

539.126.34(043)

B739

02.58.05

ORLANDO R. BRAVO

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1958

**EL MECANISMO DE LAS EVAPORACIONES
NUCLEARES PRODUCIDAS POR MESONES
PI DE ALTA ENERGIA**

(T E S I S)



UNIVERSIDAD NACIONAL DE TUCUMAN
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y TECNOLOGIA
INSTITUTO DE FISICA

ORLANDO R. BRAVO

**EL MECANISMO DE LAS EVAPORACIONES
NUCLEARES PRODUCIDAS POR MESONES
PI DE ALTA ENERGIA**

(T E S I S)



UNIVERSIDAD NACIONAL DE TUCUMAN
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y TECNOLOGIA
INSTITUTO DE FISICA

1450

PUBLICACION N° 829

INDICE

<i>Resumen</i>	pág. 7
----------------------	-----------

CAPÍTULO I

Introducción

1 — Formación de estrellas de desintegración en emulsiones nucleares	9
2 — Trazas de retroceso	10
3 — El planteo del presente trabajo	13

CAPÍTULO II

Mediciones

1 — Descripción de la experiencia	14
2 — Definición de un "retroceso"	16
3 — Convenciones	17

CAPÍTULO III

Resultados Experimentales

1 — Análisis de los retrocesos	17
2 — El mecanismo que da lugar a la formación de los fragmentos	21
3 — El mecanismo de emisión de partículas de baja energía en núcleos livianos	26
4 — Mecanismo de emisión de partículas de evaporación en núcleos pesados	27

CAPÍTULO IV

<i>Conclusiones</i>	28
<i>Apéndice</i>	30

EL MECANISMO DE LAS EVAPORACIONES NUCLEARES POR MESONES PI DE ALTA ENERGIA

RESUMEN:

Un análisis sistemático de las características cinemáticas de los fragmentos nucleares emitidos en una desintegración de alta energía, permite determinar el mecanismo que rige la etapa conocida como "evaporación nuclear". El único instrumento detector que permite una cabal identificación y medición de fragmentos pesados es la emulsión fotográfica nuclear.

Se han analizado detalladamente las desintegraciones nucleares producidas en un bloque de emulsiones nucleares tipo Ilford G5 de 600 micrones de espesor, expuesto al haz de mesones pi de una energía de 4,15 Bev. Se determinó el espectro de longitudes de las trazas de fragmentos, la distribución angular de los mismos, así como la de las demás partículas evaporadas.

El espectro de longitudes de los fragmentos revela que en las evaporaciones de núcleos "pesados" (Br y Ag) sólo son emitidos fragmentos de menos de 2-3 micrones de alcance. Los núcleos "livianos" (C, N, y O), en cambio, contribuyen con fragmentos de hasta 12 micrones de alcance. De las distribuciones angulares se deduce que la evaporación nuclear ocurre por intermedio de un mecanismo cinemáticamente semejante a la formación de un núcleo compuesto en reacciones nucleares de baja energía: el núcleo evaporante, altamente excitado por efectos de la cascada nuclear, recibe una transferencia de impulso en la dirección del pión incidente. La evaporación de este núcleo tiene lugar "en vuelo", alterándose la distribución angular de los fragmentos y nucleones evaporados por

efectos de la transformación de Lorentz. Asimismo, se establece que el fragmento es un genuino retroceso colimado en dirección opuesta a las partículas evaporadas.

En el caso de núcleos “pesados”, la velocidad del Centro de Masa (núcleo evaporante) es despreciable; las distribuciones angulares no sufren por tanto modificaciones apreciables en la transformación al Sistema de Laboratorio. La leve anisotropía de las partículas livianas evaporadas por estos núcleos pesados, se explica considerando la contribución de los restos de baja energía de la cascada nuclear.

CAPÍTULO I

INTRODUCCION

§ 1. — *Formación de estrellas de desintegración en emulsiones nucleares.*

Examinando al microscopio una emulsión fotográfica nuclear expuesta a una haz de partículas de alta energía, pueden observarse las características “estrellas” de desintegración, que representan las interacciones de las partículas energéticas con los núcleos de la emulsión (fig. 1).

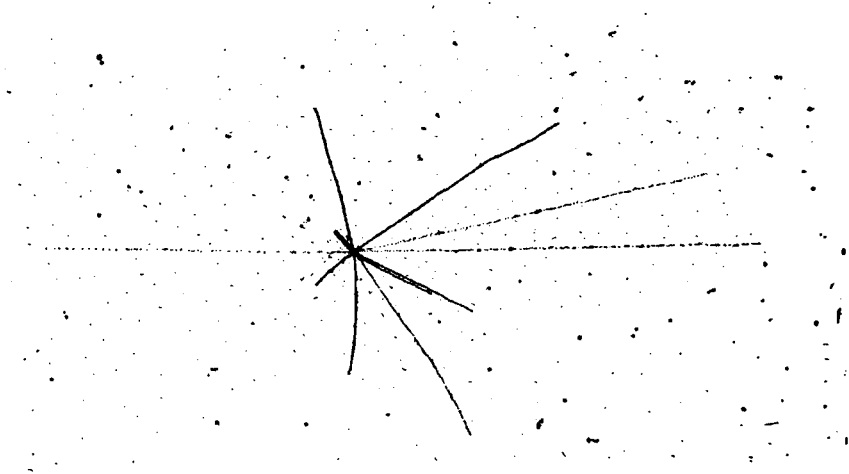


Fig. 1. — Facsimil de una estrella de desintegración nuclear.

Estas desintegraciones nucleares de alta energía, que transcurren en dos etapas nítidamente distinguibles, han sido objeto de muchos análisis (1, 2, 3, 4, 5). Dada la complejidad de los procesos intervinientes, existen aun hoy día numerosas incógnitas acerca del mecanismo de desintegración. El presente trabajo tiende a aclarar algunos de los muchos problemas en juego.

La primera etapa de una desintegración nuclear se desarrolla en un intervalo de tiempo de alrededor de 10^{-23} seg. y corresponde a la interacción directa de la partícula incidente con nucleones aislados del núcleo. Estos nucleones, junto con partículas inestables creadas en las interacciones individuales, atraviesan el núcleo y lo abandonan dejándolo altamente excitado. Este proceso se denomina "proceso primario" o "cascada nuclear". La excitación del núcleo restante proviene principalmente de aquellos nucleones que han sido choeados pero que no poseen energía suficiente para escapar del núcleo. La energía cinética en exceso se distribuye estadísticamente, elevándose la temperatura nuclear, lo que puede dar lugar a una "evaporación" de partículas. Este proceso, que corresponde a la segunda etapa de una desintegración, tiene lugar unos 10^{-16} segundos más tarde que el proceso primario y representa la desexcitación del núcleo por emisión de partículas de baja energía, de unos 20 Mev en promedio.

Existen varias teorías sobre evaporación nuclear. En ellas se considera al núcleo como un gas de Fermi y el espectro de energías observado para las partículas evaporadas coincide razonablemente con el previsto. El trabajo más completo sobre el tema pertenece a Le Couteur ⁽⁶⁾ quien tiene en cuenta la expansión térmica y el exceso de neutrones del núcleo residual. Fujimoto y Yamaguchi ⁽⁷⁾ ⁽⁸⁾ tratan el mismo problema, pero tienen en cuenta los cambios de energía de unión de los nucleones durante la evaporación. Ellos tratan paso a paso el proceso por el cual se alcanza el equilibrio térmico luego de la emisión de cada partícula.

El hecho de postular un gas de Fermi, para lo cual es requisito suponer un número razonable de nucleones en el volumen nuclear, significa una limitación del problema general de la evaporación. La teoría es aplicable a núcleos pesados como los de Ag y Br de la emulsión fotográfica pero no a los de C, O y N que forman la gelatina de la emulsión.

§ 2. — *Trazas de retroceso (fragmentos)*

Entre las estrellas de desintegración producidas en emulsiones nucleares se distinguen aquellas que poseen una traza corta de alcance L de $0 < L \leq 12 \mu$, de ionización muy alta. Son relativamente

abundantes, encontrándose en un 40 % de las estrellas de 1, 2 y 3 ramas "negras" (partículas cargadas de evaporación). Estas trazas cortas denominadas "fragmentos" o "retroceso" han sido atribuidas al retroceso del núcleo o fragmento nuclear que queda al término de la cascada nuclear (emisión directa) y de la evaporación. El estudio de estos fragmentos de retroceso puede conducir a importantes informaciones sobre el proceso de evaporación en sí.

Harding ⁽⁹⁾ propuso el siguiente mecanismo para la formación de los fragmentos, observados en estrellas de desintegración en emulsiones expuestas a la radiación cósmica: El movimiento del núcleo residual se debe a la transferencia (o sea suma vectorial) de dos impulsos; uno de ellos es impartido al núcleo durante el proceso primario y el otro es transferido durante el proceso de evaporación. El primero está dirigido en dirección de la partícula responsable de la desintegración y el segundo es prácticamente isótropo.

Grilli y Vitale analizan en un extenso trabajo ⁽¹⁰⁾ el mecanismo de la formación de fragmentos observados en emulsiones Ilford G5, también expuestas a la radiación cósmica, a la par que confrontan los resultados con los obtenidos mediante un análisis estadístico por el Método de Monte Carlo ⁽¹¹⁾ ⁽⁵⁾ ⁽¹²⁾. También concluyen que el fragmento se debe a la intervención de dos impulsos transferidos al núcleo residual en la emisión directa y en la fase de evaporación. Como del Método de Monte Carlo resulta que el mayor número de fragmentos tienen alcances menores que 1μ , los cuales no son visibles en la placa fotográfica, explican la formación de un fragmento visible en la placa fotográfica de la coexistencia de fluctuaciones de la cascada y de la evaporación. Eventualmente se explicarían por evaporaciones locales en la superficie del núcleo que producirían una fuerte anisotropía en la emisión.

En el trabajo de Harding, la observación de estrellas con fragmentos sólo es aprovechada para decidir sobre el tipo, la energía y la distribución angular de las partículas de la radiación cósmica que las producen en la emulsión. Por otra parte no se establece una clara limitación para la energía de excitación del núcleo residual: las estadísticas incluyen estrellas de baja y muy alta excitación (de 2 a 19 ramas incluyendo mínimas, grises y negras).

Con su modelo, Harding logra explicar la anisotropía en la distribución de los fragmentos respecto a la dirección vertical. En ningún momento se ocupa de la distribución de las ramas negras respecto a la incidencia supuesta para el primario, ni de la distribución respecto del mismo fragmento.

Grilli y Vitale, que también trabajan con emulsiones expuestas a la radiación cósmica, hacen una acotación de la energía del primario por métodos estimativos; el intervalo de energías del primario que consideran va desde 0 a 1000 Mev. Además limitan el intervalo de la energía de excitación, al estudiar en forma más detallada estrellas con un número medio de 2,7 ramas negras (energía del primario entre 300 y 500 Mev). Grilli y Vitale suponen además que los fragmentos provienen casi exclusivamente de la interacción con núcleos pesados (Ag y Br).

Como hipótesis básica para hacer el Monte Carlo suponen un núcleo pesado de masa $A=100$ que se comporta como un gas de Fermi, excluyendo a priori la posibilidad de que una estrella con retroceso pueda haber sido originada por una interacción en un núcleo liviano como el de C, O o N, como sin duda ocurre en la realidad

Cabría mencionar aquí otro mecanismo propuesto por Harding ⁽¹³⁾ y colaboradores, válido para estrellas muy grandes, de más de 15 ramas, en el cual el choque entre la partícula primaria con un nucleón del núcleo produce una zona de "calentamiento local" de la cual puede evaporarse una haz de partículas α y algunos protones muy colimados, o bien un fragmento pesado que enseguida se fracciona. La traza de retroceso se debería al movimiento del núcleo residual sólo levemente calentado. Este núcleo completaría su enfriamiento emitiendo protones y neutrones.

En resumen, *en ninguno de los trabajos arriba citados, ha quedado claramente establecido el mecanismo de formación de los fragmentos nucleares*, en particular y de todo el proceso de evaporación en si. La principal causa de estas dificultades radica en el hecho de que los autores han usado como partículas a la Radiación Cósmica, de espectro de energía y distribución angular muy amplios y poco conocidos en aquella época.

§ 3. — *El planteo del presente trabajo.*

La posibilidad de utilizar piones *monocromáticos* de 4,15 Bev, producidos en el Bevatrón de Berkeley para hacer el estudio de las evaporaciones nucleares en emulsiones, *ha obviado las dificultades de los trabajos previos*, comentados en el párrafo anterior. Además en el presente trabajo sólo se ha considerado evaporaciones con multiplicidades de 1, 2 y 3 trazas “negras” (2 ramas negras en promedio). Esto significa que la energía de excitación ha sido relativamente baja y bien delimitada, entre 40 y 120 Mev, *lo cual garantiza la presencia de un proceso de evaporación simple*. Un mayor número de ramas negras significaría una mayor energía de excitación, con la cual aparecen efectos como el de la variación de la energía de unión nuclear, efectos de la tensión superficial nuclear etc., todos los cuales representan considerables complicaciones en el fenómeno de evaporación.

Los problemas a resolver, planteados en el presente trabajo son:

- a) Proporción de núcleos pesados ($A=70-100$) y livianos ($A=10$) que contribuyen en el espectro de longitudes de de las trazas de retroceso.
- b) Determinar si la leve anisotropía observada para las ramas negras, en dirección del pión incidente proviene del hecho de ser éstas restos de baja energía de la cascada nuclear, o si en cambio se trata de productos genuinos de la evaporación de un núcleo que se encuentra en movimiento hacia adelante en el Sistema del Laboratorio, por efecto de una transferencia de impulso impartido durante la cascada nuclear.
- c) Determinar si la fase evaporativa interviene apreciablemente en la formación de la traza de retroceso del núcleo residual, o si en cambio éste ya adquiere su impulso primario durante la cascada nuclear.
- d) Establecer un modelo simple del proceso de evaporación que de cuenta de las observaciones experimentales.

CAPÍTULO II

MEDICIONES

§ 1. — Descripción de la experiencia.

En el Laboratorio de Emulsiones Nucleares de la Comisión Nacional de Energía Atómica, se han medido 220 estrellas de desintegración con fragmento de retroceso, producidas por la interacción de mesones pi negativos de impulso $4,5 \pm 0,1$ Bev/c en emulsiones nucleares Ilford G5 de 600 micrones de espesor. La búsqueda de fenómenos se ha efectuado mediante el procedimiento de revisión por volumen con microscopios binoculares Ortholux de Leitz ⁽¹⁴⁾ utilizando la combinación de oculares periplanáticos Gf 10x y objetivo 25x. Las mediciones han sido realizadas utilizando oculares periplanáticos Gf 16x y MGF 25x con goniómetro ocular y objetivo de inmersión Ks 100x. Se han medido los ángulos φ y λ de cada traza (fig. 2 y se ha calculado el ángulo θ de cada rama y el frag-

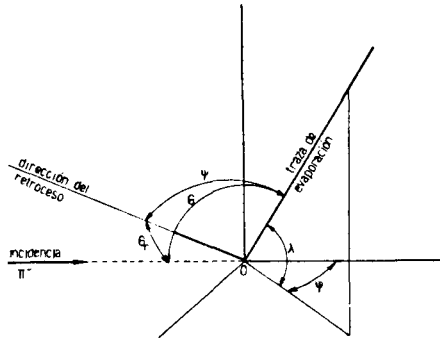
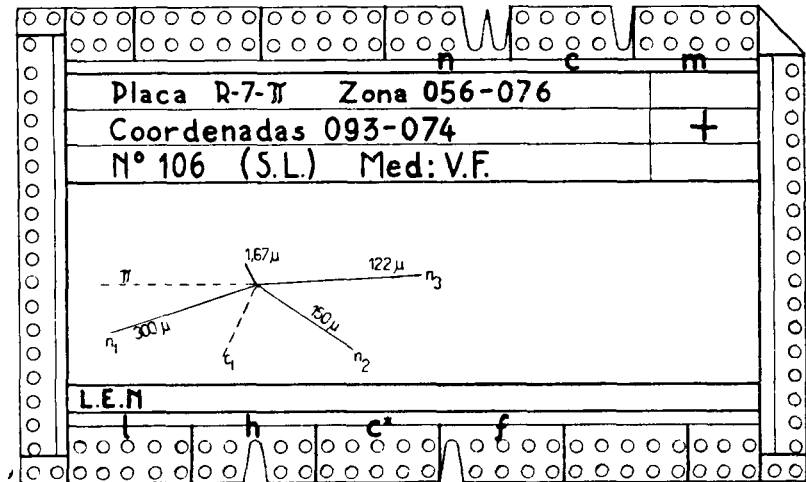


Fig. 2.

mento con el pión incidente, del fragmento con cada rama y los ángulos entre las ramas negras. Se ha medido la ionización de cada rama con el método de O'Ceallaigh y Fowler ⁽¹⁵⁾ ⁽¹⁶⁾. Se ha considerado como traza "negra" aquella para la cual la ionización es mayor que 6,5 veces la ionización mínima. Finalmente se midió la longitud L del retroceso. Los resultados fueron llevados a tai-

jetas perforadas, (fig. 3) con el objeto de facilitar el manejo de las estadísticas. En dichas tarjetas se ha consignado las coordenadas de la zona donde se localiza la estrella en la emulsión.



Ramas	φ	λ	θ	g	$\Psi(f,n)$	$\Psi(n,n_2)$	$\Psi(2,3)$
π							
c_1	50°	$-25,5$	$125,3$	$4,4$			
n_1	$13^\circ 30'$	$+16,5$	$158,6$		$78^\circ 12'$		
n_2	$35^\circ 30'$	$-46,6$	$56,1$		$127^\circ 18'$	$129^\circ 36'$	
n_3	$1^\circ 0'$	$+76,3$	$76,3$		$95^\circ 42'$	$87^\circ 0'$	$125^\circ 6'$
f_1	$64^\circ 0'$	$0,0$	$116,0$				

Fig. 3.

Se refiere su ubicación respecto al centro de la cuadrícula correspondiente por un punto dentro de un cuadrado, según apare-

ce al microscopio. Se reproduce en un dibujo la forma de la estrella individualizando las trazas correspondientes a partículas con velocidades relativísticas e intermedias de la cascada nuclear, las trazas de las partículas lentas de evaporación y el fragmento de retroceso. En la doble línea de perforaciones de los bordes se lleva la información sobre el número de trazas mínimas, grises y negras de la estrella, presencia del fragmento, etc., de acuerdo a un código preestablecido. Esto permite hacer cualquier agrupamiento o clasificación de las estrellas conforme a determinadas especificaciones, seleccionándolas o entresacándolas con un punzón, de acuerdo a un programa codificado.

§ 2. — *Definición de un "retroceso"*.

No hay acuerdo unívoco para definir un límite de longitud por debajo del cual una traza debe ser considerada como fragmento. (Harding ⁽⁹⁾ adoptó el valor de $L \leq 10 \mu$. Para Grilli y Vitale ⁽¹⁰⁾ la longitud de la proyección debe estar entre 1 y 6μ ; Della Corte ⁽¹⁷⁾ adopta la cota superior de 6μ , Seed ⁽¹⁸⁾ 4μ etc. El valor inferior está determinado, como es obvio, por las limitaciones impuestas por el grano de la emulsión, la óptica y la necesidad de diferenciar bien un retroceso muy pequeño, de una traza espuria debida a la granulación de fondo o a un eventual electrón de muy baja energía emitido por el núcleo en su última etapa de desexcitación. El criterio de los 6μ adoptado para limitar superiormente a los fragmentos, tenía por objeto poder excluir de la estadística trazas de protones o partículas emitidas por el núcleo de energías de 0,5 y 4 Mev respectivamente. Sin embargo, la probabilidad de emisión de partículas de energías menores que la altura de la barrera de potencial (unos 6-8 Mev para protones) es extremadamente pequeña. Por nuestra parte hemos considerado como "retroceso" las trazas muy ionizantes con $0 < L \leq 12 \mu$. La extensión hasta 12μ ha sido hecha teniendo en cuenta que los núcleos livianos pueden, dar lugar a trazas de retroceso relativamente largas, comparables a las de las mismas partículas evaporadas (ver apéndice).

§ 3. — *Convenciones.*

Trazas que “van hacia adelante en el Sistema de Laboratorio” son aquellas cuyos ángulos con la dirección del pión incidente satisfacen la condición: $\theta \leq \theta r \leq \pi/2$.

Las trazas que “van hacia atrás en el Sistema del Laboratorio” tienen: $\pi/2 < \theta r \leq \pi$.

Para la distribución angular de las partículas respecto del pión incidente hemos adoptado las siguientes definiciones de coeficientes de anisotropía ⁽¹⁹⁾:

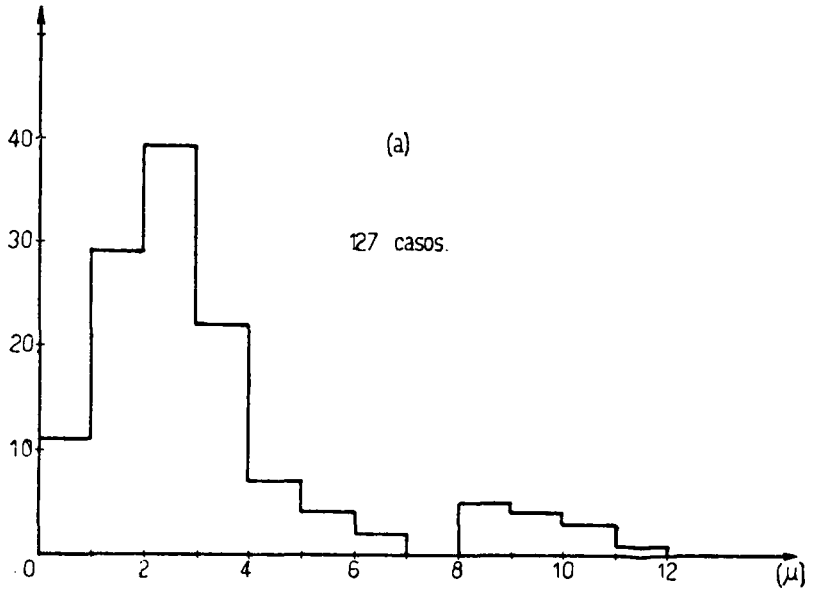
$$\begin{aligned} P &= \frac{\text{n}^\circ \text{ de retrocesos hacia adelante en el S. L.}}{\text{n}^\circ \text{ de retrocesos hacia atrás en el S. L.}} \\ B &= \frac{\text{n}^\circ \text{ de ramas negras hacia adelante en el S. L.}}{\text{n}^\circ \text{ de ramas negras hacia atrás en el S. L.}} \\ C &= \frac{\text{n}^\circ \text{ de ramas negras con } \pi/2 < \psi \leq \pi \text{ en el S. L.}}{\text{n}^\circ \text{ de ramas negras con } 0 \leq \psi \leq \pi/2 \text{ en el S. L.}}, \text{ ver (fig. 2)} \end{aligned}$$

CAPÍTULO III

RESULTADOS EXPERIMENTALES

§ 1 — *Análisis de los retrocesos.*

En la (fig. 4) se reproduce la distribución diferencial de las longitudes de los fragmentos, separados según vayan hacia adelante o atrás en el Sistema del Laboratorio. Ambos espectros difieren: los fragmentos que van hacia atrás son más cortos que los que van hacia adelante. A fin de suavizar las fluctuaciones estadísticas que evidentemente se presentan en una distribución diferencial, se ha representado el espectro integral en la (fig. 5). Esta representación integral revela una característica muy interesante, que a nuestro saber, no ha sido reportada en trabajos anteriores. Efectivamente, en el histograma (a) se observa una clara discontinuidad alrededor de los 3μ , en el (b) esta discontinuidad aparece no tan bien definida entre los 1 y 2μ de alcance. Esto sugiere pensar que *estos espectros son la superposición de los dos distribuciones que podrían corresponder precisamente a los retrocesos de núcleos livianos y pesados respectivamente.* Esta idea ya fue expuesta por



$$R = \frac{127}{93} = 1.36 \pm 0.18$$

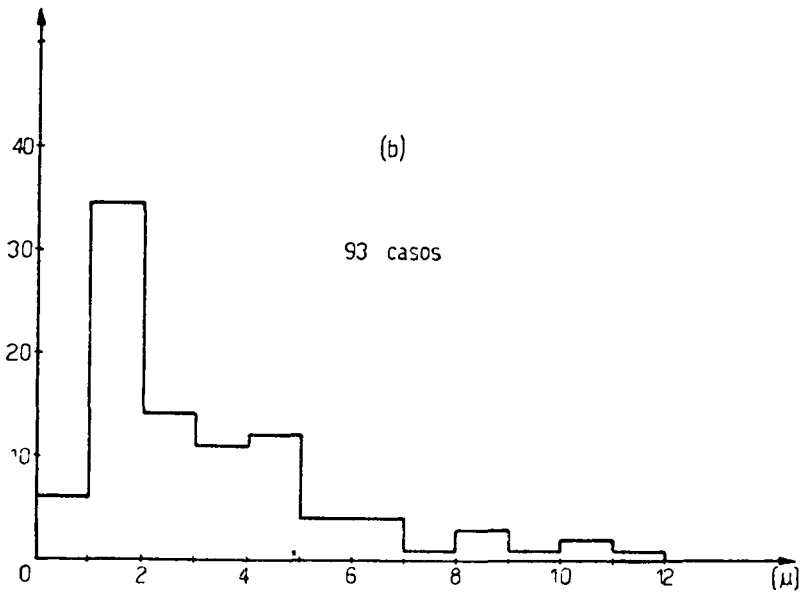


Fig. 4.

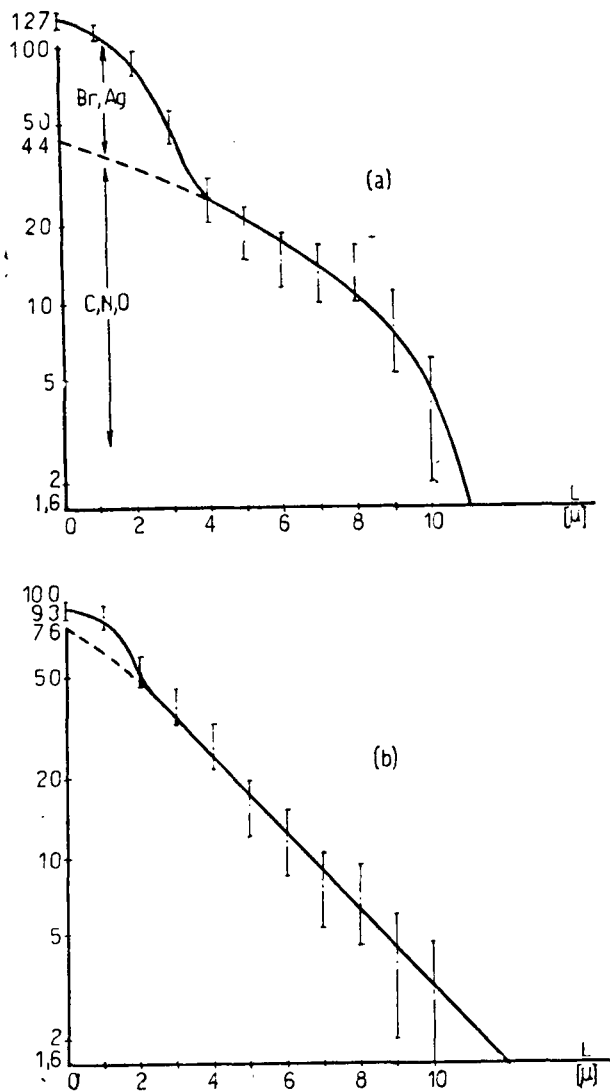


Fig. 5.

Harding ⁽⁹⁾ pero nunca confirmada experimentalmente. Haremos por lo tanto la hipótesis de que los núcleos pesados como el de Ag y Br sólo dan lugar a fragmentos cortos ($L \lesssim 2-3 \mu$); en cambio los núcleos livianos como de C, O y N pueden dar lugar a fragmentos más largos, hasta 12 o aún más micrones. Se ha adoptado el valor

de 2μ como el límite superior medio de los fragmentos producidos preferentemente por núcleos pesados. Se ha dividido la estadística según el fragmento sea "pesado" ($0 < L \leq 2\mu$) o "liviano" ($2 < L \leq 12\mu$) y según estos vayan hacia adelante ($0 \leq L \leq 12\mu$) y según estos vayan hacia adelante ($\theta < \theta r \leq \pi/2$) o hacia atrás ($\pi/2 < \theta r \leq \pi$).

Con el objeto de verificar si con el valor de 2 adoptado resultan valores aceptables para el número teórico relativo de interacciones del pión con los núcleos pesados y livianos en la emulsión, predicho teniendo en cuenta las secciones eficaces totales y proporción de núcleos pesados y livianos ⁽¹⁴⁾, se ha extrapolado hacia $L = 0$ la parte de las curvas (a) y (b) de la (fig. 5) atribuída a fragmentos livianos. La relación entre el número total de núcleos livianos (C, O y N) y de núcleos pesados (Ag y Br) que dieron origen a los fragmentos en estudio, resultaría:

$$\frac{N(C, O, N)}{N(Ag, Br)} = \frac{120}{100} = 1,2 \pm 0,3 \quad (1) *$$

Por otro lado se ha calculado cuál debe ser teóricamente este valor a partir de la relación:

$$\frac{N(C, O, N)}{N(Ag, Br)} = \frac{\bar{n}(C, O, N) \bar{\sigma}(C, O, N)}{\bar{n}(Ag, Br) \bar{\sigma}(Ag, Br)} \quad (2)$$

donde \bar{n} es el número medio de átomos por cm^3 , presentes en la emulsión y $\bar{\sigma}$ la sección eficaz total geométrica media. El valor obtenido es

$$\frac{N(C, O, N)}{N(Ag, Br)} = 0,80$$

Teniendo en cuenta factores experimentales de medición que tienden a incrementar levemente este valor, se puede decir que el resultado experimental es satisfactorio dentro del error estadístico. Este es entonces un argumento más en favor de la idea que fragmentos de $L \leq 2\mu$ provienen principalmente de núcleos pesados mientras que fragmentos de $L > 2\mu$ son originados por núcleos livianos.

* Teniendo en cuenta el déficit de fragmentos cortos frente a los largos, por razones geométricas, ópticas, etc., este cociente se hace menor que el apuntado.

§ 2. — *El mecanismo que da lugar a la formación de fragmentos.*

A fin de obtener alguna información sobre los factores que juegan en la formación de los fragmentos, se ha medido la distribución angular diferencial de todos los fragmentos observados respecto de la dirección del pión incidente. El resultado se muestra en el histograma (a) de la (fig. 6). Se ha representado en las ordenadas el valor de $N/2\pi \sin \theta$, donde N es el número de fragmentos observados en intervalos angulares de 30° y θ es el ángulo medio de dicho intervalo; todos los histogramas han sido normalizados. Este tipo de representación tiene la ventaja de que una distribución isotrópica viene dada por una línea recta paralela al eje de las abscisas (línea a trazos en el dibujo). En la (fig. 6) se observa una ligera anisotropía en la distribución de los fragmentos la cual está medida por el número $R = 1,36 \pm 0,18$. En el Laboratorio, los fragmentos resultan colimados levemente en la dirección del pión incidente.

En los histogramas (b) y (c) de la (fig. 6) se han representado fragmentos livianos y pesados por separado. Se puede notar una diferencia apreciable en ambas distribuciones, lo que confirma una vez más la diferencia física entre los fragmentos cortos y largos: Los livianos aparecen colimados hacia adelante, mientras que los pesados se distribuyen isotrópicamente dentro del error estadístico. Los valores de R son:

para retrocesos livianos	$R = 1,64 \pm 0,20$
para retrocesos pesados	$R = 1,00 \pm 0,25$

Es posible formular dos hipótesis para explicar la anisotropía de los fragmentos livianos:

- a) La distribución anisótropa en el Sistema del Laboratorio de los fragmentos livianos se debe a un impulso recibido durante la cascada en la dirección del pión incidente (emisión directa del fragmento).
- b) El fragmento es un retroceso genuino de una evaporación colimada.

La hipótesis b) implica una distribución isotrópica del fragmento respecto a la dirección del pión incidente ya que el proceso de evaporación no puede tener "memoria" del impulso de la cas-

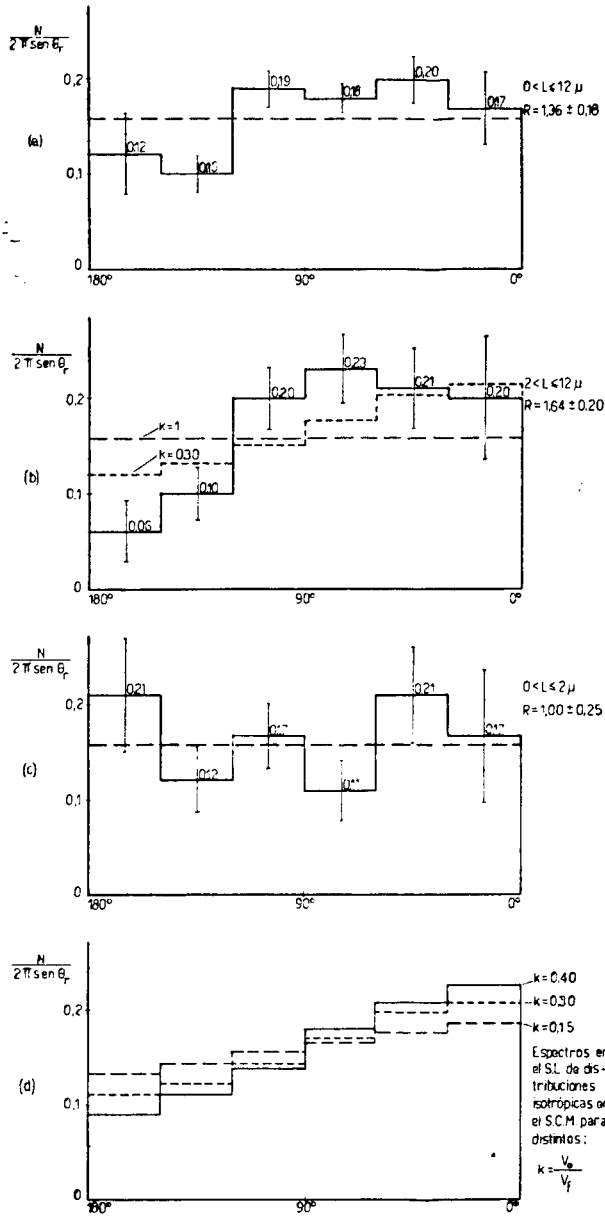


Fig. 6.

cada nuclear durante un tiempo tan largo de 10^{-16} seg. Por lo tanto la anisotropía vista en el histograma (b) de la (fig. 6) impli-

ca que el núcleo evaporante ha estado en movimiento hacia adelante en el Sistema del Laboratorio durante su desexcitación. La distribución angular del fragmento es entonces isótropa en el Sistema de coordenadas fijo al Centro de masa del núcleo evaporante (véase analogía con el modelo del núcleo compuesto ⁽¹⁶⁾). Esta distribución angular isótropa, transformada al Sistema del Laboratorio da una distribución anisótropa, colimada hacia adelante (histogramas de *fig. 6 (d)* para distintos K). El histograma (c) de (*fig. 6*), correspondiente a núcleos pesados, que no muestra ani-

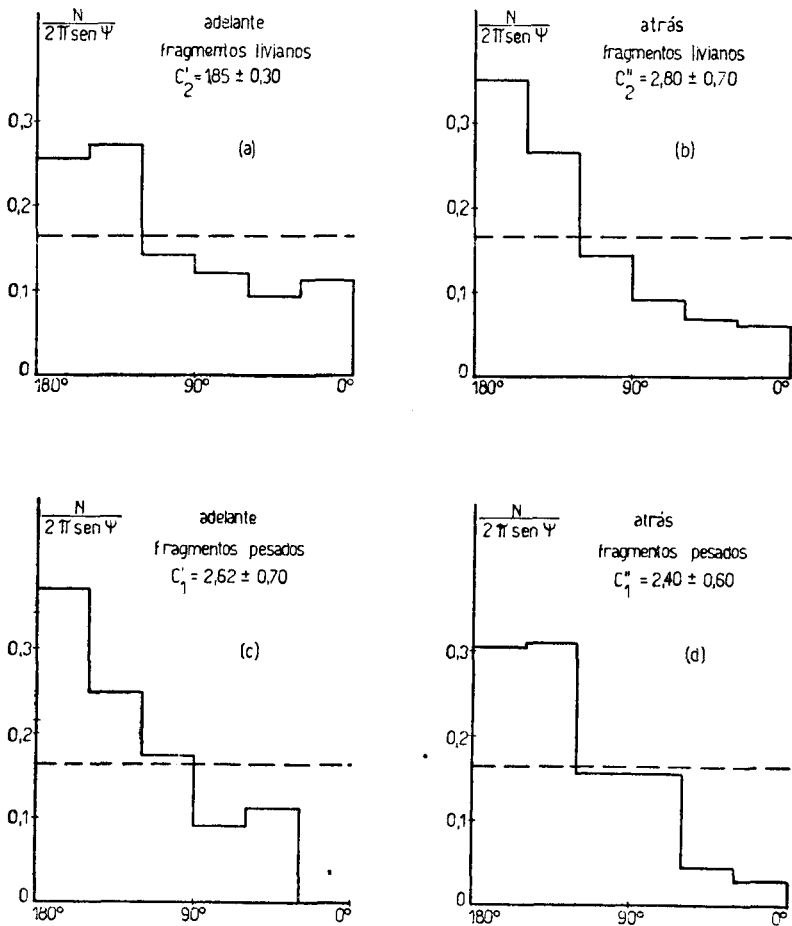


Fig. 7.

sotropía alguna, podría explicarse fácilmente bajo la hipótesis b), teniendo en cuenta que un núcleo pesado a igualdad de impulso transferido adquiere una velocidad $\frac{M \text{ liviano}}{M \text{ pesado}} = 7-10$ veces menor que un núcleo liviano. La distribución angular en el Sistema fijo al Centro de Masa del núcleo evaporante coincidirá pues prácticamente con la del Sistema del Laboratorio.

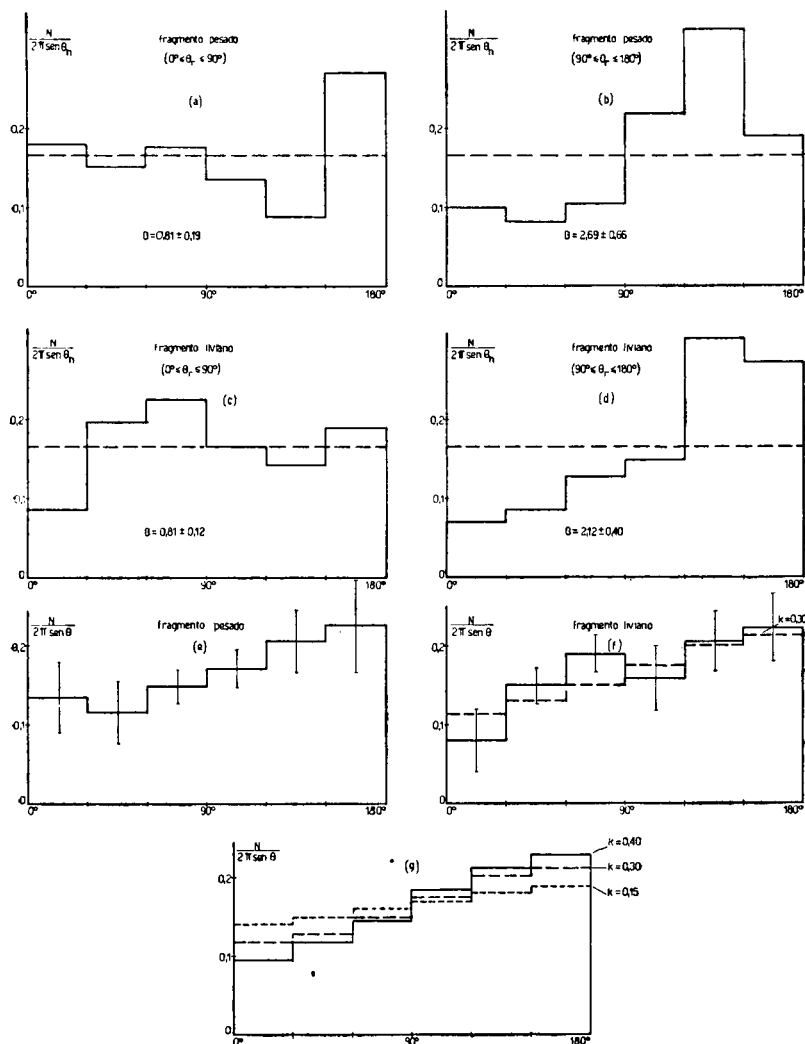


Fig. 8.

Para decidir entre las hipótesis a) y b) para el caso de fragmentos livianos, se determinó la distribución angular entre las trazas de evaporación y el fragmento. El resultado se muestra en la (fig. 7). En los histogramas (a) y (b) se observa una fuerte tendencia de las trazas de evaporación de *colimarse en dirección opuesta al fragmento*. Esta colimación es mayor cuando el fragmento va hacia atrás; esto significa que en este caso *las partículas de evaporación son "focalizadas" por el movimiento del núcleo evaporante*.

Según la hipótesis a) y teniendo en cuenta la distribución angular de las trazas negras respecto del pión incidente, histograma (f) de la (fig. 8), debería esperarse una distribución isotrópica y hasta ligeramente colimada en la misma dirección, de las ramas negras respecto del fragmento liviano. Se adopta por lo tanto la hipótesis b) como mecanismo de formación de los fragmentos, considerando a éstos como *retroceso en un mecanismo de evaporación colimada, por parte de un núcleo que se mueve en la dirección del pión incidente*. Con esta hipótesis y los valores de R , se puede estimar la relación entre la velocidad media del núcleo evaporante y la velocidad de los fragmentos. Suponiendo a la dis-

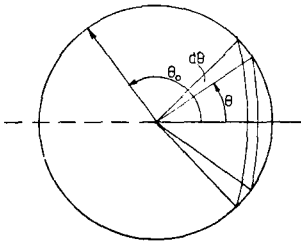


Fig. 9.

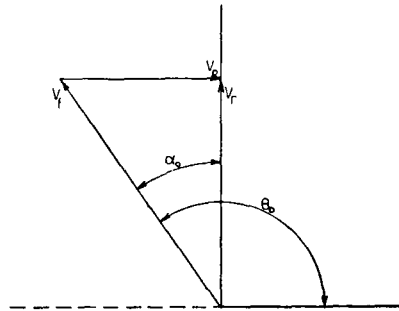


Fig. 10.

tribución angular del fragmento en el Sistema del Centro de masa como isotrópica, el número de fragmentos en el intervalo θ y $\theta + d\theta$ (fig. 9) es $dp = N/2 \sin \theta \, d\theta$. De esta distribución saldrá hacia adelante en el sistema del Laboratorio, la fracción comprendida $0^\circ \leq \theta \leq \theta_0$ (fig. 10).

Por tanto:

$$R = \frac{\frac{1}{2} \int_0^{\theta_0} \sin \theta \, d\theta}{1 - \frac{1}{2} \int_0^{\theta_0} \sin \theta \, d\theta} = \frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta}$$

como $\theta_0 = 90^\circ + \alpha_0$, (fig. 10) sigue:

$$R = \frac{1 + \sin \alpha_0}{1 - \sin \alpha_0}$$

de donde:

$$\sin \alpha_0 = \frac{R - 1}{R + 1}$$

Designando con v_0 la velocidad media del núcleo evaporante c sea la velocidad del Sistema Centro de Masa y v_f la velocidad media de los fragmentos livianos, tendremos según (fig. 10):

$$\sin \alpha_0 = \frac{v_0}{v_f} = K,$$

con el valor de $R = 1,64 \pm 0,20$ para fragmentos livianos sigue:

$$\underline{K_1 = 0,24 \pm 0,10}$$

Utilizando el mismo razonamiento para retrocesos pesados se obtiene:

$$\underline{K_2 = 0,00 \pm 0,12}$$

en virtud de la distribución prácticamente isotrópica en el Laboratorio. Esto indicaría que el núcleo evaporante ha estado animado de una velocidad menor que en el caso de un núcleo liviano. Este último argumento se ve reforzado analizando la distribución de (fig. 7) (c) y (d) de ramas negras respecto de fragmentos pesados, las cuales son prácticamente idénticas entre si. *No hay en este caso "focalización" de ramas negras por el movimiento del núcleo evaporante.*

§ 3. — *El mecanismo de emisión de partículas de baja energía en núcleos livianos.*

Si se acepta la hipótesis b) del párrafo anterior, la distribución angular de ramas negras debe presentar una anisotropía hacia adelante en el Sistema del Laboratorio, debido al movimiento del núcleo que las evapora. En el centro de masa de éste, su dis-

tribución será isótropa, siempre y cuando el proceso de cascada no de una contribución directa con partículas de baja energía. En el histograma (*g*) de la (*fig. 8*) se ha representado las curvas teóricas para una distribución angular isotrópica en el Centro de Masa y para tres valores de $k = \frac{v_o}{v_n}$, donde v_o es como antes la velocidad del Centro de Masa y v_n es la velocidad media de las partículas de evaporación en el Sistema de Masa.

La transformación de un sistema a otro se obtiene mediante la expresión:

$$\cos \theta_L = \frac{k + \cos \theta_o}{\sqrt{1 + k^2 + 2k \cos \theta_o}} \quad (*)$$

donde θ_o y θ_L son los ángulos en el S. C. M y S. L. respectivamente que hace una partícula evaporada con la dirección del pión incidente. El mejor ajuste se obtiene para $k = 0,30$. Por otra parte el ajuste parece ser suficientemente bueno como para poder confirmar que *eventuales contribuciones (anisótropas) de la cascada nuclear en núcleos livianos deben ser despreciables. Todas las ramas negras parecen provenir pues de un proceso de evaporación genuino.*

Es interesante notar que el valor de k para las ramas negras es muy similar al de K para los retrocesos livianos. Esto significaría que:

$$v_f \simeq v_n$$

Teniendo en cuenta el orden de la masa media de un fragmento liviano y el balance de impulsos en una evaporación colimada, esta igualdad puede justificarse satisfactoriamente.

§ 4. — *Mecanismo de emisión de partículas de evaporación en núcleos pesados.*

Conforme a la conclusión obtenida en el parágrafo 2 de este capítulo, para los fragmentos pesados, la velocidad del núcleo evaporante es nula o muy pequeña, por lo cual no se produce una "focalización" de las ramas negras hacia adelante como en el caso

* Dado que las velocidades en consideración son del orden de 10^{-2} - $10^{-1}c$, basta utilizar la transformación no-relativista.

de los fragmentos livianos. Esto significa que la distribución angular de las ramas negras en el Sistema del Laboratorio debe ser similar a la que se obtiene en el Sistema Centro de Masa. *La anisotropía que se observa en el histograma (a) de la (Fig. 8) debe ser atribuída a restos de la cascada.* Esta conclusión efectivamente es plausible sólo para núcleos pesados, por cuanto en éstos la probabilidad de degradación de energía de un nucleón de la cascada es mucho mayor que en un núcleo liviano.

CAPÍTULO IV

CONCLUSIONES

En el análisis realizado con los fragmentos de retroceso según vayan hacia adelante o hacia atrás en el Sistema del Laboratorio se ha encontrado una característica muy especial en los espectros de longitudes de los mismos, que ha permitido *diferenciar experimentalmente entre fragmentos livianos* (provenientes de la desintegración de C, N u O) *y pesados* (provenientes de Br o Ag). La relación experimental entre el número de fragmentos atribuibles a núcleos livianos y pesados coincide dentro del error con la que se obtiene teniendo en cuenta las secciones eficaces totales geométricas y la proporción de núcleos livianos y pesados existentes en la emulsión. El estudio de las distribuciones angulares de los fragmentos respecto a la dirección del pión incidente ha confirmado la hipótesis de que fragmentos con $0 < L \leq 2 \mu$ deben ser atribuídos preferentemente a núcleos pesados mientras que los de alcance $L > 2 \mu$ provienen de núcleos livianos.

Teniendo en cuenta la distribución angular de las ramas negras respecto al fragmento, ha sido posible inferir el mecanismo que da lugar a la formación de una traza de retroceso. *El fragmento es un núcleo de retroceso genuino de un proceso de evaporación en el cual las partículas son emitidas en forma colimada. En el caso de los fragmentos livianos, el núcleo evaporante se encuentra en movimiento en dirección del pión incidente.* La rela-

ción entre la velocidad media del centro de masa y la del fragmento es:

$$\left(\frac{v_o}{v_f}\right)_{\text{liv.}} = 0,24 \pm 0,10$$

Para los fragmentos pesados, el núcleo evaporante está prácticamente en reposo y la relación anterior vale:

$$\left(\frac{v_o}{v_f}\right)_{\text{pes.}} = 0,00 \pm 0,12$$

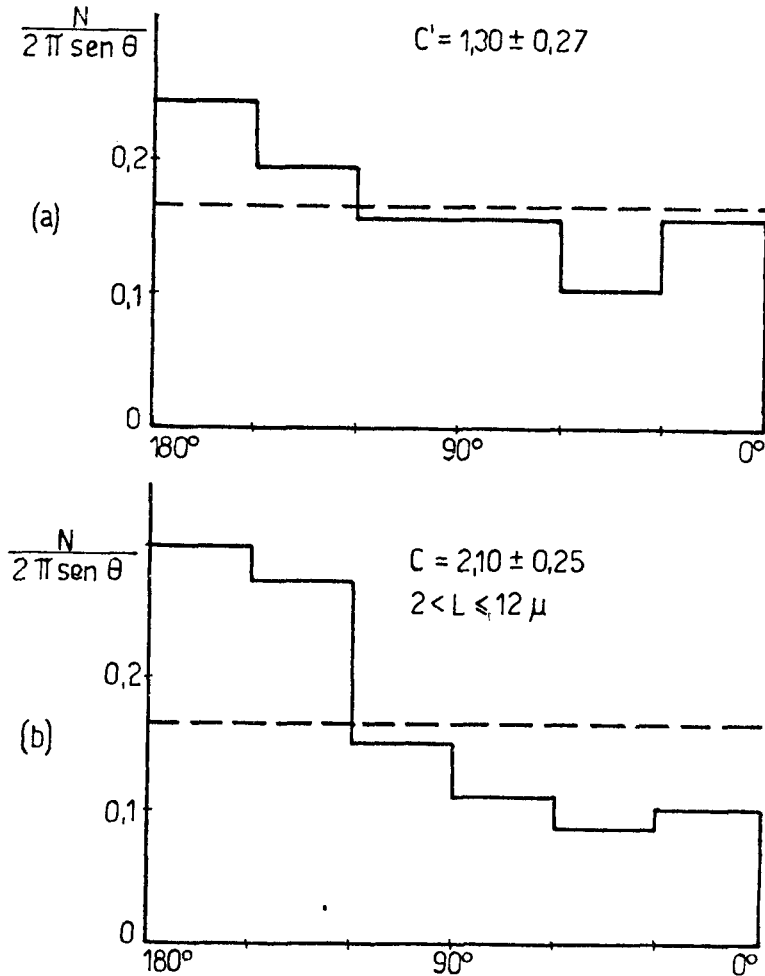


Fig. 11.

Del estudio de la distribución angular de las trazas negras respecto al pión incidente y los fragmentos, se deduce que *todas las ramas negras provienen de un proceso de evaporación genuino para el caso de fragmentos livianos*. La contribución de la cascada es despreciable. En el caso de los fragmentos pesados, la anisotropía observada en la distribución angular de las ramas negras respecto a la dirección del pión incidente debe ser atribuída a *restos de baja energía del proceso de la cascada nuclear*, previo al de evaporación.

APENDICE

Con el objeto de verificar la validez de la decisión de extender hasta 12μ la longitud de los fragmentos (parágrafo 2, Cap. II) se ha determinado la distribución angular de las ramas negras y fragmentos respecto de la dirección de una de las ramas negras elegida al azar. Como puede verificarse de la confrontación de los histogramas (a) y (b) de la (fig. 11), las dos distribuciones difieren sustancialmente, indicando que *una traza de menos de 12μ de longitud representa un proceso físico (retroceso) esencialmente distinto al de una rama negra (evaporada)*. En el histograma (a) queda remanente una ligera anisotropía a favor de los ángulos de ramas negras y fragmentos en los casos de una sola rama negra.

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi gratitud al Prof. Dr. Juan G. Roederer por la continua ayuda y los valiosos consejos que he recibido durante la ejecución de este trabajo.

La colaboración de las señoritas Vilma Favre y Susana Cordyero en las mediciones y los cálculos ha sido de un inestimable valor.

Asimismo agradezco al Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (Río de Janeiro) y en especial al Prof. Dr. Ugo Camerini por la gentil facilitación de una parte de un bloque de emulsiones Ilford G5 expuesto al haz de mesones π negativos de 4,5 Bev/c del Bevatrón de Berkeley.

BIBLIOGRAFIA

1. Serber, R.: Phys. Rev. *72*, 1114 (1947).
2. Goldberger, M.: Phys. Rev. *74*, 1269 (1948).
3. Hadley, J., York, H.: Phys. Rev. *80*, 345 (1950).
4. Bernardini, G., Booth, E., Lindenbaum, S.: Phys. Rev. *85*, 826 (1952).
5. Bernardini, G., Booth, E., Lindenbaum, S.: Phys. Rev. *88*, 1017 (1952).
6. Le Couteur, K. J.: Proc. Phys. Soc. (London) A *63*, 259 (1950).
7. Fujimoto, Y., Yamaguchi, Y.: Prog. Theor. Phys. *4*, 468 (1950).
8. Fujimoto, Y., Yamaguchi, Y.: Prog. Theor. Phys. *5*, 787 (1950).
9. Harding, J. B.: Phil. Mag. *40*, 530 (1949).
10. Grilli, M., Vitale, B.: Nuovo Cimento *10*, 1047 (1949).
11. Ulam, S., von Neuman, J.: Bull. Am. Math. Soc. *53*, 1120 (1947).
12. Combe, J.: Jour. Physique-Rad. *16*, 445 (1955).
13. Harding, J., Lattimore, S., Perkins, D. H.: Proc. Roy. Soc. *196*, 325 (1949).
14. Shapiro, M.: Handbuch der Physik, Vol. XLV, pp. 342-436. Springer-Verlag, Berlin 1958.
15. O'Ceallaigh, C.: Comp. R. du Congres International sur le Rayonnement Cosmique. Bagnères, 1953.
16. Fowler, P. H., Perkins, D. H.: Phil. Mag. *46*, 587 (1955).
17. Della Corte, M., Giovannozzi, M.: Nuovo Cimento *8*, 741 (1951).
18. Seed, R. G.: Phys. Rev. *87*, 182 (1952) A.
19. Grilli, M., Vitale, B., Ladu, M.: Nuovo Cimento *12*, 889 (1954).
20. Segrè, E.: Exp. Nuclear Phys. Vol II. John Wiley & Sons, Inc. (1953), N. York.





IMPRESO EN LA IMPRENTA DE LA UNIVERSIDAD
NACIONAL DE TUCUMÁN (REPÚBLICA ARGENTINA)

