulsiones nucleares. Esto permitió la determinación de los espesores y perfiles de las trazas y luego, la de la modulación coulombiana de las trazas nucleares. En los párrafos que vienen nos referiremos a estos dos últimos problemas.

Para mayor comprensión del problema, pondremos como ejemplo la medición del diámetro de un grano de plata aislado y perteneciente a una traza relativística de un protón. Tal gránulo proviene de un cristal o gránulo de $AgBr$ que ha sido ionizado por el paso del protón a través de la emulsión nuclear. Su diámetro dependerá estrechamente del proceso de revelado fisicoquímico. En las emulsiones nucleares empleadas por nosotros éste fue de $0.63 \pm 0.01 \mu\text{m}$. Desde el punto de vista de la formación de un grano de plata, se desprende de

¹⁹A. Bonetti, C. Dilworth, M. Ladu y G. Occhialini: *Rendiconti dell'Accademia Nazionale del Lincei*, Vol. xvii, 312 (diciembre, 1954).

los cálculos de Voyvodic²⁰ que se requiere una pérdida de energía por ionización del orden de 5 KeV a fin de que se genere un gránulo de plata de otro de *AgBr* ionizado en las emulsiones Ilford G — 5. Esta energía representa la energía máxima requerida.

Ahora bien, la medición de un diámetro de $0.63 \mu\text{m}$ es imposible obtenerla con una escala micrométrica ocular con un movimiento de la platina del microscopio.

A fin de resolver estas dificultades, los autores antes mencionados aplicaron al microscopio de mediciones nucleares el principio óptico que consiste en desplazar la imagen del objeto (gránulo, traza nuclear, etc.) en el plano del micrómetro ocular y medir tal desplazamiento. Esto, tal como lo indica la figura 2.1., se realiza midiendo la rotación de una lámina de caras paralelas en torno a un eje XX' que está perpendicular al eje óptico del microscopio. En dicha figura, A es el objeto cuya imagen A' se desplaza en el plano ocular por la rotación de la lámina de caras paralelas C . Coaxialmente con esta lámina C , rota otra lámina D que a su vez desplaza la imagen B' de una escala iluminada B en el plano de otro ocular vecino al anterior. De esta manera, con retículos o índices convenientemente dispuestos en los oculares, es posible medir las distancias an-

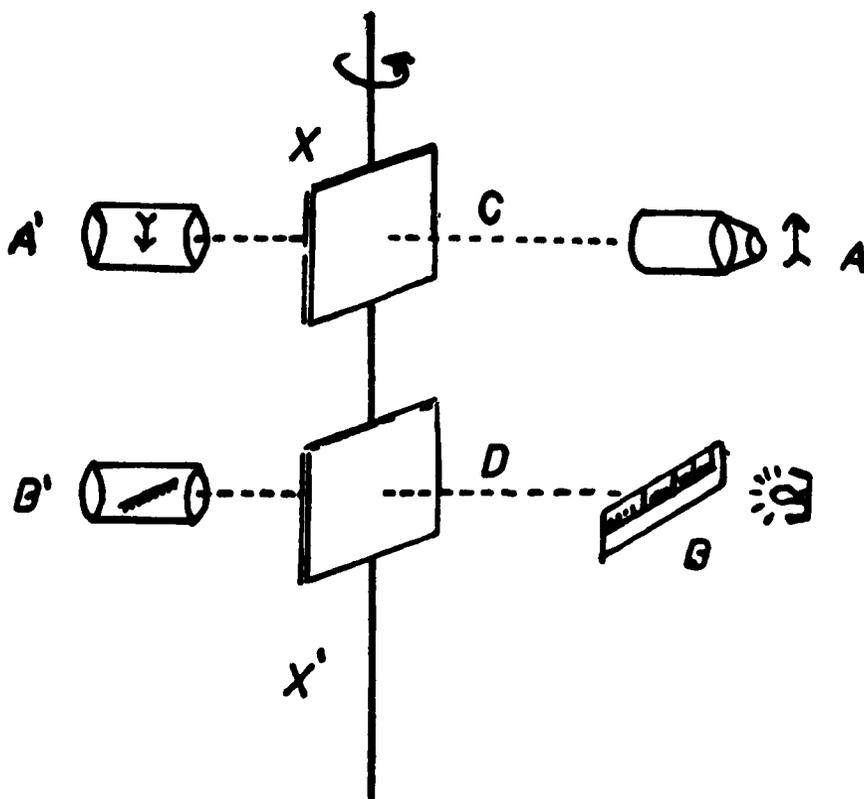


FIGURA 2.1.

Esquema del Micrómetro de Lámina o Pohstrolino para medir distancias pequeñas en las emulsiones nucleares

²⁰L. Voyvodic: *Canad. Journal Research*, A. 28, 315 (1950).

gulares pequeñas entre dos puntos próximos, o entre bordes de un grano de plata o entre los de una traza en la emulsión nuclear. Como es fácil comprender, tales distancias angulares son proporcionales a las distancias lineales correspondientes para ángulos de rotación pequeños.

Este principio óptico ya había sido aplicado en Astronomía por H. Klausen en el siglo pasado a fin de medir distancias angulares entre estrellas próximas²¹.

Se puede apreciar inmediatamente que las mediciones de tales longitudes son independientes de los "pasos muertos" de tornillos micrométricos de roces y movimientos o vibraciones de la platina del microscopio.

La fotografía 2.2. muestra el micrómetro de lámina para mediciones en emulsiones nucleares. El instrumento que allí se muestra fue uno de los primeros construidos en la Universidad de Milán para los trabajos de Occhialini: con éste, un observador medía con un ocular (de las imágenes de los objetos nucleares) y otro observador anotaba los desplazamientos respectivos de la escala graduada en otro ocular. El micrómetro moderno permite que estas dos operaciones sean realizadas por un solo observador.

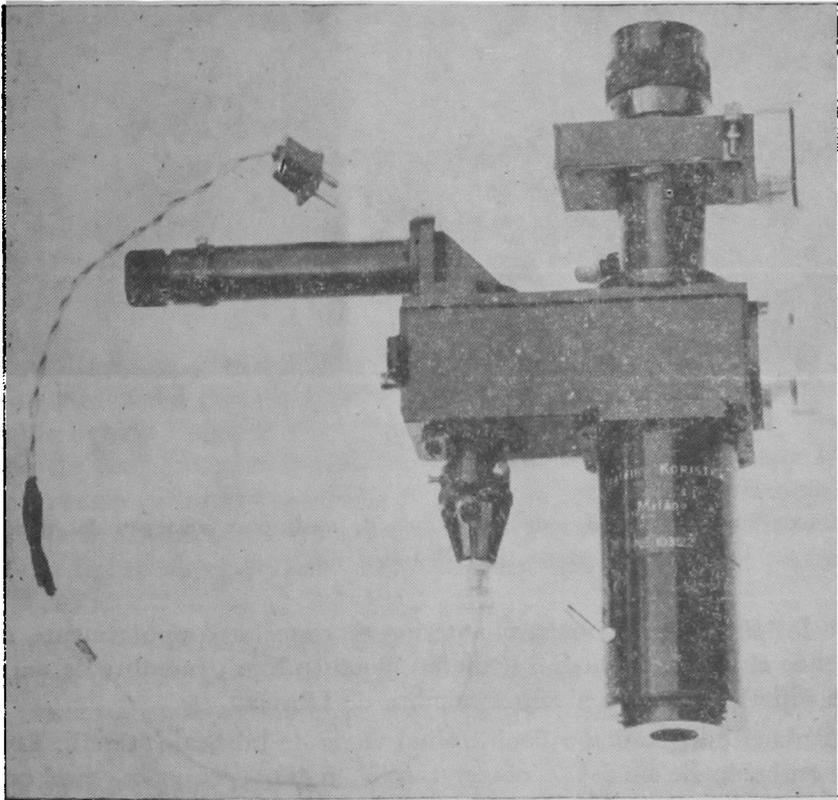


FIGURA 2.2.

Fotografía de uno de los primeros micrómetros de lámina fabricado por Fratelli Koristka, Milán

La fotografía 2.3. muestra un micrómetro moderno adaptado a un microscopio de mediciones nucleares (Koristka MS 2).

²¹H. Klausen: *Astr. Nach.*, 18, 95 (1841).

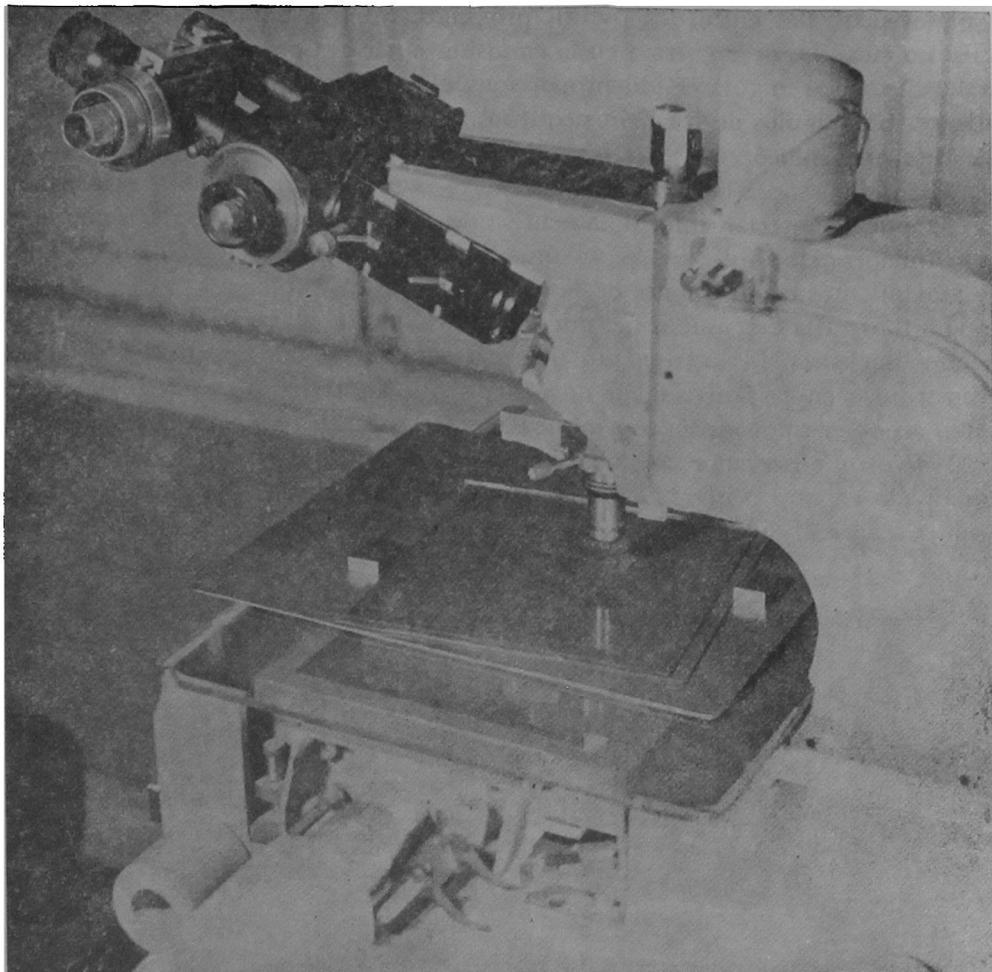


FIGURA 2.3.

Micrómetro de lámina adaptado a un microscopio de mediciones nucleares del tipo Koristka M S 2

Entre los físicos el micrómetro anterior es conocido popularmente con el nombre que el propio Occhialini le diera: "Poohstrolino" (nombre de un juguete de su hijita). Este es también el nombre de fábrica.

El micrómetro de lámina o Poohstrolino viene de fábrica (Fratelli, Koristka, Milán) calibrado de modo de observar sólo ángulos pequeños, esto es, para distancias angulares límites el instrumento no permite observación óptica alguna. Además, el desplazamiento lineal de la imagen depende del espesor de la lámina transparente de caras paralelas. Para diversas mediciones nucleares, la fábrica envía el Poohstrolino con láminas de 1, 2, 5 y 10 mm de espesor.

Antes de pasar a examinar los factores que condicionan las mediciones de espesor o perfil de las trazas nucleares, diremos que Alvial y Stantic²² aplicaron, con excelentes resultados, el Poohstrolino a las mediciones de las desvia-

²²G. Alvial y S. Stantic: *Il Nuovo Cimento*, 5, 1333 (1957).

ciones coulombianas de las partículas o núcleos cargados dentro de la emulsión ("scattering").

2.2. Factores que condicionan las mediciones del espesor de los gránulos o conglomerados de plata que forman las trazas nucleares.

Los factores que condicionan las mediciones de pequeñas distancias en las emulsiones nucleares fueron determinados con claridad y precisión en 1955 por Alvial, Bonetti, Dilworth, Ladu, Morgan y Occhialini²³⁻²⁴. Estas condiciones son:

a) Intensidad de la luz o iluminación del campo óptico de observación:

Dado que los gránulos de plata son de dimensiones reducidas y se encuentran localizados dentro de la gelatina, los fenómenos de difracción de la luz en los bordes de tales gránulos y de difusión de la luz en la gelatina y probablemente en el gránulo mismo, obligan a condicionar especialmente la iluminación del campo óptico donde está localizada la traza nuclear que se quiere medir.

Desde luego, dicha iluminación se realiza con luz monocromática (en nuestras mediciones de rayos δ pequeños se empleó un filtro verde de $\lambda = (5380 \pm 15) \text{ \AA}$).

El gráfico de la figura 2.4. muestra la variación de las mediciones del área de un mismo gránulo de plata aislado en la emulsión nuclear en función de la iluminación del campo óptico. La intensidad de la iluminación se midió con un fotómetro ocular de comparación de elevada precisión; la superficie del blob o gránulo no es otra cosa sino la suma de distancias entre los bordes medidas perpendicularmente a un eje dado cada cierta fracción de micrón ($\sim 0.125 \mu\text{m}$). La figura 2.5. indica la forma de determinar esta superficie. A los desplazamientos constantes del índice para medir las diferentes distancias entre los bordes del gránulo o traza los llamaremos "celdas de medición". Esto es posible debido a que el Poohstrolino no sólo posee el grado de libertad de rotación de sus láminas coaxiales, sino también la rotación de toda la cabeza del micrómetro en un plano perpendicular al eje óptico del microscopio nuclear y el desplazamiento micrométrico de sus índices oculares en una dirección dada. La misma figura anterior indica la forma de medir el espesor o perfil de una traza nuclear.

El gráfico 2.4. indica que para los observadores 1, 2 y 3 las mediciones del área disminuyen al aumentar la iluminación. Además, para los observadores 2 y 3 existe un "plateau" entre dos iluminaciones dadas.

La figura 2.6. da las curvas anteriores para el observador A realizadas en el Centro de Radiación Cósmica chileno en las emulsiones nucleares empleadas para determinar las mediciones de cargas eléctricas que aquí se discuten.

De esto se concluye que son útiles sólo aquellos observadores cuyas curvas de consistencia presentan un "plateau". Por otro lado, definiremos como condiciones óptimas de iluminación para un dado observador, la iluminación correspondiente a un punto central del "plateau" de dicha curva de consistencia.

²³G. Alvial, A. Bonetti, C. Dilworth, M. Ladu, J. Morgan y G. Occhialini: Relazioni e Comunicazioni, Sezione A, Conferenza internazionale sulle Particelle Elementari, Pisa, 1955.

²⁴Los mismos autores se cita 23; Supplemento del Nuovo Cimento, 4, 244 (1956).

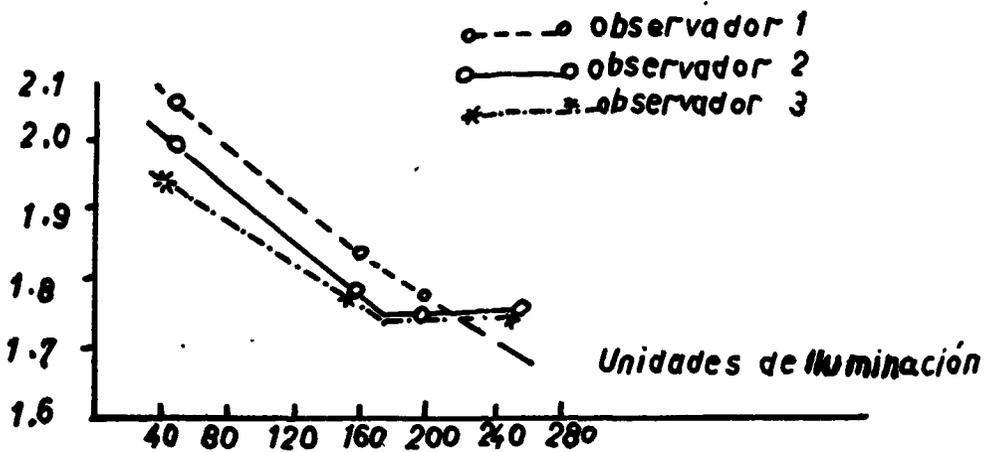


FIGURA 24.

Variación de la medida del área de un gránulo dado de plata en función de la iluminación

b) Fatiga del observador:

Colocándose en condiciones óptimas de iluminación, la medición continua e ininterrumpida de espesores por parte de un mismo observador es afectada por la fatiga del mecanismo visual del propio observador. Aun cuando los autores señalados en este párrafo presentaron algunas conclusiones sobre la variación de las mediciones repetidas e ininterrumpidas sobre un gránulo de plata determinado, la experiencia de mediciones posteriores ha indicado que las consecuencias de la fatiga no son siempre las mismas. En efecto, algunos observadores se fatigan en períodos de 10 minutos de mediciones continuas; otros, en 30 minutos. El efecto de fatiga se traduce para algunos en una disminución gradual del valor de la medida repetida (diámetro de un gránulo, por ejemplo); para otros, en el aumento de la fluctuación de la medida repetida sobre el valor promedio. Estos dos casos son los más comunes.

De aquí que cada observador deba construir su propia curva de consistencia y conocer los tiempos máximos de trabajo consistente. Una regla general es el trabajo y el reposo alternado por espacios cortos de tiempo (de un 10% a un 20% del tiempo máximo permisible).

c) Grado de revelado fisicoquímico de la emulsión nuclear:

Normalmente un bloque de emulsiones nucleares que se expone a la radiación cósmica o a máquinas aceleradoras de partículas está compuesto de capas delgadas de emulsión separadas por una finísima hoja de papel a fin de evitar que se peguen unas a otras. (Por ejemplo, el bloque de emulsiones nucleares que se describirá en detalle en el próximo capítulo estaba constituido de 200 capas de 15 cm de ancho por 15 cm de alto por 600 μm de espesor cada capa).

Hecha la exposición a la radiación correspondiente, cada capa o estrato se pega a un vidrio de dimensiones apropiadas obteniéndose así una "placa" por cada estrato. Las capas nucleares se someten luego al proceso de revelado. Este proceso es largo y técnicamente difícil y delicado; intervienen en él numerosos

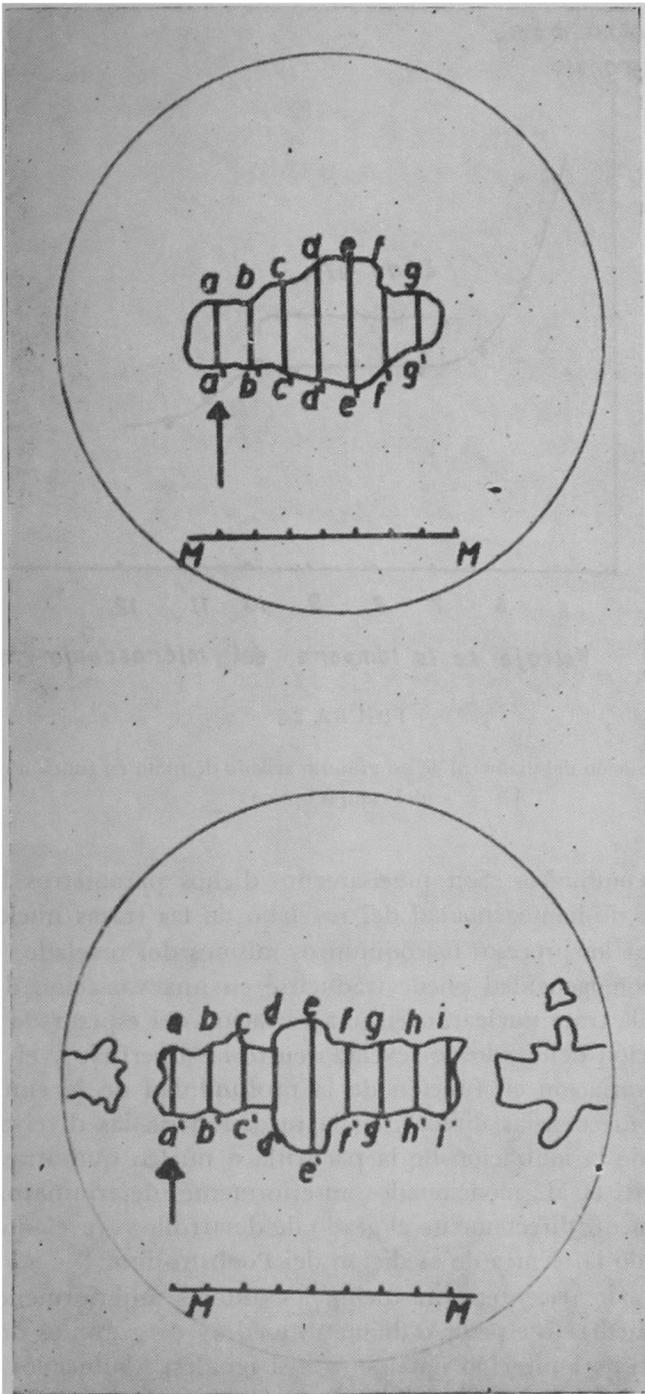


FIGURA 25.

En la parte superior está dibujado el contorno de un gránulo de plata de la emulsión. El área de este blob se define como la suma de las distancias aa' , bb' , cc' , etc., distancias medidas con el Poohstrolino. Para realizar estas mediciones, uno de los bordes de la imagen del gránulo (el borde a , por ejemplo) se coloca (rotando la lámina del micrómetro) sobre el índice que allí aparece; luego se coloca el otro borde (a'). La distancia aa' está dada por la diferencia de lecturas hechas con el ocular de la escala. Desplazando el índice en una misma distancia fija (distancia que conoceremos como *celda*) se miden, bb' , cc' , etc.

En la parte inferior está indicada la forma de medir el espesor medio de una traza nuclear

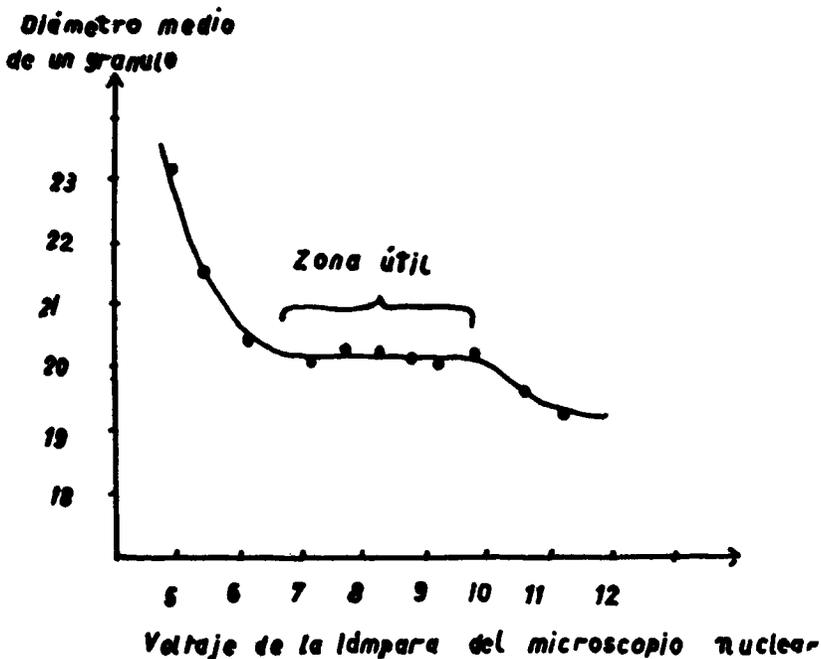


FIGURA 2.6.

Variación de la medición del diámetro de un gránulo aislado de plata en función de la iluminación del campo óptico

parámetros fisicoquímicos. Son precisamente dichos parámetros los que determinan el grado de homogeneidad del revelado de las trazas nucleares.

Sin considerar los procesos fisicoquímicos mismos del revelado, una variación del grado de homogeneidad puede traducirse en una variación de la densidad de gránulos de la traza nuclear, o en una variación del espesor de ella, etc. Aún más, una variación del grado de revelado entre la superficie y el fondo de una misma placa (variación en función de la profundidad de la emulsión de una placa) tiene consecuencias directas en la medición de las diversas magnitudes que dependen de la ionización de la partícula o núcleo que atraviesa la placa.

Alvial, Bonetti et al., mencionados anteriormente, determinaron algunos parámetros para medir directamente el grado de desarrollo o revelado de una placa nuclear aplicando la técnica de medición del Poohstrolino.

De acuerdo a lo recientemente dicho, los autores anteriormente citados midieron el área media (o espesor o diámetro medio) de gránulos de plata formados por energías de ionización iguales (o casi iguales) y ubicados en un mismo nivel de la placa (a una misma distancia del vidrio de la placa). Luego repitieron estas mediciones para diversos niveles a fin de estudiar la variación de las áreas medidas (o espesores o diámetros medios) en función de la profundidad de la placa (distancia al vidrio).

La figura 2.7. da los resultados experimentales de las mediciones realizadas en dos placas X e Y, reveladas diferentemente, esto es, con algunas variaciones fisicoquímicas. En cada caso se muestra cómo varía tanto el área media del último gránulo de un rayo — δ de varios gránulos (en que cada gránulo está formado por una energía de ionización del orden de 5 KeV) como el espesor

medio de gránulos perteneciente a una misma traza que atraviesa toda la emulsión en función de la profundidad de la emulsión. Tales gránulos o conglomerados de gránulos deben corresponder a la misma pérdida de energía por ionización de la partícula a cuya traza pertenecen.

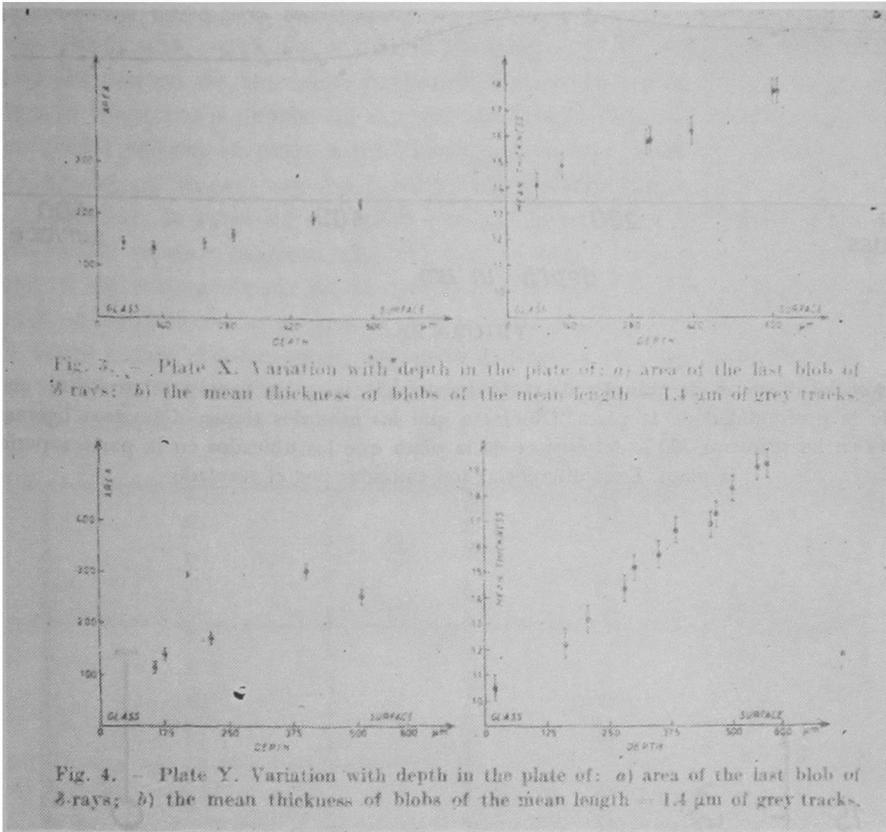


FIGURA 2.7.

Para la placa X la variación del área de los gránulos formados por pérdidas de energía casi equivalentes (en torno a 5 KeV) en función de la profundidad de la placa, es menor que para la placa Y. Esto es, la placa X está revelada más homogéneamente que la placa Y

En estos gráficos se aprecia inmediata y directamente la variación del grado de revelado en función de la profundidad de una placa: entre la superficie y la parte en contacto con el vidrio hay más homogeneidad de revelado en la placa X que en la placa Y.

La figura 2.8. da la variación del diámetro medio de gránulos aislados de un protón relativístico que atraviesa una placa (diferente de X e Y) desde la superficie al vidrio (con un ángulo de inclinación pequeño con respecto al vidrio) en función de la profundidad de la placa. Esta medición fue realizada por Alvia para mostrar que dichos diámetros de gránulos de plata constituyen también un buen parámetro para medir el grado de homogeneidad de revelado de una placa.

Como conclusión general podemos decir que es necesario la determinación del grado de homogeneidad del revelado de una placa como medición previa a las mediciones de espesores o perfiles de trazas nucleares.

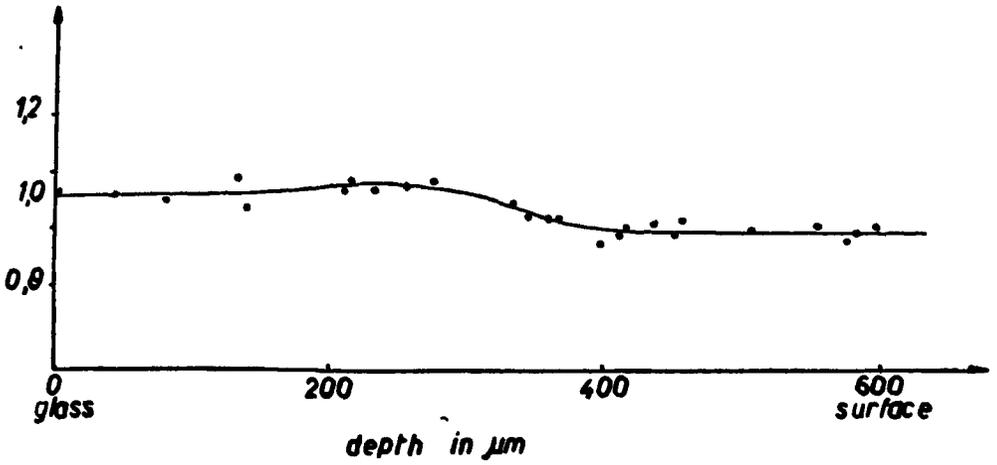


FIGURA 2.8.

Variación del diámetro de gránulos de plata (pertenecientes a un protón relativístico) en función de la profundidad de la placa. Obsérvese que los gránulos tienen diámetros ligeramente mayores en los primeros 300 μ del espesor de la placa que los ubicados en la parte superior de la placa. Estas diferencias son causadas por el revelado

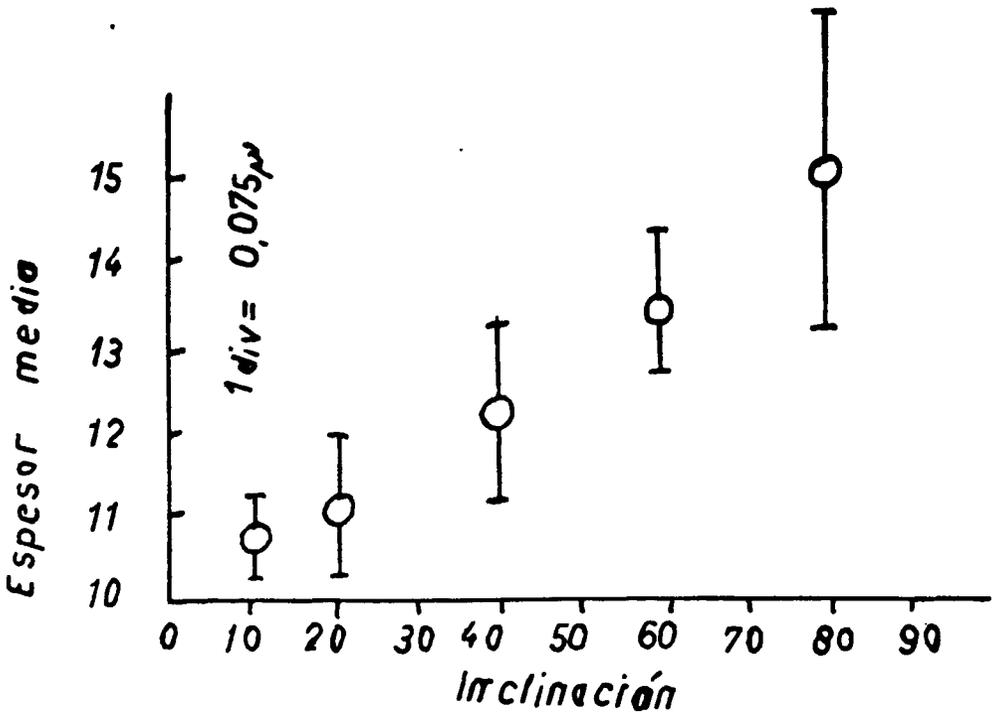


FIGURA 2.9.

Variación del espesor medio de alcances finales de partícula — α en función de la inclinación de las trazas correspondientes. En todas las partículas el espesor medio se midió en el mismo alcance residual

d) **Inclinación de la traza nuclear:**

La inclinación de una traza nuclear se define como el ángulo medio que ella forma con el vidrio de la placa. Una traza nuclear perpendicular al vidrio (al ser observada al microscopio se ve como un punto, cualquiera que sea el plano de observación) tiene una inclinación de 90° .

Ahora bien, una partícula o núcleo ionizante de la radiación cósmica que atraviesa un estrato de emulsión perpendicularmente a una de sus caras, tiene un largo de trayectoria dentro de este estrato igual al espesor de él mismo. Una vez que dicho estrato se pega a un vidrio y se revela, debido a la eliminación de los cristales no impresionados o ionizados (eliminación que se realiza en la etapa de fijado), la capa de emulsión nuclear se reduce a un espesor casi igual a la mitad del espesor original una vez que la placa está seca. Esta contracción da lugar a un acortamiento de la traza que se considera en nuestro ejemplo, obligando a los gránulos o grupos de gránulos de plata que la forman a acercarse unos a otros y, por consiguiente, variando el espesor medio de una traza.

Este efecto que es notorio en trazas perpendiculares al vidrio, también se da para otras inclinaciones.

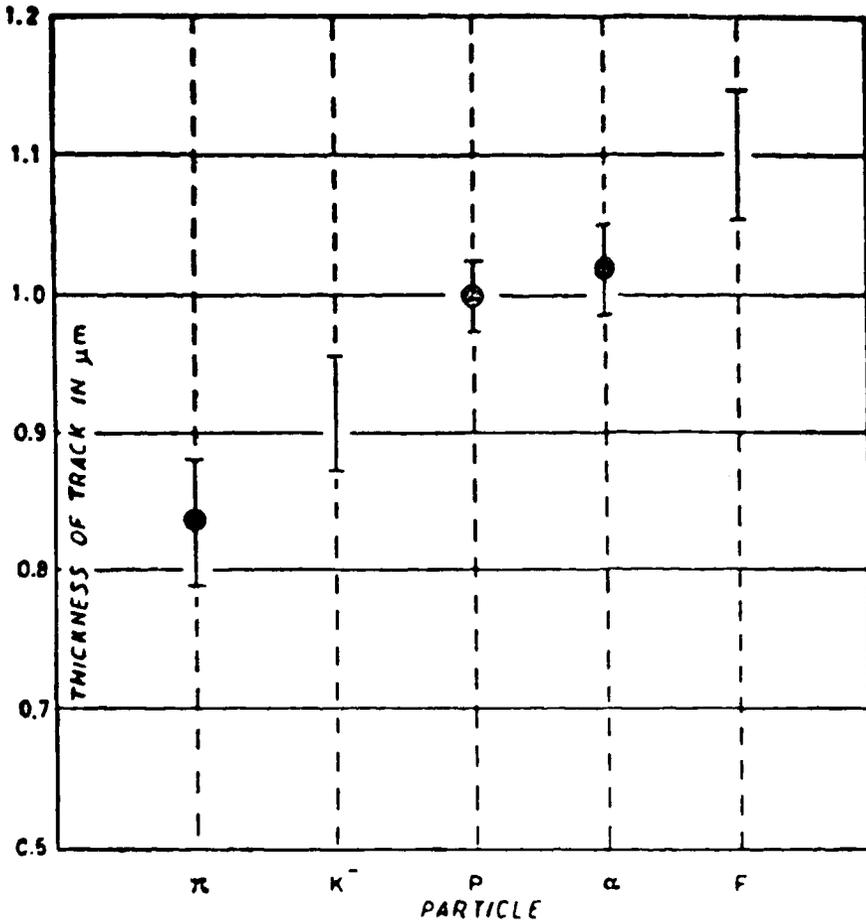


FIGURA 2.10.

Primeros resultados experimentales sobre discriminación de la carga eléctrica y la masa de partículas

La figura 2.9. muestra la variación del espesor medio de la parte final (de longitud dada) de trazas de partículas — α en función de la inclinación de dichas trazas. En ella se puede apreciar que sólo un efecto de inclinación da espesores que corresponden a *diversas ionizaciones* para partículas que *ionizan igualmente*.

Evidentemente, este efecto debe ser considerado muy especialmente en las mediciones de perfiles de trazas.

2.3. Resolución de cargas de las partículas, midiendo el espesor medio de las trazas de dichas partículas.

La figura 2.10. da los resultados experimentales obtenidos por Alvial, Bonetti et al. de las mediciones de espesores medios de diversas trazas nucleares, a fin de resolver la naturaleza de las partículas o núcleos correspondientes a dichas trazas. Todas las trazas fueron medidas a fin de alcance (terminaban en la emulsión por pérdida total de su energía por ionización) y correspondían a un mesón π positivo, a un mesón K negativo, a un protón, a una partícula — α y a un fragmento nuclear.

Aún cuando se puede apreciar cierto grado de discriminación entre las diversas partículas, la resolución no es bien clara y definida. Este último resultado estimuló a este autor a encontrar un parámetro que permitiera una discriminación efectiva entre las diferentes cargas de los núcleos de baja o alta energía.

CAPITULO III

3.1. Determinación de rayos — δ de baja energía con el método de medidas de espesores y perfiles de trazas nucleares.

La determinación de rayos — δ de baja energía (del orden de 5 KeV) sólo es posible realizarla aplicando el método expuesto en el Capítulo II sobre la determinación de los espesores de las trazas nucleares. En efecto, un rayo — δ con dicha energía se presenta como un gránulo de plata pegado o unido a la traza nuclear. También puede suceder que existan conglomerados de rayos δ de baja energía que hacen aumentar el espesor de la traza nuclear. En el hecho dichos rayos — δ se presentan junto con los rayos — δ de mayor energía que están formados por dos o más gránulos de plata (con energías superiores a 10 KeV).

En las mediciones de espesores hay que hacer notar que lo que se mide es una proyección de la imagen de la traza en el campo óptico del microscopio. Si bien es cierto que todos los rayos δ están localizados en el espacio y alrededor del eje de la traza misma, sin embargo, la medición de los rayos — δ obtenidos del perfil de la proyección, con las irregularidades y fluctuaciones propias de dicho perfil, es una fiel muestra estadística del conjunto total de rayos — δ .

En la medición de los perfiles de las trazas nucleares se observaron todos los factores que condicionan estas medidas y que se describieron en el Capítulo II.

Dadas las dimensiones pequeñas de los rayos — δ de 5 KeV, la determinación de ellos resulta efectiva tanto para trazas nucleares que terminan en la emulsión (a fin de alcance) y cuyos números atómicos no son superiores al del Be como para trazas de núcleos de alta energía cuyo máximo valor de Z correspon-

de a núcleos de oxígeno. Para números atómicos superiores a los límites recién señalados, la densidad total de rayos δ es grande y no permite discriminar rayos δ de 5 KeV. En estos últimos casos sólo pueden medirse rayos δ de dos o más granos. Aun éstos (hasta tres o cuatro gránulos) se presentan como sólidos conglomerados de plata adheridos directamente a la traza nuclear.

Respecto a la energía de los rayos δ , varios autores²⁵⁻²⁶⁻²⁷ han expuesto emulsiones nucleares a electrones de energía conocida y han construido la curva experimental que relaciona la energía de un electrón con el número de gránulos de plata que forman la traza del electrón mismo. La figura 3.1. da estos resultados experimentales obtenidos por Pniewski, Sörensen, Longchamp y Gegauff, resultados que valen para el tipo de emulsión Ilford G-5. En dicha figura se ve que un rayo δ de un gránulo tiene una energía de 5 KeV, uno formado por dos gránulos de plata, entre 8 y 10 KeV, etc.

Los rayos δ pequeños fueron medidos por primera vez en los años 1958 y 59 por Gabriel Alvial, Lucía Grimaldi, Juana Riquelme, Elisa Silva y Silvia Stantić en el Centro de Radiación Cósmica de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de Chile²⁸. En efecto, los autores anteriores midieron el perfil de trazas nucleares (el espesor) y supusieron que los gránulos o irregularidades que presenta una traza (modulación) son formados por el efecto coulombiano de la partícula cargada que atraviesa la emulsión. Los criterios aplicados para medir dicha modulación dieron resultados muy buenos para determinar la carga eléctrica de los núcleos atómicos. En consecuencia, en las mediciones de espesores ellos incorporaron las irregularidades de las trazas que estuviesen formando parte del cuerpo central de ella. Los rayos δ formados por granos visibles y bien separados no fueron incorporados como parte del perfil mismo de la traza nuclear. La hipótesis fundamental de Alvial et al. es que las irregularidades o modulaciones de la traza nuclear son proporcionales al cuadrado de la carga de la partícula que las produjeron. Si bien es cierto que todos los electrones liberados por efecto coulombiano contribuyen a la formación del cuerpo central de la traza misma y de los rayos δ laterales, sin embargo, a partir de cierto grado de elevada ionización el ennegrecimiento de la traza (por depósito de plata durante los procesos de formación de la imagen y de revelado) es de tal intensidad que el efecto de proporcionalidad con respecto al cuadrado del número atómico del núcleo no puede ser medido considerando los espesores totales de la traza: es, pues, necesario medir las modulaciones de dichos espesores (rayos δ de baja energía) o los rayos δ normales que aparecen en torno a dicha traza. Esto explica por qué la discriminación de cargas eléctricas no es buena midiendo sólo los espesores de las trazas nucleares (ver figura 2.5). Ello también explica las dificultades para determinar la carga eléctrica de los núcleos o partículas ionizantes midiendo el grado de ennegrecimiento de la traza nuclear con diversos métodos foto-eléctricos, de los cuales el primero fue propuesto por Blau, Rudin y Lindenbaum²⁹.

Independientemente de los procesos mismos de formación de la traza nuclear,

²⁵S. O. Sorensen: Thesis (Oslo, 1951).

²⁶J. Pniewski: Acta Physica Polonica, 11, 215 (1952).

²⁷J. P. Longchamp y C. Gegauff: Journal de Physique et le Radium, 17, 132 (1956).

²⁸G. Alvial, L. Grimaldi, J. Riquelme, E. Silva, S. Stantić: Il Nuovo Cimento, 15, 978 (1960).

²⁹M. Blau, R. Rudin y S. Lindenbaum: Review of Scientific Instruments, 21, 978 (1950).

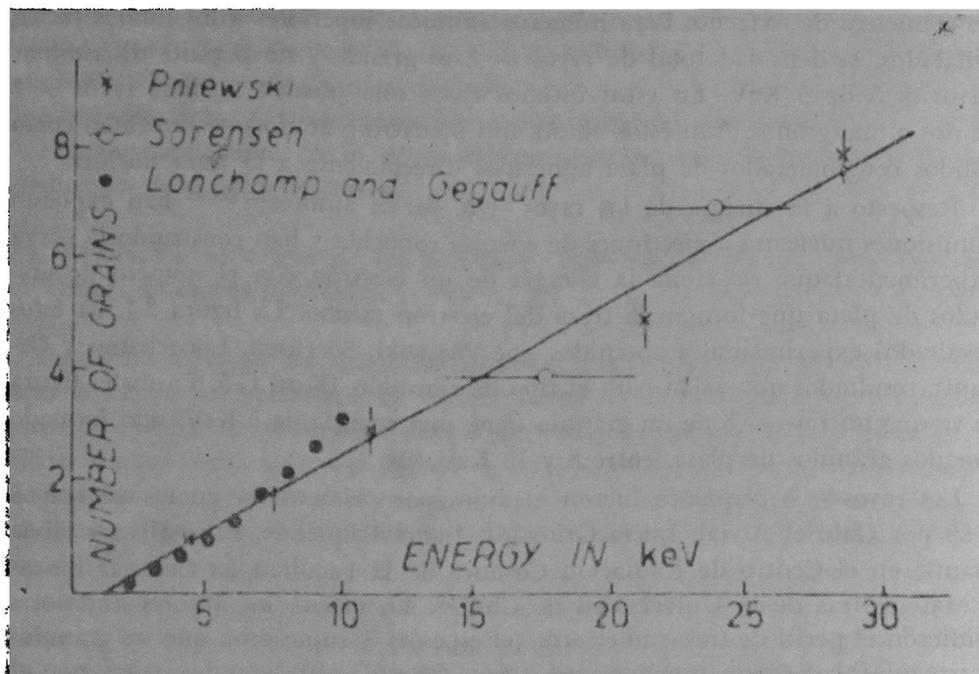


FIGURA 3.1.

Relación entre el número medio de gránulos de plata de una traza de un electrón y la energía de éste

la hipótesis formulada por Alvia et al., fue comprobada con sus resultados experimentales. Pasaremos ahora a un análisis de este método.

Para realizar las mediciones de rayos δ pequeños, primero se midió el espesor de cada traza nuclear considerada, empleando el micrómetro de lámina especialmente adaptado al microscopio de mediciones nucleares MS 2 de fabricación Koristka. Todas las trazas estaban en emulsiones nucleares del tipo Ilford G-5, que fueron expuestas a la radiación cósmica primaria en un globo que permaneció casi 8 horas a una altura cercana a 30 Kms en Padova, Italia.

Las placas fueron reveladas muy uniformemente: precisamente la figura 2.8 corresponde a mediciones del grado de revelado de estas placas.

Midiendo con celdas de un largo de $0.125 \mu\text{m}$ se pudo obtener, por lo menos, tres lecturas o distancias entre los bordes de un gránulo de plata aislado de una traza de un protón relativístico. En términos equivalentes, las distancias entre los bordes de la traza nuclear (colocada paralelamente al eje de rotación de la lámina que rota) se midió cada $0.125 \mu\text{m}$. De esta manera un observador experimentado podía medir un alcance o largo de traza de $50 \mu\text{m}$ en un tiempo promedio de 45 minutos. Esto es, para medir un largo de traza de $500 \mu\text{m}$ un observador experimentado emplea una jornada completa de trabajo. Si tenemos en cuenta los efectos de la fatiga del observador, fácil es deducir que la medición de perfiles es un método muy lento, pero de gran utilidad en la identificación de eventos nucleares que no se presentan con elevada frecuencia.

Los pasos seguidos para computar rayos δ de baja energía los podemos condensar en los puntos siguientes:

a) Medición del espesor medio de los últimos $200 \mu\text{m}$ de una traza protónica.

b) Medición del diámetro medio de un gránulo de plata aislado de una traza de un electrón o de un protón relativístico.

c) Considerando los engrosamientos de la traza a medir —hacia uno u otro lado del eje de la traza— iguales o superiores a 1.8 veces el espesor medio determinado en a), el número de rayos — δ de baja energía está determinado (en el engrosamiento considerado) por la razón entre el largo del engrosamiento en el sentido del eje de la traza y el diámetro medio determinado en b). Esto es, el número de rayos — δ considerados es igual al número de granos aislados de plata que pueden alinearse dentro del engrosamiento y paralelamente al eje de la traza. Este criterio empírico fue adoptado después que la razón entre las densidades de dichos rayos — δ para partículas — α y protones, en puntos de igual velocidad, era igual a la razón entre los cuadrados de sus respectivas cargas eléctricas.

Los engrosamientos simultáneos a ambos lados de la traza fueron decididos dibujando el perfil de la traza nuclear.

La figura 3.2 representa algunos casos de engrosamientos y computación de rayos — δ pequeños.

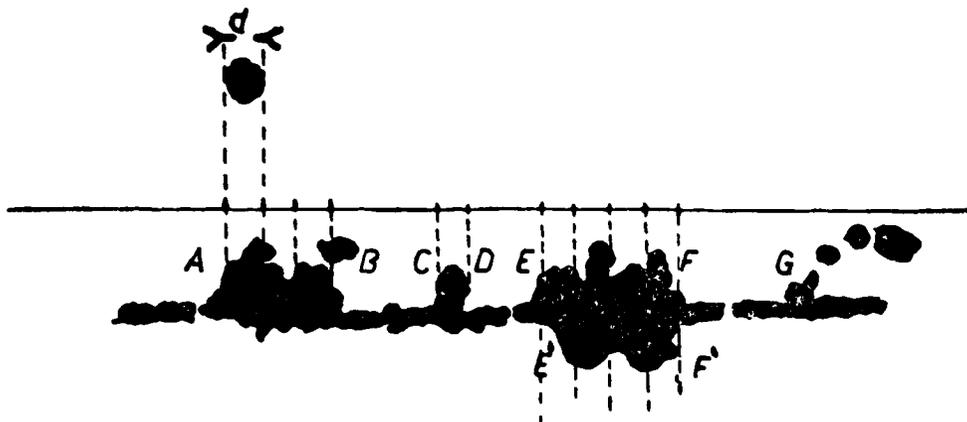


FIGURA 3.2.

d es el diámetro medio de un gránulo de plata de la traza de un protón relativístico. En la columna de plata A B que está sobre el eje de la traza se han computado 3 rayos — δ pequeños; en la CD, uno; en la EF, cuatro rayos — δ ; en la columna E'F', bajo el eje de la traza, 3 rayos — δ . El rayo — δ señalado en G es un rayo — δ normal de 4 gránulos.

Todas las operaciones indicadas en los puntos a), b) y c) pueden realizarse con el Poohstrolino sin necesidad de mover la placa en observación.

La figura 3.3 muestra el número integral de rayos — δ pequeños en función del alcance residual para 5 protones, 6 partículas — α , 5 núcleos de Litio y un núcleo de Berilio. Puede verse en esta figura que la discriminación de estas partículas puede alcanzarse en sólo 60 μm de alcance residual. La discriminación alcanzada aquí en 150 μm de alcance residual fue alcanzada en 3.500 μm de alcance residual al contar rayos — δ de 3 o más granos.

La figura 3.4 da un ejemplo de la discriminación alcanzada en las medidas de solamente un núcleo de Litio y otro de Berilio y cuyas trazas se encontraban en una placa que tenía un fuerte gradiente de revelado entre superficie y vidrio.

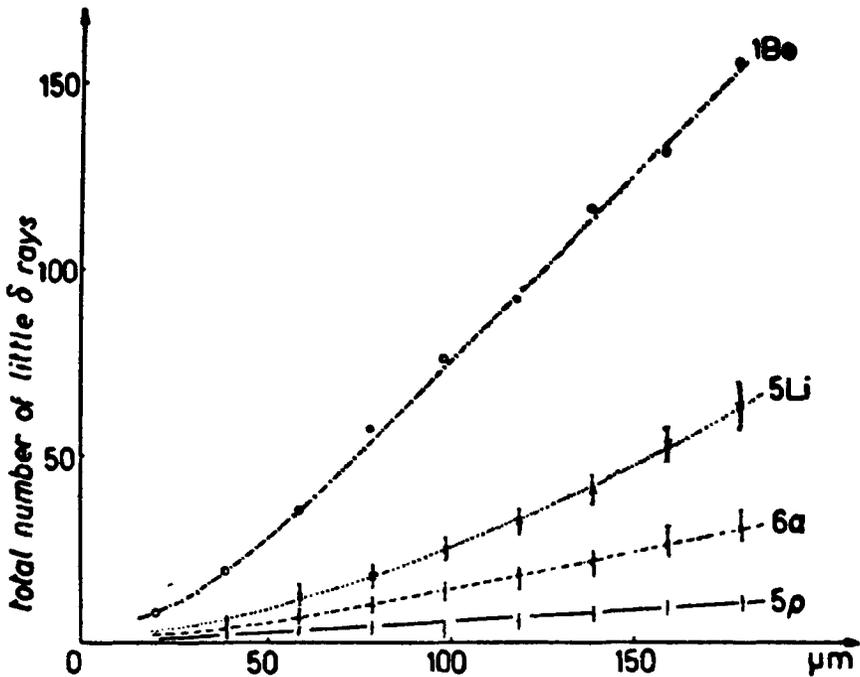


FIGURA 3.3.

Las cuatro curvas experimentales dan el número integral medio de pequeños rayos — δ en función del alcance residual para 1 núcleo de Berilio, 5 núcleos de Litio, 6 partículas — α y 5 protones

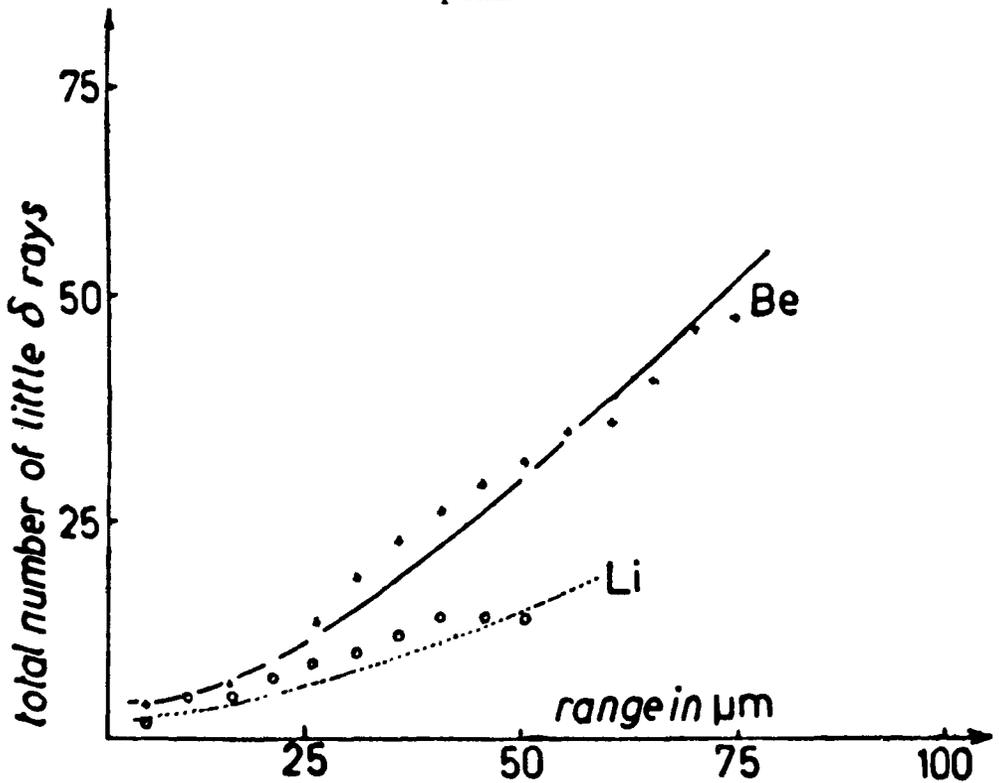
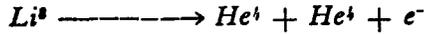


FIGURA 3.4.

Los puntos experimentales corresponden al número integral de pequeños rayos — δ en función del alcance residual solamente para un núcleo de Berilio y otro de Litio

La figura 3.5 muestra el espesor medio de 24 partículas — α y 10 núcleos de Litio en función de la inclinación de las trazas medidas. Los núcleos de Litio y las partículas — α fueron tomados de las desintegraciones radiactivas del tipo:



esto es, por cada núcleo de Litio radiactivo se median (si las circunstancias lo permitan) dos trazas de partículas — α . El alcance residual medido para las partículas — α fue de 18 μm y para los Litios, 36 μm . En esta figura no vemos el efecto de aumento del espesor de la traza a medida que aumenta el ángulo de inclinación, efecto mostrado en la figura 2.9 del capítulo anterior.

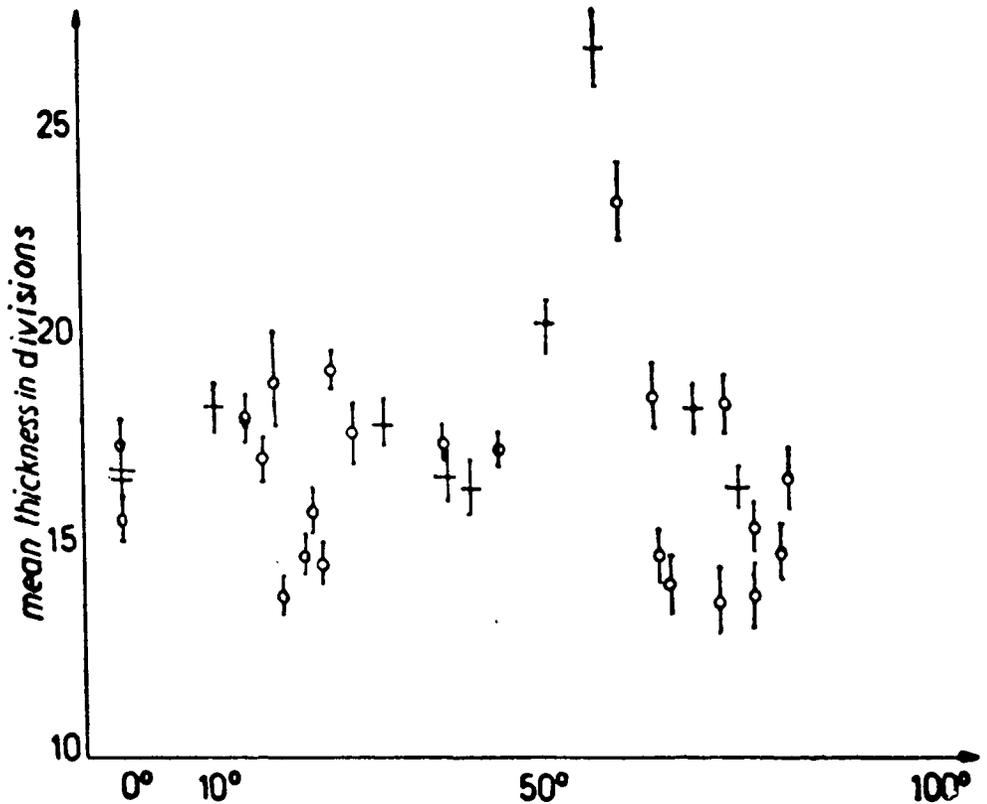


FIGURA 3.5.

Espesor medio, en divisiones del micrómetro, en función del ángulo de inclinación para 24 partículas — α y 10 núcleos de Litio. Los círculos representan a las partículas — α y las cruces a los Litios

Ahora bien, si en las trazas *cuyos espesores* están representados en la figura 3.5 en función del ángulo de inclinación, determinamos el *número integral medio de rayos* — δ en función de sus alcances residuales (estos alcances residuales de 18 y 36 μm respectivamente para las partículas — α y núcleos de Litio son extremadamente pequeños respecto de los alcances usuales en los trabajos con emulsiones nucleares) resulta que las curvas integrales que se obtienen —figura 3.6— siguen el mismo comportamiento que las curvas integrales correspondientes a las partículas — α y Litios y señaladas en la figura 3.3.

Las conclusiones experimentales señaladas en el párrafo anterior son importantes, pues ellas indican que *las mediciones de pequeños rayos δ son independientes de la inclinación de la traza nuclear* en la placa correspondiente. Por otro lado, *las mediciones de espesores de trazas a veces aparecen fuertemente dependientes y se observa una correlación nítida respecto de la inclinación de la traza*. En otras mediciones, no se observa dicha correlación. Por otro lado, la figura 3.5 señala ángulos tan grandes como 80° . Tanto los ángulos de inclinación como los alcances residuales que se mencionan en esta tesis corresponden a los ángulos y alcances de las trazas en la emulsión original, sin los efectos de contracción producidos por el revelado de la emulsión (en las etapas de fijado y secado). Todas nuestras emulsiones tenían un espesor original de $600 \mu\text{m}$ que después de reveladas se redujo casi a la mitad: el factor de contracción determina las reducciones de ángulos y distancias de las trazas de la placa desarrollada en la emulsión virgen u original.

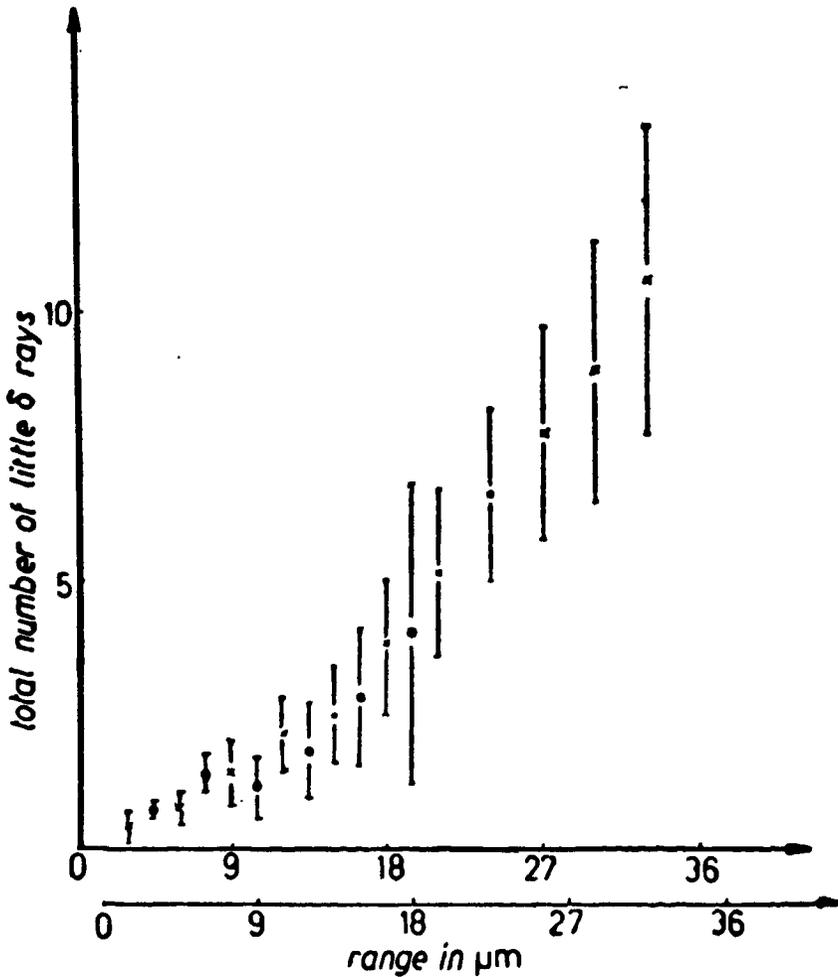


FIGURA 3. 6.

Número integral medio de pequeños rayos δ en función del alcance residual para las mismas partículas α y núcleos de Litio representados en la figura 3.5. La escala inferior a los puntos corresponden a las partículas α

Normalmente en nuestros trabajos de radiación cósmica seleccionamos trazas que corresponden a núcleos primarios cuyos ángulos zenitales no sean mayores que 30°. Esto último permite corregir con seguridad las fragmentaciones de los núcleos primarios al chocar con los de la atmósfera (mientras menor es el ángulo zenital, menor es la cantidad de materia atmosférica atravesada) y los efectos del campo magnético de la Tierra sobre dichos núcleos eléctricamente cargados.

Un último resultado obtenido por Alvial et al.²⁸ se refiere a la determinación de cargas eléctricas de núcleos primarios relativísticos de la radiación cósmica.

La tabla 3.1 presenta un cuadro general de las mediciones realizadas en 15 núcleos *pesados* relativísticos de la radiación cósmica primaria. En la primera columna se individualiza cada traza; en la segunda columna se da la densidad media de rayos - δ normales formados por tres o más gránulos de plata; en la tercera, el largo de la traza sobre la que se determinó dicha densidad. En la cuarta columna está el espesor medio de la traza correspondiente. La quinta columna da el número medio de rayos - δ cada 5 μm medido en un largo de traza de 100 μm .

TABLA 3.1

Track	Number of δ -rays of 3 or more grains per 100 μm	Range in μm on which δ -rays of 3 or more grains were measured	Mean thickness of tracks in divisions of the micrometer	Number of little δ -rays per 5 μm measured in tracks of 100 μm in length	Z determined from Bradt and Peters' curves calibrated for α -particles of our plates	Z is given as fraction number to compare both methods	
						Z determined from the density of δ -rays of three or more grains	Z determined from the density of little δ -rays
1	8.8±0.8	1 945	3.5±0.2	2.5±0.3	13÷16	15	15
2	3.4±0.2	3 922	2.9±0.1	1.3±0.2	8÷10	9.3±0.5	10.8±2.2
3	4.0±0.4	3 607	2.9±0.1	0.9±0.1	9÷11	10.0±0.7	9.0±0.7
4	3.0±0.3	4 000	2.9±0.1	1.0±0.3	7÷10	8.8±0.6	9.5±1.5
5	6.4±0.5	1 563	2.8±0.1	1.8±0.4	11÷13	12.8±0.8	12.8±1.6
6	5.2±0.3	2 678	3.8±0.3	1.9±0.3	10÷13	11.5±0.6	13.1±1.3
7	8.1±0.4	1 722	3.4±0.1	2.5±0.3	12÷16	14.4±0.7	15.0±1.4
8	9.2±0.4	3 493	4.1±0.1	3.1±0.4	13÷16	15.4±0.7	16.7±1.5
9	11.5±0.5	775	4.1±0.2	3.8±0.5	15÷18	17.2±1.1	18.5±1.7
10	12.5±0.3	4 491	4.4±0.1	3.5±0.3	11÷18	17.7±0.9	17.7±1.4
11	17.5±0.7	1 464	4.4±0.1	3.6±0.5	18÷22	21.1±1.0	18.0±1.7
12	15.5±0.8	2 242	4.4±0.2	5.2±0.3	17÷20	19.9±1.0	21.6±1.4
13	10.5±0.4	3 992	4.4±0.1	4.0±0.5	14÷17	16.5±0.8	19.2±1.6
14	20.8±0.9	2 279	4.6±0.1	4.3±0.3	20÷26	22.5±1.2	19.7±1.4
15	14.5±1.1	912	4.5±0.1	5.3±0.4	16÷20	19.3±1.1	21.9±1.5

Tomando las curvas de Bradt y Peters³⁰ que dan la densidad de rayos - δ normales en función del alcance residual del núcleo, tanto a alta como a baja energía y normalizando dichas curvas para partículas - α de nuestras placas, la columna sexta da el intervalo de cargas determinado para cada traza medida.

Los resultados de las dos últimas columnas han sido obtenidos tomando co-

³⁰H. Bradt y B. Peters: Physical Review, 74, 1828 (1948).

mo núcleo de calibración el correspondiente a la traza Nº 1. Este núcleo relativístico penetró y se rompió al chocar con uno de la emulsión nuclear misma. Haciendo un balance de cargas eléctricas entre el núcleo incidente y los fragmentos secundarios relativísticos se asignó para Z un valor igual a 15. Nótese que los resultados obtenidos con el valor de la densidad de rayos $-\delta$ pequeños son comparables con los rayos $-\delta$ normales habiéndose computado dichos rayos $-\delta$ pequeños en trazas de sólo 100 μm de longitud, mientras que son necesarias trazas de varios miles de micrones de longitud para determinar Z con precisión equivalente.

Todas las trazas medidas tenían una inclinación inferior a 10° .

Finalmente, tomando como error experimental la expresión k/\sqrt{N} , k resultó igual a 0.84 ± 0.06 para los rayos $-\delta$ normales; y 0.85 ± 0.06 para los rayos $-\delta$ pequeños.

3.2. Determinación de la carga eléctrica de núcleos de la radiación cósmica primaria de elevado número atómico.

Estas determinaciones fueron realizadas en emulsiones nucleares del tipo Ilford G-5 expuestas a casi 40 kilómetros de altura en los Estados Unidos. En el párrafo próximo describiremos esta exposición.

Por una parte, la lentitud en la determinación de los rayos $-\delta$ pequeños partiendo de las mediciones de perfiles y espesores de las trazas nucleares; por otra, el hecho de que a elevadas ionizaciones (Z elevado) los rayos $-\delta$ de 5 KeV no pueden discriminarse de los rayos $-\delta$ de más energía que ésta, condujo a Alvial a computar rayos $-\delta$ de dos a seis granos seleccionando directamente con el Poohstrolino tales rayos $-\delta$ sin medir el perfil de la traza. En otras palabras, los rayos $-\delta$ de 2,3 y hasta 4 gránulos que aparecían formando parte del cuerpo central de la traza eran directamente determinados con el micrómetro de lámina.

Los otros que aparecían destacados de la traza y con no más de 6 gránulos eran simplemente computados en forma visual inmediata. Los grandes conglomerados de plata que forman engrosamientos irregulares fueron medidos a partir del eje central de la traza, a fin de decidir si su espesor correspondía o no a rayos $-\delta$ de por lo menos 2 gránulos (no hay conglomerados de espesores superiores a 4 gránulos). En cuanto a la longitud de ellos, tal como se indicó en el párrafo anterior, el diámetro medio de un gránulo aislado de plata de un protón relativístico decidió sobre el número de rayos $-\delta$ existentes en dicho conglomerado. Dados los grados de libertad del Poohstrolino, todas estas operaciones de selección se realizaron con este instrumento sin necesidad de medir el perfil. El tiempo necesario para alcanzar el mismo error experimental que el obtenido con las mediciones de perfiles se redujo por un factor 10.

Sus resultados experimentales han sido publicados en tres artículos³¹⁻³²⁻³³.

La figura 3.7 da el número integral de rayos $-\delta$ de 2 a 6 gránulos en función del alcance residual, y la figura 3.8 da el número diferencial de tales rayos $-\delta$ en función del alcance residual. Nótese que la separación o discriminación de cargas se realiza en las curvas integrales a sólo 150 μm de alcance residual.

³¹G. Alvial: Bulletin of the American Physical Society, 5, 258 (1960).

³²G. Alvial: Suplemento del Nuovo Cimento, 19, 18 (1960).

³³G. Alvial: Journal of the Physical Society of Japan. International Conference of Cosmic Rays and the Earth Storms, 17, 44 (1962).

Los máximos de las curvas diferenciales de la figura 3.8, esto es, las densidades máximas de rayos δ son entre sí como los cuadrados de las cargas de los núcleos respectivos. El comportamiento de estas curvas diferenciales está absolutamente de acuerdo con el comportamiento de la Función de Mott dada en la Introducción (ver fórmula 1.1 y figura 1.3). Por otro lado, los máximos de dichas curvas están de acuerdo con la función 1.3) de la Introducción sólo para núcleos cuyas cargas van de $z = 2$ hasta $z = 6$ inclusive. Esto es, están de acuerdo con la relación dada por Barkas⁷:

$$R_z = \frac{M}{z^2} (R_\alpha + 0.12 z^3)$$

en que R_z es el alcance residual del máximo de la curva diferencial para el núcleo Z ; y R_α para la partícula α .

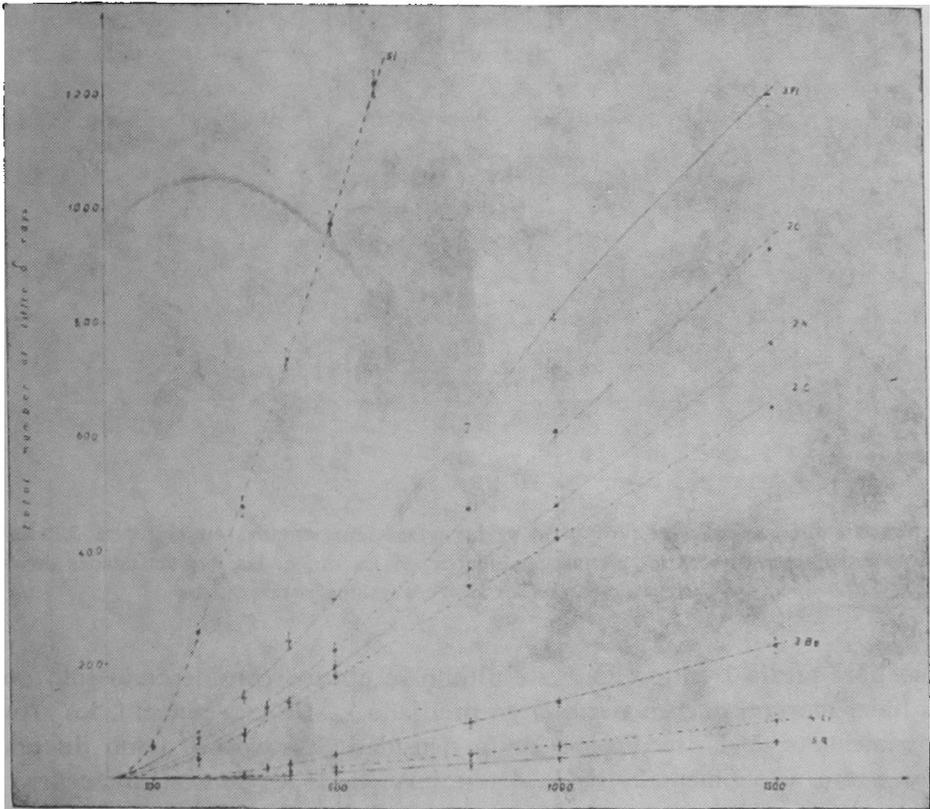


FIGURA 3.7.

Número integral medio de rayos δ de 2 a 6 gránulos en función del alcance residual
Los núcleos determinados son de He, Li, Be, C, N, O, F y Si

La línea llena que une a dichos máximos es la curva teórica de Barkas. Se ve que para $z > 6$, ella se desvía de los máximos experimentales. Es, pues, probable que el factor 0.12 de la relación de Barkas no valga para cargas muy elevadas.

En las trazas de partículas relativísticas se determinaron —con el mismo criterio anterior— la densidad de rayos δ de 2 a 6 gránulos de plata y el ca-

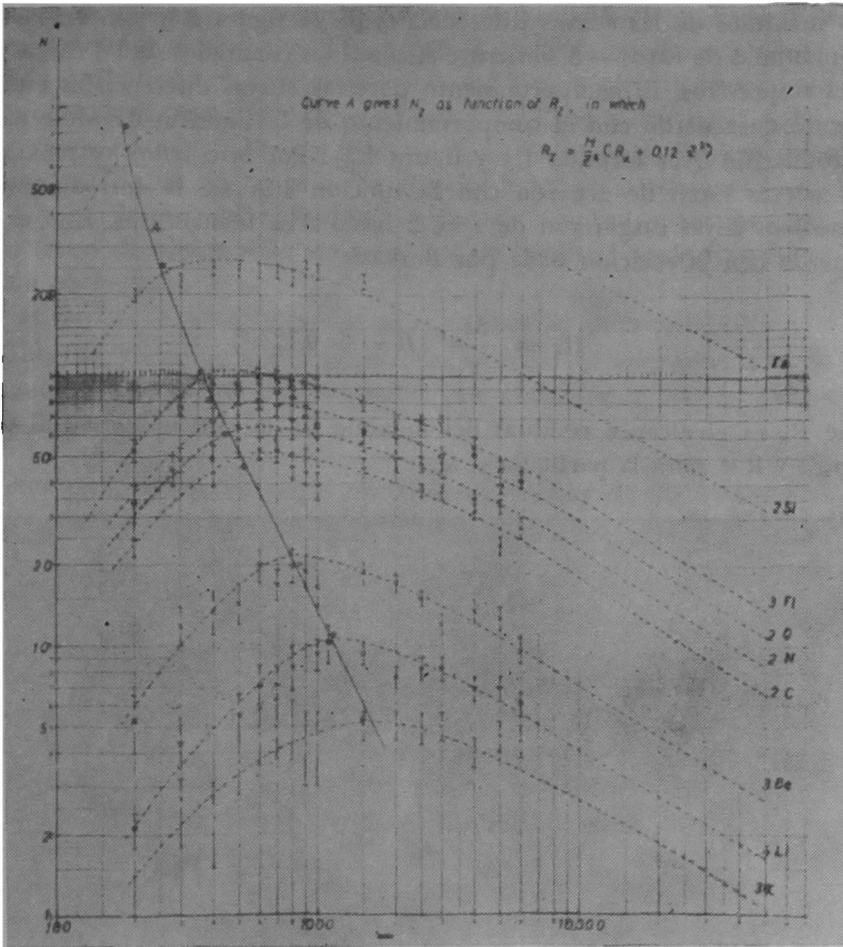


FIGURA 3.8.

Distribución diferencial de los rayos — δ de las trazas representadas en la figura 3.7. En las abscisas están representados los alcances residuales; en las ordenadas, las densidades de rayos — δ correspondientes a los alcances residuales respectivos

mino libre medio λ entre ellos. Este último se obtuvo considerando sólo caminos libres mayores que un cierto largo prefijado λ_0 . De esta manera, los errores experimentales de las mediciones de la densidad de rayos — δ son diferentes a los errores experimentales de la determinación de λ . Consecuentemente, los valores de Z se obtienen, en cada traza, con dos mediciones complementarias cuyos errores no son dependientes entre sí. Tal como dijimos en la Introducción, la función de distribución de caminos libres está dada por la función 1.12) y su representación en escala semilogarítmica da una línea recta.

Las mediciones de los caminos libres entre rayos — δ de 2 a 6 gránulos también se realiza directamente con el Poohstrolino. Como ya dijimos en la Introducción, λ_0 es un parámetro que lo hacemos variar convencionalmente, pero su valor mínimo es mayor que el poder de resolución óptico del microscopio y los pequeños caminos libres entre rayos — δ muy próximos entre sí.

La figura 3.9 da el número N de caminos libres mayores que un largo X (o λ_0) en función de X mismo. Este número está representado en escala logarít-

mica; mientras los valores x están expresados en divisiones del micrómetro ocular del Poohstrolino (longitudes en que se puede desplazar el índice del Poohstrolino con un tornillo micrométrico). La función 1.12) la hemos escrito allí como sigue:

en que

$$y = \beta + \alpha_2 X$$
$$y = \text{Log } N, y$$
$$\alpha_2 = - \frac{1}{\lambda}$$

por consiguiente, el valor absoluto de α_2 es directamente proporcional al cuadrado de Z . El error experimental resultó igual al error estadístico esto es,

$\frac{1}{\sqrt{N}}$, en que N es el número de caminos libres computados.

Tomando como núcleo de calibración una traza de oxígeno relativístico que se fragmenta en 4 partículas — α (choque elástico) y que puede ser identificada en forma inequívoca, se han determinado las cargas eléctricas de los núcleos relativísticos presentados en la figura 3.9, refiriendo tanto las mediciones de λ como la densidad de rayos — δ a los respectivos valores de λ y densidad de este núcleo de calibración. El núcleo representado en la figura 3.9 y cuya carga

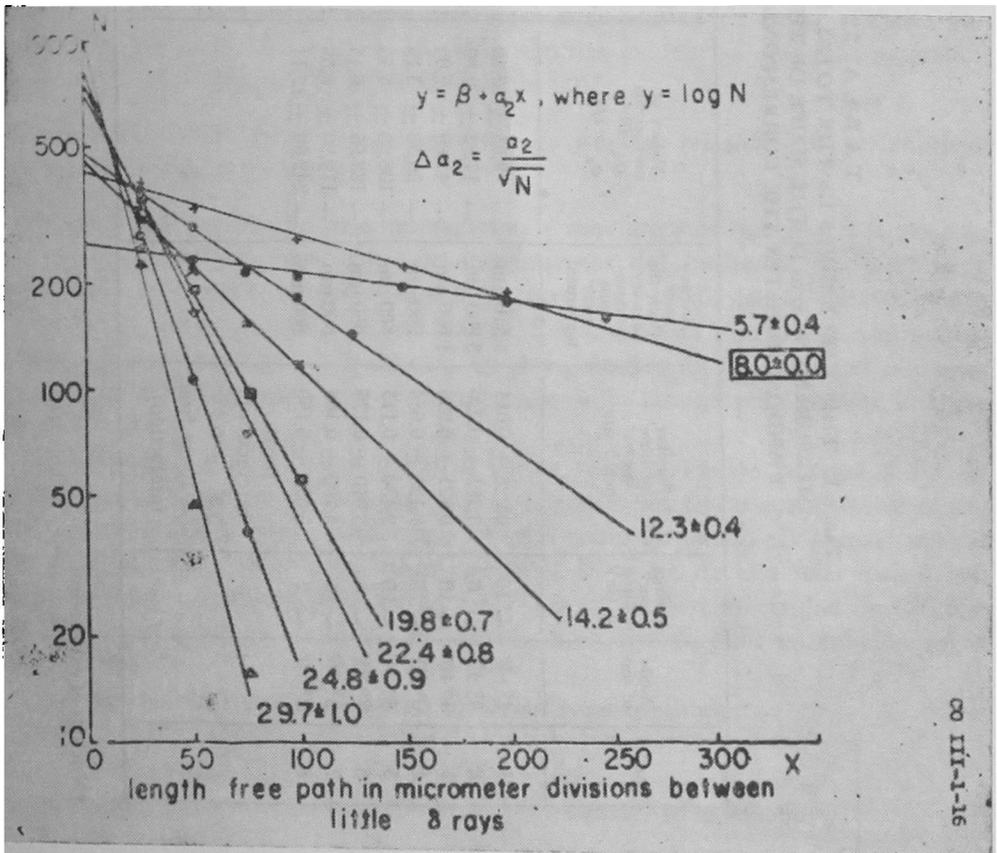


FIGURA 3.9.

En el eje de las N está indicado, en escala logarítmica, el número de caminos libres iguales o mayores que el número de divisiones micrométricas representado en el eje de las X . Aquí α_2 indica el valor absoluto de la inclinación de la línea recta

T A B L A 32
TABLE I. THIS TABLE GIVES US THE TOTAL RESULTS OF THE EXPERIMENTAL MEASUREMENTS, α_2 IS THE SLOPE OF THE STRAIGHT LINES OF FIG. 1 AND λ INDICATES THE CORRESPONDING MEAN FREE PATHS

Track	Angle of dip	Energy per nucleon in GeV	Number of little δ -rays per 5 μm	Range over which the density measurements were performed	Values of coefficients $\alpha_2 \cdot 10^{-4}$ $\alpha_2 = 1/\lambda$	Range over which the mean free path was determined	Z determined from the density of little δ -rays by taking for Z=8 the value $n_0 = 0.381 \pm 0.026$	Z determined from the mean free path of little δ -rays ($1/d_2$) by taking for Z=8 the value $\alpha_2 = (-17.82 \pm 0.89) 10^{-4}$	Z attributed to the nuclei by analysing the results of the last two columns
1	4° 8'	~ 10	0,228 ± 0,014	5 510 μm	— 8,03 ± 0,40	3 900 μm	6.2 ± 0.3	5.6 ± 0.4	6
2	0° 47'	~ 6,5	0,381 ± 0,026	3 600 μm	— 17,82 ± 0,89	4 400 μm	8.0 ± 0.0*	8.0 ± 0.0*	8
3	4° 10'	~ 10	0,821 ± 0,056	1 600 μm	— 41,89 ± 2,09	1 900 μm	11.7 ± 0.6	12.3 ± 0.4	12
4	6° 29'	~ 15	1,125 ± 0,084	960 μm	— 56,30 ± 3,15	1 250 μm	13.7 ± 0.7	14.2 ± 0.5	14
5	4° 34'	~ 20	2,450 ± 0,113	800 μm	— 108,90 ± 5,45	950 μm	20.3 ± 0.8	19.8 ± 0.7	20
6	2° 21'	~ 6	3,010 ± 0,176	650 μm	— 128,95 ± 6,45	845 μm	22.5 ± 1.0	22.4 ± 0.8	22
7	3° 36'	~ 13	3,700 ± 0,168	600 μm	— 170,90 ± 8,55	750 μm	24.9 ± 1.0	24.8 ± 0.9	25
8	2° 0'	~ 2	5,525 ± 0,150 (near interaction) 5,3 ± 0,3 (~ 10 cm from interaction)	800 μm	— 242,80 ± 12,14	600 μm	30.4 ± 1.1	29.7 ± 1.0	30

*Nucleus of calibration.

ha resultado igual a 5.7 ± 0.4 , también era un núcleo de carbón relativístico que en forma inequívoca se fragmentó con un choque elástico dentro de la emulsión en tres partículas — α relativísticas (no hay otros productos de fragmentación).

Finalmente, la tabla 3.2 muestra en las columnas octava y novena la coincidencia de los resultados obtenidos para Z tanto de la densidad de pequeños rayos — δ como del camino libre medio λ entre ellos. Tal coincidencia se verifica dentro de errores experimentales casi iguales o inferiores a una unidad de carga eléctrica. El mismo cuadro da también otros valores de las magnitudes medidas para las ocho trazas de núcleos relativísticos en estudio.

El núcleo relativístico con $z = 30$ que allí aparece, es el primer núcleo más pesado que el de hierro determinado en forma directa y con alta precisión: el error experimental de determinación es el más pequeño alcanzado hasta ahora con la técnica de las emulsiones nucleares en las determinaciones de cargas nucleares.

En el párrafo que sigue se describirán los trabajos realizados en la determinación de núcleos *muy pesados* y *superpesados*. El grupo de los *muy pesados* (V H) está formado por aquellos núcleos cuyos número atómico z está en el intervalo $20 \leq z \leq 26$; y los *superpesados* (S H) tienen $z > 26$. Tal como se dijo anteriormente, el grupo S H ha sido introducido por este autor y la máxima carga determinada con un error inferior a una unidad de carga eléctrica corresponde precisamente a $z = 30$. Hay algunas evidencias (en este momento en curso de medición de un núcleo con $z = 32$).

3.3. Determinación de la carga eléctrica de núcleos relativísticos pertenecientes al grupo V H o S H.

A fin de evitar las diversas operaciones y movimientos que hay que realizar con el Poohstrolino (dos tipos de movimientos del índice ocular: uno para seleccionar el espesor mínimo requerido; otro para medir largos paralelamente al eje de la traza nuclear), se ensayaron diversas grillas reticuladas que permitiesen seleccionar rayos — δ de más de dos gránulos en forma visual inmediata y sin otro movimiento que el de rotación de la lámina para centrar la traza en observación.

Anteriormente nos hemos referido varias veces al eje de la traza a fin de centrarla en el campo óptico. En efecto, en todas las trazas nucleares se observan ciertas partes sutiles y uniformes de ellas como formando el “ánima” central de su estructura (“core”, en idioma inglés). El autor de esta tesis realizó mediciones de los espesores medios de estos “cores” en la Universidad de Chicago en 1960 (inéditos) obteniendo una lenta variación de ellos en función de la carga eléctrica.

Los siguientes valores permiten apreciar estos resultados:

Núcleo	Espesor medio del “core” en unidades del micrómetro		
Partícula — α relativística	15.72	\pm	0.12
Núcleo relativístico de C	15.90	\pm	0.11
Núcleo de O relativístico	16.63	\pm	0.09
Núcleo de Fe relativístico	16.54	\pm	0.22

Se observa, pues, que la variación del espesor medio del "core" es muy lenta con la carga y no es proporcional al cuadrado de la carga del núcleo correspondiente.

La figura 3.10 muestra un aspecto visual del "core" de la traza.

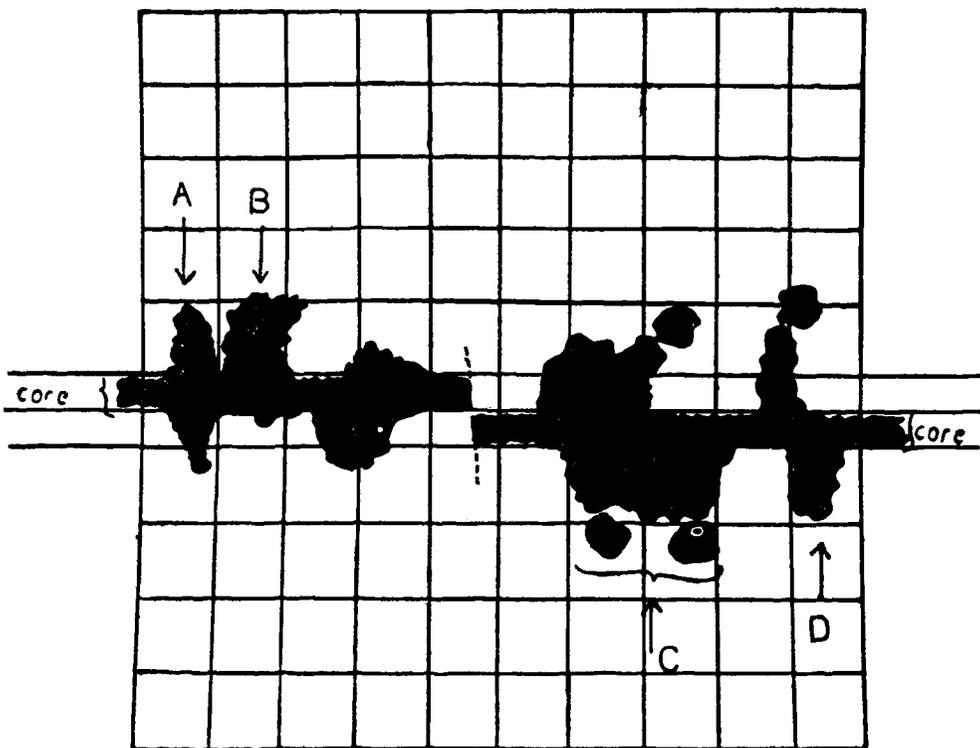


FIGURA 3.10.

Dos maneras de orientar el "core" de la traza nuclear en la grilla reticulada. En A se señala un rayo δ de dos gránulos; en B, 2 rayos δ de dos gránulos cada uno; en C, 4 rayos δ de dos gránulos cada uno

En la práctica ha resultado eficaz el recuento directo de dichos rayos δ empleando una grilla reticular como la indicada en la figura 3.10. Esta grilla ha sido construida para adaptarla al ocular del micrómetro de lámina y de modo que el "core" de la imagen de la traza (cualquiera que sea su número atómico) pueda colocarse paralela y horizontalmente dentro de una de las dos zonas centrales limitadas por dos líneas paralelas horizontales. De este modo, para medir los rayos δ pequeños a uno u otro lado de la traza nuclear, se coloca el borde superior o inferior del "core" (según se computen rayos δ ubicados en el lado superior o inferior de la traza) tangente a la línea horizontal central superior o inferior. Con estas operaciones, y tal como lo indica la figura 3.10 los rayos δ quedan distribuidos en el reticulado superior o inferior respectivamente. Depende del área de cada cuadradito del retículo para determinar cuántos rayos δ están cubriendo dicha área. Este criterio es especialmente importante para el recuento de rayos δ entre 10 y 25 KeV.

Ensayando y construyendo retículos de diversas dimensiones, se ha establecido que el tamaño óptimo es aquel en que el cuadradito tiene por longitud

dos veces el diámetro medio de un gránulo aislado de un protón relativístico, esto es, 1.25 μm . En estas condiciones, dos rayos $-\delta$ de 10 KeV cada uno, soldados entre sí, cubren casi exactamente el área de dicho cuadradito. Viceversa, una vez orientada la traza en la forma descrita en el párrafo anterior, contaremos por 2 rayos $-\delta$ de 10 KeV cada uno a conglomerados de plata que cubran totalmente el área de un cuadradito. El ennegrecimiento de dos cuadrados sucesivos corresponde a 4 rayos $-\delta$ de 10 KeV cada uno. El ennegrecimiento de un área cuadrada de 4 cuadraditos unitarios (reticulares) será computado como 4 rayos $-\delta$ de 4 gránulos cada uno, etc. La figura 3.10 muestra algunas de estas situaciones.

En las trazas nucleares correspondientes a núcleos primarios de elevado número atómico, la alta producción de rayos $-\delta$ causa depósitos de plata tales que constituyen a veces conglomerados o columnas en donde la aplicación del criterio explicado anteriormente podría ser dudoso. Sin embargo, y tal como se dijo al discutir las mediciones de espesores, las cargas eléctricas de los núcleos relativísticos de la radiación cósmica primaria obtenidas computando los rayos $-\delta$ pequeños con dicho criterio coinciden, con un error menor o igual a una unidad de carga, con las cargas eléctricas respectivas deducidas del camino libre medio de tales rayos $-\delta$, pero determinados de caminos libres mayores que una cierta longitud (evitando así los errores experimentales derivados del poder de resolución óptico y de las conglomeraciones de gránulos de plata). Este resultado experimental, y sobre el que ya hemos insistido bastante, es una de las pruebas fundamentales, *para partículas o núcleos relativísticos*, de la consistencia del método.

En este párrafo podemos agregar que la velocidad de medición por la simple selección de rayos $-\delta$ de 2 a 6 gránulos (entre 10 y 25 KeV), empleando el retículo descrito anteriormente, es extraordinariamente mayor que la obtenida de las mediciones de perfiles de trazas. En efecto, el cómputo de 400 de tales rayos $-\delta$ (o con un error relativo del 5%) en una traza de un núcleo de hierro requiere sólo de 20 a 25 minutos si se seleccionan con nuestro retículo; y de más de ocho horas de trabajo si se mide previamente el perfil de la traza. En una distribución de carga eléctrica de núcleos, normalmente hay que medir varios centenares de trazas, y en este caso, la selección directa empleando el micrómetro de lámina con el retículo es un método rápido y seguro.

Como es obvio, los rayos $-\delta$ standard (mayores de 25 KeV) también pueden ser sumados a los anteriores computándolos en forma directa y sin las precauciones señaladas para la aplicación del micrómetro de lámina y el retículo correspondiente. Estos rayos $-\delta$, que fueron los primeros en ser empleados para las determinaciones de cargas eléctricas, pueden también ser contados con un microscopio normal y una escala ocular arbitraria.

Después de ensayar numerosas grillas cuyos retículos eran similares al de la figura 3.10, pero que diferían en las dimensiones de un cuadrado unitario, los resultados más consistentes con las diferentes condiciones de medición son los que se indican a continuación:

a) Para dos observadores diferentes, en condiciones de iluminación óptima y empleando una grilla cuyo cuadradito reticular tenía sus lados igual a 1.449 μm , se obtuvieron los siguientes valores para la densidad de rayos $-\delta$ con energías entre 10 y 25 KeV de una traza de un núcleo de oxígeno relativístico:

$$\text{Observador A: } 0.992 \pm 0.039 \frac{\text{rayos} - \delta}{14,49}$$

$$\text{Observador B: } 0.995 \pm 0.040 \frac{\text{rayos} - \delta}{14,49}$$

(Nótese que la densidad está dada por el número de rayos $-\delta$ cada 10 divisiones del retículo), por observador *A* se denomina al autor de esta tesis; y por *B* y *C* a otros dos observadores diferentes.

b) Para tres observadores diferentes, en condiciones de iluminación óptima y con una grilla cuyo cuadradito reticular tenía sus lados iguales a $1,25 \mu\text{m}$ (el doble del diámetro de un gránulo aislado de un protón relativístico), se obtuvieron los resultados que se indican a continuación para la misma traza nuclear del O, mencionada en a).

Observador	Número medio de rayos $-\delta$ con energías entre 10 y 25 KeV por celda de 12.5	Número medio de rayos $-\delta$ con energías iguales o superiores a 10 KeV por celda de 12.5
A	0.956 ± 0.045	1.142 ± 0.045
B	0.945 ± 0.040	1.163 ± 0.049
C	0.926 ± 0.045	1.110 ± 0.044
		1.054 ± 0.045

Determinados con dos microscopios diferentes.

Considerando caminos libres $\lambda \geq 1$ división del retículo ($= 1,25 \mu\text{m}$) para rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV, para el coeficiente $a_1 = \frac{1}{\lambda}$, se obtuvo:

$$\begin{aligned} \text{Observador A : } & - 0,025834 \pm 0,001292 \\ \text{Observador C : } & - 0,025852 \pm 0,001374 \end{aligned}$$

Aplicando los resultados de calibración obtenidos por el observador *A* a la determinación de la carga de un núcleo cuya traza se encuentra en el mismo grupo de emulsiones en que se encuentra el núcleo de calibración, cuya energía es 2 BeV por nucleón (núcleo relativístico), se obtienen los siguientes resultados para dicha carga eléctrica (ver Tabla pág. siguiente).

La traza nuclear medida es la misma cuyos rayos $-\delta$ de 2 a 6 gránulos fueron seleccionados directamente con el Poohstrolino sin hacer uso de la grilla y tal como lo indicamos en el párrafo 3.2. El valor dado en el párrafo 3.2. para *z* fue de $30,4 \pm 1,1$ de la densidad de rayos $-\delta$; y, $29,7 \pm 1,0$ del camino libre medio. Estos valores están, pues, de acuerdo con los dados en la tabla precedente dentro de un error experimental igual o inferior a una unidad de carga.

Por otro lado, la consistencia experimental de los otros observadores es análoga a la del observador *A*.

Densidad de rayos γ para el núcleo de calibración	Densidad de rayos γ para el núcleo primario relativístico	Energía de los rayos γ computados	Coeficiente a_1	Carga eléctrica determinada de la densidad	Carga eléctrica determinada del camino libre medio
0.992 \pm 0.039	13.95 \pm 0.47	Entre 10 y 25 KeV	—	30.00 \pm 0.10	—
1.142 \pm 0.045	16.60 \pm 0.53	Igual o mayor que 10 KeV	—	30.40 \pm 0.10	—
0.956 \pm 0.045	13.37 \pm 0.62	Entre 10 y 30 KeV	-0.025834 \pm 0.001292	29.92 \pm 0.12	30.32 \pm 0.12 <

Re
ti
cu
los
de
ta
ma
ño
óp
ti
mo

En la computación directa hay acuerdo, dentro de un error mucho menor que una unidad de carga eléctrica, entre el valor de la carga determinado de la densidad de rayos $-\delta$ y la determinada del camino libre medio.

Se concluye, pues que, en forma directa y con los errores y consistencias experimentales señalados más arriba, la traza nuclear medida tiene un número atómico $z = 30$, esto es, se trata de un núcleo relativístico de Zinc de la radiación cósmica primaria.

Las determinaciones de cargas de núcleos pesados (z elevado) fueron realizadas, pues, efectuando el recuento directo de los rayos $-\delta$ o determinando el camino libre medio respectivo con la grilla reticular de dimensiones óptimas, como lo hemos explicado en el párrafo anterior, y adaptada al micrómetro de lámina.

Las trazas nucleares medida fueron previamente seleccionadas en las emulsiones nucleares por el propio autor de este trabajo usando un microscopio de proyección.

Por otra parte, las emulsiones nucleares expuestas a la radiación cósmica constitúan un bloque compacto de 200 estratos de emulsión sensible de 15 cm de ancho \times 15 cm de alto \times 600 μm de espesor cada estrato. Esto es, si despreciamos el espesor muy sutil de papel que separa a cada estrato, el bloque de emulsiones sensibles tenía 15 cm de ancho \times 15 cm de alto por 12 cm de espesor.

Dicho bloque se encerró en un recipiente de aluminio que, junto a los instrumentos de seguimiento y altimetría de vuelo, voló en un globo cuya curva de vuelo aparece en la figura 3.11.

De esa curva resulta que, hasta la fecha, dicho lanzamiento es uno de los que ha alcanzado mayor altura y por más largo tiempo.

Este lanzamiento fue realizado en Minneapolis, Minnesota, Estados Unidos, y fue dirigido por el Prof. Marcel Schein con la activa colaboración del Dr. Dave Haskin, ambos de la Universidad de Chicago. Esta exposición estratosférica fue financiada por el Office of Naval Research, la U. S. Atomic Energy Commission y por el National Science Foundation.

Una vez recuperado el material nuclear expuesto, procediendo en forma muy particular, se pega cada capa o estrato de 600 μm de espesor en un vidrio, obteniendo así, 200 placas que se sometieron a los procesos fisicoquímicos especiales para revelar tales placas de emulsiones nucleares.

Fueron precisamente estas 200 placas las que el Prof. Schein decidió facilitar al autor de este trabajo por su determinación de la carga de un núcleo de número atómico igual a 30^{21} y a fin de continuar la investigación sobre estos núcleos superpesados en la Universidad de Chile.

Independientemente de las discusiones sobre la exploración o ubicación de trazas nucleares con el microscopio de proyección, podemos decir que el cuadro que se presenta a continuación contiene todos los núcleos relativísticos cuyo z es igual o mayor que 20 y que se encuentran en una mitad del bloque (100 placas). Esto es, la proporción que se desprende de este cuadro para las diversas cargas refleja la proporción en que dichos núcleos llegaron o incidieron al instrumento detector. Un análisis e interpretación de esta proporción están actualmente llevando a cabo Gabriel Alvial y Juana Riquelme, bajo la dirección del primero.

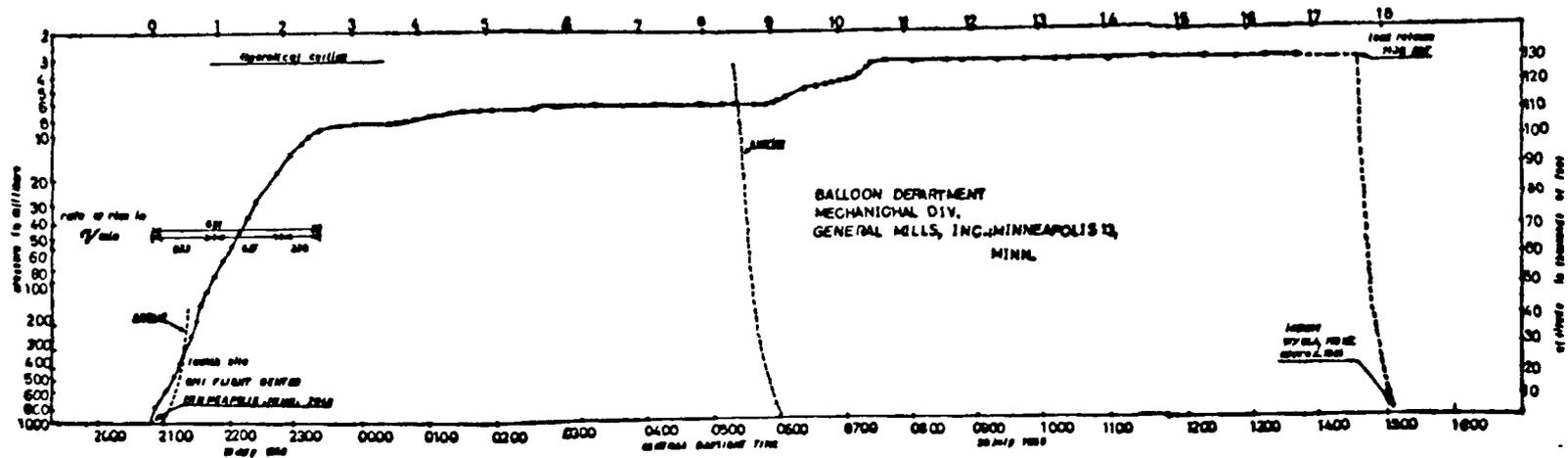


FIGURA 3.11.

Curva de vuelo (itinerario) del globo en el que se expuso el bloque de Minneapolis

Queda así en claro, que la existencia de núcleos de estructura compleja en la radiación cósmica primaria, de cargas eléctricas superiores a la del Hierro, es un hecho astrofísico que hay que continuar investigando y que puede dar valiosas informaciones sobre las fuentes de origen de la radiación cósmica.

En la primera columna de la tabla siguiente se indican el número de la placa y las coordenadas de una grilla que ha sido impresa en la misma emulsión nuclear a fin de ubicar las diversas partículas e interacciones; en la segunda columna está la energía del núcleo en BeV por nucleón $\left(\frac{\text{BeV}}{A}\right)$; en la tercera columna está la carga eléctrica determinada; y, en la última se indica en cada caso el parámetro medido.

La energía, como en los casos anteriormente mencionados, ha sido determinada midiendo el ángulo medio de apertura (con respecto a la dirección de incidencia del núcleo primario) de las partículas — α relativísticas que emergen de la respectiva interacción nuclear. En los casos en que no había partículas — α relativísticas en las interacciones (señaladas en la segunda columna por "sin partículas- α "), se consideraron como trazas de núcleos relativísticos aquellas en que la densidad de los rayos — δ medidos no variaba en un trayecto (del núcleo primario) de varios centímetros.

En algunos casos los valores de las cargas eléctricas de los núcleos primarios han sido determinados computando varios parámetros. Ellos están indicados en la tabla 3.3.

Es evidente que también se determinaron con gran precisión cargas eléctricas menores que 20, pero hemos hecho un corte en esta última carga atendiendo al interés astrofísico de estos núcleos.

Finalmente, todas las cargas han sido determinadas con referencia al núcleo de oxígeno de calibración. De aquí que aparezcan valores fraccionarios que reflejan el grado de aproximación al valor entero que corresponda.

Entre las observaciones que tenemos que hacerle a la tabla anterior está la precisión alcanzada para el núcleo con $z = 30$ que demuestra que esta precisión aumenta al aumentar el número de rayos — δ pequeños o de caminos libres computados. Ella también pudo haberse alcanzado con todos los núcleos que aparecen en la tabla y haber eliminado algunas diferencias que aparecen en algunos casos, sin embargo, razones de economía de tiempo lo han impedido.

En las cien placas nucleares restantes del bloque hay varios núcleos de carga eléctrica igual a 30 unidades de carga y una posible evidencia de un núcleo de carga 32. Estos resultados no se dan aquí porque aún no han sido sistematizados.

3.4. *Determinación de la carga eléctrica de núcleos pesados de baja energía de la radiación cósmica primaria.*

Dado el aumento de ionización de un núcleo de baja energía, aplicando el método descrito en 3.3., también se determinaron los rayos — δ con energía iguales o superiores a 10 KeV a partir de un alcance residual de 3.000 μm y hasta 5.000 μm . En esta forma se evitan los grandes conglomerados de plata que se forman en los últimos 3.000 μm de alcance residual, esto es, los rayos — δ de energía igual o superior a 10 KeV no saturan la traza en el rango 3.000-5.000 μm y, por lo tanto, su recuento es más fácil.

T A B L A 33.

Coordenadas	Energía en $\frac{\text{BeV}}{A}$	Carga determinada con respecto al núcleo de oxígeno de calibración	Parámetro empleado en la determinación de la carga eléctrica
033			
84) + 055 119	Sin partículas- α	Z = 20 20.40 \pm 0.56	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
170) + 013 023	Sin partículas- α	20.08 \pm 0.56	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
121) + 044 079	11.81	20.16 \pm 0.64	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
79) + 089 106	Sin partículas- α	20.88 \pm 0.56	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
161) + 082 049	6.5	Z = 22 21.68 \pm 0.64	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
144) + 030 041	6.88	21.84 \pm 0.96	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
177) + 054 100	5.6	22.48 \pm 0.72	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
174) + 056 068	2.16	22.00 \pm 0.96 23.04 \pm 0.72	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV rayos $-\delta \cong 10$ KeV
138) + 023 101	2.53	22.48 \pm 0.64	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
127) + 053 101	11.11	22.08 \pm 0.64	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
111) + 133 143	3.29	22.40 \pm 0.64	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
108) + 029 142	6.89	22.08 \pm 0.88	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
102) + 057 011	Sin partículas- α	Z = 23 23.36 \pm 0.72	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
162) + 025 117	1.6	23.12 \pm 0.80	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
187) + 105 080	5.71	23.44 \pm 0.72	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
150) + 021 108	Sin partículas- α	23.20 \pm 0.72	rayos $-\delta \cong 10$ KeV
132) + 040	Sin partículas- α	Z = 24 23.52 \pm 0.72	rayos $-\delta \cong 10$ KeV

Coordenadas	Energía en $\frac{\text{BeV}}{A}$	Carga determinada con respecto al núcleo de oxígeno de calibración	Parámetro empleado en la determinación de la carga eléctrica
185) 065 + 011 047	2.22	23.52 ± 0.96	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
179) + 025 045	3.32	23.52 ± 0.80	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
123) + 043 036	8.69	23.92 ± 0.72	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
128) + 097 019	Sin partículas- α	24.24 ± 0.64	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
80) + 079 081	7.89	24.00 ± 0.72	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
125) + 049	7.5	25.36 ± 0.64 23.91 ± 0.93	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ entre dichos rayos $-\delta$
178) 138 + 019 024	3.12	24.08 ± 0.78 24.87 ± 0.87 24.40 ± 0.94 Z = 25	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ Caminos libres $\cong 1.6 \mu\text{m}$
183) + 011 047	Sin partículas- α	24.56 ± 0.72	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
162) + 024 078	2.23	25.68 ± 0.80 24.40 ± 0.78	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ entre rayos $-\delta$ de 10 a 30 KeV
152) + 026 126	6.45	25.04 ± 0.56	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
158) + 021 039	5.29	25.36 ± 0.80 24.72 ± 0.86 24.48 ± 0.64	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV
130) + 016	Sin partículas- α	25.12 ± 0.88 24.80 ± 0.94	Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ y caminos libres $\cong 1.6 \mu\text{m}$ entre dichos rayos $-\delta$
133) 032 + 014 140	2.64	25.76 ± 0.80 25.04 ± 0.88	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ entre dichos rayos $-\delta$
63) + 073 089	Sin partículas- α	25.20 ± 0.64	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
69) + 062 111	6.89	25.04 ± 0.72 26.08 ± 0.72	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
109) + 013	Sin partículas- α	24.88 ± 0.89	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$

Coordenadas	Energía en $\frac{\text{BeV}}{A}$	Carga determinada con respecto al núcleo de oxígeno de calibración	Parámetro empleado en la determinación de la carga eléctrica
097		$Z = 26$	
75) + 096 072	3.84	25.76 ± 0.80	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
129) + 025 115	5.45	26.00 ± 0.80	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$
143) + 059 126	2.05	27.12 ± 0.64 25.76 ± 0.11	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ entre rayos $-\delta$ de 10 a 30 KeV
127) + 042 140	29.2	26.16 ± 0.80 26.96 ± 0.94 26.64 ± 0.80	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ Caminos libres $\cong 1.6 \mu\text{m}$
141) + 028 089	Mayor que 100	25.12 ± 0.72 26.40 ± 0.93	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV
122) + 083 034	~ 100	25.12 ± 0.64 26.32 ± 0.95	Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$
128) + 050 060	1.75	26.08 ± 0.80 26.64 ± 0.62	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$ rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV
142) + 091	4.9	25.28 ± 0.88	Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$

$Z = 27$

127) 052 + 009 075	2.22	27.20 ± 0.80 27.12 ± 1.06	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 1.6 \mu\text{m}$
129) + 055	Sin partículas- α	27.36 ± 0.72	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$

$Z = 28$

159) 057 + 018 080	Sin partículas- α	27.44 ± 0.76 28.80 ± 1.06 28.40 ± 1.14	rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$ Caminos libres $\cong 1.6 \mu\text{m}$
174) + 019 040	Sin partículas- α	28.56 ± 0.80 27.84 ± 0.88	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$ rayos $-\delta$ entre 10 y 30 KeV
136) + 065 059	17.19	28.48 ± 1.00	Caminos libres $\cong 0.8 \mu\text{m}$
135) + 110	2.4	27.52 ± 0.8	rayos $-\delta \cong 10 \text{ KeV}$

Z = 29

126)	033 +	4.08	28.80 ± 0.88	rayos -δ entre 10 y 30 KeV
	027		29.20 ± 1.03	Caminos libres ≥ 1.6 μm
	081	4.5	28.80 ± 0.83	rayos -δ entre 10 y 30 KeV
116)	+		28.48 ± 1.01	Caminos libres ≥ 0.8 μm
	038			

Z = 30

178)	014 +	2.00	30.00 ± 0.10	rayos -δ entre 10 y 30 KeV
	078		30.40 ± 0.10	rayos -δ ≥ 10 KeV
			29.92 ± 0.12	rayos -δ ≥ 10 KeV
			30.32 ± 0.12	Caminos libres ≥ 1.6 μm

No obstante esta convención, casi para todas las trazas medidas y que ya aparecen en las curvas diferenciales de la figura 3.8., se obtuvieron los mismos valores de z que los allí señalados. En sólo tres casos hubo diferencias en una unidad de carga.

Aplicando la relación 1.7), la representación del número integral de rayos - δ en función del alcance residual (en que el alcance se cuenta a partir de los 3.000 μm), en ejes rectangulares y en escala logarítmica es una línea recta para cada traza. La figura 3.12. representa los resultados experimentales obtenidos en 100 placas del bloque de emulsiones nucleares expuesto en Minneapolis, Minn. Tal como lo indica la relación 1.7), el exponente a', que es la tangente de la línea recta, resulta ser el mismo para todas las trazas allí representadas. Esto último está indicando que las medidas realizadas en el rango 3.000-5.000 μm obedecen a un criterio consistente con las relaciones teóricas.

De las relaciones 1.7) y 1.7'), obtenemos la razón:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{z_2^{2a'} M_2^{1-a'}}{z_1^{2a'} M_1^{1-a'}}$$

que nos permite determinar z_2 partiendo de una masa M_1 y z_1 conocidos y suponiendo, en buena aproximación, las masas M de los núcleos medidos son estables y los de mayor abundancia relativa. La familia de curvas dada en la figura 3.12. se ha construido sobre la base de la recta inferior correspondiente a núcleos de He⁴ determinados con gran precisión. El valor medio del coeficiente a' resultó igual a: 0,96946 ± 0,02436.

Nótese que en este rango de energía no determinamos núcleos del grupo V H o S H. La máxima carga corresponde a z = 14.

3.5. Separación de isótopos de la radiación cósmica primaria.

La figura 3.3. representa el número integral de rayos - δ con energías entre 10 y 25 KeV en función del alcance residual para 5 trazas de partículas-α. La separación de dos rectas paralelas está de acuerdo con la función 1.6), que per-

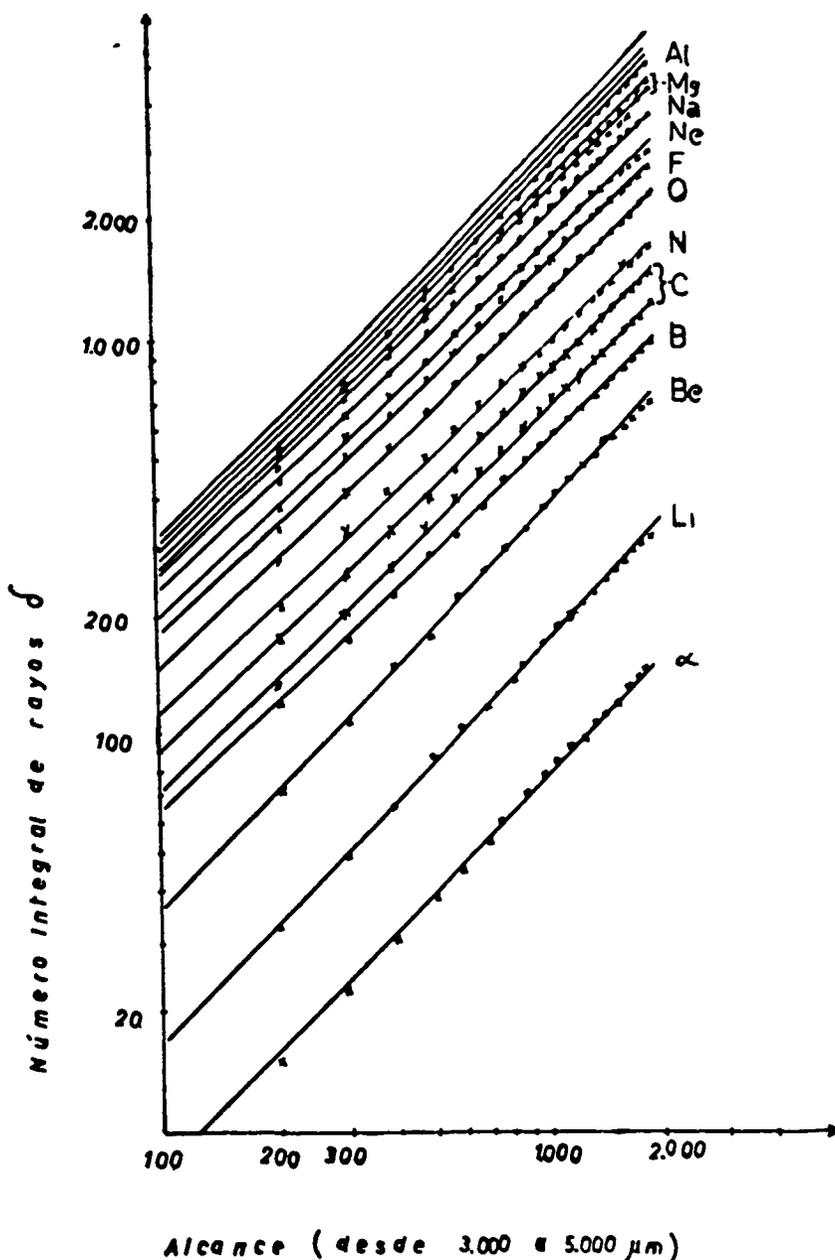


FIGURA 3.12

Número integral de rayos δ de dos o más gránulos entre 3.000 y 5.000 μm de alcance residual para las partículas aquí señaladas

mite separar isótopos. En efecto, la razón de masas deducida de las curvas experimentales de la figura 3.13. es, en este ejemplo, particular, de $1,6 \pm 0,3$. Tratándose de partículas- α de la radiación cósmica primaria, se concluye que la recta A corresponde al He^4 y la recta B, al He^3 . La razón teórica entre las masas de estas últimas partículas es, como es bien sabido, 1,33. Este método de discriminación de isótopos fue propuesto por primera vez por Alvial³³. Las investigaciones actuales dirigidas por este autor están orientadas a obtener discrimina-

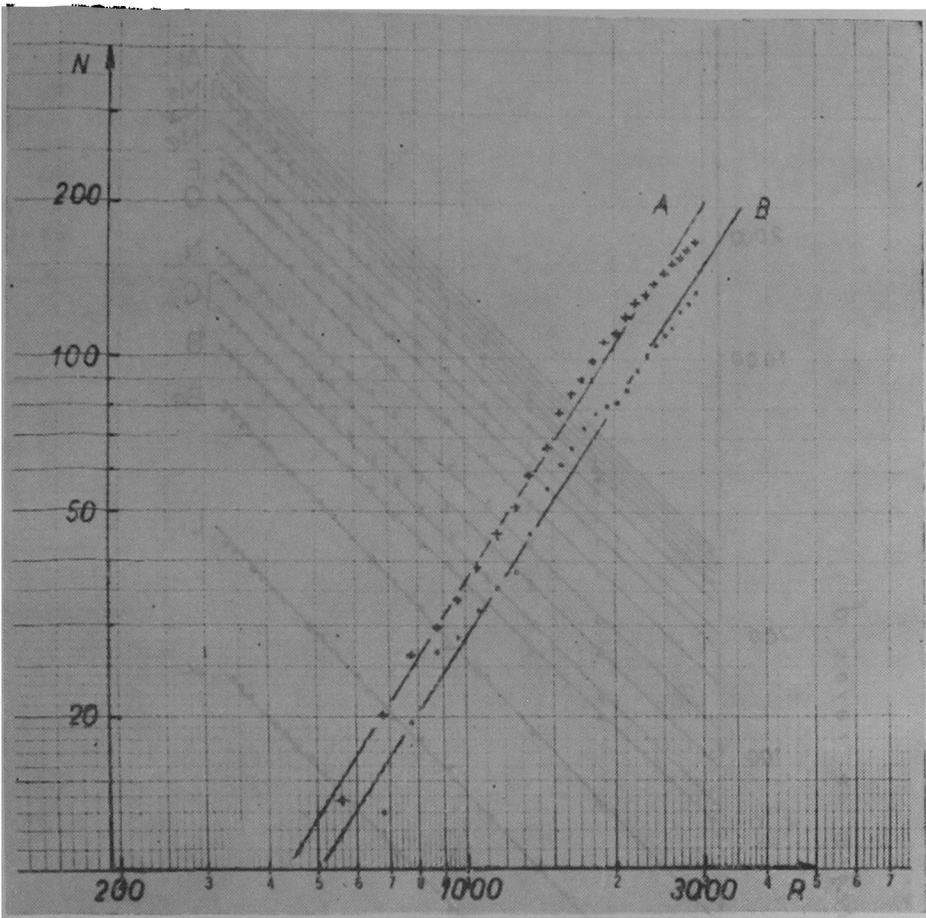


FIGURA 3.13

Separación de isótopos. La curva A representa el número integral de rayos δ pequeños en función del alcance residual para el He^3 ; la curva B, para el He^4 .

ciones de isótopos para cargas superiores a la del He, a fin de analizar la posible distribución de isótopos entre $z = 3$ y 6, respectivamente.

Particularmente interesa identificar el C^{12} por las relaciones que existen en su producción con las reacciones termonucleares del ciclo CNO durante las explosiones de las supernovas.

3.6. Párrafo final.

En esta tesis se ha demostrado la efectividad del método de los pequeños rayos δ para determinar la carga eléctrica de los núcleos atómicos de alta y baja energía y las razones entre las masas de los isótopos He^4 y He^3 . Un aporte inmediato que este método dio a los estudios sobre la radiación cósmica primaria se refiere a la identificación de núcleos más pesados que el hierro ($z \geq 26$) y de números atómicos tan elevados como 30 y con posible evidencia de otro de carga 32.

Y una observación experimental que pertenece a una investigación actual, en curso de desarrollo, es la de que tales núcleos de z elevado de la radiación

cósmica primaria sólo han sido determinados en la zona relativística y no a baja energía. En otras palabras, en nuestro bloque de emulsiones nucleares los núcleos del grupo VH y SH son relativísticos; y, para bajas energías, la carga máxima determinada es en torno a 14. Esta es una determinación particular (no publicada aún) en un instrumento (bloque de emulsiones nucleares de Minneapolis) que resulta ser uno de los mejores de los actualmente existente en los laboratorios de la especialidad. Para dar sólo una hipótesis como ejemplo, un corrimiento del espectro de cargas eléctricas como el indicado aquí podría tener relación con la curvatura de las partículas en los campos magnéticos galácticos: en efecto, los núcleos de baja energía tendrían que recorrer una trayectoria más larga que los de alta energía a fin de incidir hasta nuestro planeta desde una fuente común. Este efecto aumentaría la probabilidad de fragmentación de los núcleos de baja energía al chocar con la materia interestelar, y, por consiguiente, podría explicar el desplazamiento del espectro de cargas, señalado anteriormente, aceptando una fragmentación de los núcleos de baja energía. Existen también otras posibilidades astro y cosmo-físicas.

Todo ello está indicando el valor científico de estos trabajos.

Por otro lado, la existencia de núcleos de elevado número atómico en la radiación cósmica primaria es una indicación del grado de síntesis de los elementos en las fuentes de origen de la radiación cósmica y, por consiguiente, del tipo de procesos termonucleares que originan elementos de alto grado de síntesis. La comparación de estos resultados con otros sobre la abundancia observada en la radiación cósmica primaria de ciertos elementos que han sido detectados en proporción mínima con la espectroscopia estelar y el análisis de meteoritos (los núcleos livianos de Li, Be y B), agregará informaciones útiles para decidir si estos elementos del grupo SH son ellos mismos productos de fragmentaciones de núcleos mucho más pesados, fragmentaciones producidas en sus trayectorias desde la fuente o fuentes de origen al instrumento detector.

La detección del C^{13} está íntimamente ligada a las reacciones termonucleares de los ciclos rápidos CNO que se dan en las supernovas. Ella es posible, esto es, se puede obtener una discriminación entre el C^{12} y el C^{13} , aplicando el método de los pequeños rayos — δ . Esta tarea está actualmente llevándose a cabo en el Centro de Radiación Cósmica Chileno.

Las referencias dadas en este párrafo final indican la importancia y el futuro científico del método que aquí se ha expuesto y discutido; a la vez indican la dirección de un grupo importante de investigaciones del Centro de Radiación Cósmica de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de Chile.