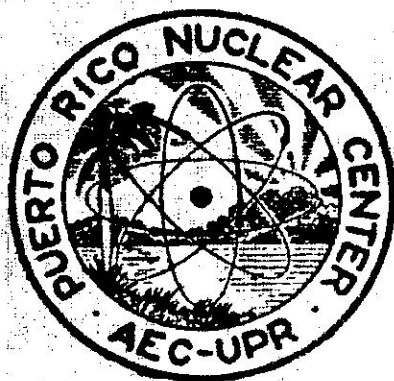


CENTRO NUCLEAR DE PUERTO RICO

ESTUDIO DE LA DISTRIBUCION DE ALCANCES
EN TUNGSTENO DEL ESTRONCIO-91 Y BARIO-140
PRODUCIDOS EN LA FISION TERMICA DE URANIO
ENRIQUECIDO.



OPERATED BY UNIVERSITY OF PUERTO RICO UNDER CONTRACT
NO. AT (40-1)-1833 FOR U. S. ATOMIC ENERGY COMMISSION

Estudio de la Distribución de Alcances en Tungsteno
del Estroncio-91 y Bario-140 Producidos
en la Fisión Térmica de Uranio Enriquecido

por

Edgar Alberto Páez Mozo

Tesis sometida como requisito parcial para el grado
de Maestro en Ciencias (Química), Universidad de
Puerto Rico, Colegio de Agricultura y Artes Mecánicas,
Mayaguez, Puerto Rico.

Junio 1965

Universidad de Puerto Rico
Colegio de Agricultura y Artes Mecánicas
Mayaguez, Puerto Rico

Estudio de la Distribución de Alcances en Tungsteno del Estroncio-91
y Bario-140 Producidos en la Fisión Térmica de Uranio Enriquecido

por

Edgar Alberto Pérez Mozo

Tesis sometida como requisito parcial
para el grado de
Maestro en Ciencias
(Química)

Junio, 1965

Aprobado:

Ismael Almadóvar
Presidente del Comité Consultivo

J. García Ruiz
Director del Departamento

Ismael Almadóvar
Presidente del Comité Graduado

June 10, 1965
Fecha

June 23, 1965
Fecha

June 18, 1965
Fecha

DEDICATORIA

A mis padres, a mi esposa Nyole y a mi hija Ileana

SUMARIO

El presente trabajo está encaminado a determinar la distribución en tungsteno de estroncio-91 y bario-140 producidos en la fisión del uranio enriquecido, utilizando un procedimiento electrofítico similar al desarrollado por Davies.

Los productos de fisión se proyectan sobre una lámina de tungsteno a través de un colimador. Del blanco de tungsteno se extraen finas capas sucesivas, mediante un proceso de dos etapas que envuelve la formación anódica de una capa de óxido y la extracción de la película de óxido por disolución en hidróxido de potasio 0.02 M. En cada capa extraída se hace una purificación radioquímica y luego una caracterización del núclido en cuestión mediante la medida de sus propiedades radiométricas.

Los valores experimentales obtenidos para el alcance del estroncio-91 y del bario-140 son de 9.3 ± 1.3 y 7.7 ± 0.15 mg/cm² respectivamente. Los datos para el bario-140 están en buena concordancia con los alcances calculados de acuerdo con las relaciones teóricas de Mukherji & Yaffe y Noshkin & Sugihara.

Los resultados indican que el fenómeno de ionización es el responsable del frenado del fragmento hasta que éste adquiere una velocidad crítica, por debajo de la cual probablemente ocurre el fenómeno de dispersión elástica.

El método de extracción de capas sucesivas, en casos favorables, ofrece gran precisión para el estudio de la distribución de alcances e interacción de partículas cargadas disparadas sobre un absorbedor.

RECONOCIMIENTOS

Quiero dar mis agradecimientos al Dr. Ismael Almodóvar por sugerir el tema de la presente investigación, por su ayuda en el desarrollo del trabajo y por su colaboración en la discusión e interpretación de los resultados.

Palabras de reconocimiento al Dr. R. Gaeta, de la Junta de Energía Nuclear de España, por su gentil colaboración en la preparación del material fisiónable.

Expreso mi gratitud para con el Dr. Julio Gonzalo, el Dr. Juan F. Facetti y el Sr. Arnoldo de Hoyos por sus útiles discusiones.

Hago constar mi gratitud a todo el personal del Centro Nuclear de Puerto Rico que en una u otra forma colaboraron en la realización del presente trabajo, en especial, el personal del reactor por su cooperación en la irradiación de las muestras.

Al Dr. Henry J. Gomberg y al Dr. Owen H. Wheeler mi gratitud, tanto por sus útiles consejos como por la colaboración e interés que siempre me prestaron en todo aspecto durante mi estada en el Centro Nuclear.

Expreso mi gratitud a las entidades que, en una u otra forma, contribuyeron a crear las condiciones que me permitieron adelantar estudios e investigación en esta Institución, como son el Instituto de Asuntos Nucleares de Colombia, el Organismo Internacional de Energía Atómica, Viena, y el Centro Nuclear de Puerto Rico.

Esta investigación se realizó bajo los auspicios de la Comisión de Energía Atómica de los Estados Unidos.

INDICE

	<u>Página</u>
DEDICATORIA	ii
SUMARIO	iii
RECONOCIMIENTOS	iv
INDICE	v
LISTA DE TABLAS	vi
LISTA DE FIGURAS	viii
I. INTRODUCCION	1
1. Generalidades	1
2. Estudio del alcance de los fragmentos de fisión	2
3. Relaciones de alcance-energía	4
4. Métodos experimentales utilizados en la determinación de alcances de los productos de fisión	6
a. Método de absorbedor fino	7
b. Método de absorbedor grueso	8
c. Método de remoción de capas sucesivas	8
5. Objetivos y perspectivas de este estudio	10
II. EQUIPO Y METODO EXPERIMENTAL	11
1. Preparación de los absorbedores	11
2. Preparación de las muestras	12
3. Construcción del electrodo	13
4. Oxidación anódica y extracción del óxido	13
5. Calibración del método electrofítico	14
a. Método de activación por neutrones	14
b. Método gravimétrico	14

	<u>Página</u>
6. Métodos químicos de separación y purificación	15
7. Medidas y caracterización radioquímica de los núclidos separados	17
III. RESULTADOS Y DISCUSION	17
1. Resultados de la calibración del proceso electrolítico	17
a. Método de activación por neutrones	17
b. Método gravimétrico	18
2. Determinación del alcance del estroncio-91	19
3. Determinación del alcance del bario-140	21
4. Discusión de los resultados	26
IV. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS	38
REFERENCIAS	41
APENDICE I	45
APENDICE II	52

LISTA DE TABLAS

	<u>Página</u>
1- Descripción de las Muestras Fisionables Disponibles	12
2- Calibración del Proceso Electrolítico por el Método de Activación por Neutrones	18
3- Calibración del Proceso Electrolítico por el Método Gravimétrico	19
4- Resultados de la Determinación del Alcance del Estroncio-91	20
5- Resultados de la Medición de Actividad Beta del Bario-140..	22
6- Medición del Alcance del Bario-140 en Base a su Actividad Gamma	23
7- Medición de la Actividad Beta para la Discriminación Fina del Alcance del Bario-140	25
8- Cálculo de la Energía Cinética y de la Velocidad Inicial ..	27
9- Cálculo del Alcance del Estroncio-91 y del Bario-140 en Tungsteno de Acuerdo con Mukherji y Yaffe	29
10- Cálculo del Alcance del Bario-140 y Estroncio-91 en Tungsteno Usando la Relación de Interconversión de Mukherji y Yaffe	30
11- Valores de K y k Calculados para Tungsteno	31
12- Cálculo del Alcance Según Noshkin y Sugihara	33
13- Comparación de Alcances de Estroncio-91 y Bario-140 en Tungsteno	34
14- Cálculo de la Energía Cinética para el Bario-140 Según Noshkin y Sugihara	35

LISTA DE FIGURAS

	<u>Página</u>
1- Diagrama Esquemático del Sistema de Irradiación	53
2- Diagrama Esquemático del Anodo Usado	54
3- Sistema Utilizado en la Electrólisis	55
4- Curvas de Desintegración del W^{187} Extraído por Electrólisis	56
5- Calibración de Espesores Extraídos por Electrólisis	57
6- Esquema del Procedimiento Químico	58
7- Espectro Gama del Sr^{91}	59
8- Espectro Gama del Ba^{140}	60
9- Medida de la Desintegración Beta para el Sr^{91}	61
10- Curvas de Desintegración del Ba^{140}	62
11- Espectros Gama del Ba^{140}	63
12- Determinación Preliminar de la Distribución de Alcance para Ba^{140}	64
13- Determinación Final de la Distribución del Alcance del Ba^{140}	65
14- Distribución de Energía Cinética para los Fragmentos Estudiados	66
15- Gráfica de $\text{Log } K$ vs $\text{Log } (Z_2^{1/3}/A_2)$	67
16- Alcance Integrado para Bario-140	68

I. INTRODUCCION

1. Generalidades

El proceso de la fisión nuclear, mediante el cual el núcleo se divide principalmente en dos fragmentos de tamaño comparable es bien conocido. Fong (F1) postuló un mecanismo para explicar el origen de los fragmentos de fisión, en base a una teoría estadística de la fisión, la cual provee una imagen coherente de los estados finales del proceso. La teoría estadística de Fong está íntimamente relacionada con el fenómeno de retroceso y por esto se discute en el apéndice I.

En el proceso de fisión se libera una gran cantidad de energía la cual se manifiesta principalmente como energía cinética de los productos de fisión. Esta energía se origina mayormente en el retroceso de los fragmentos debido a una fuerte repulsión de Coulomb (J1).

Poco tiempo después de haber sido descubierto el fenómeno de la fisión (H1), Frisch (F2) determinó experimentalmente la energía liberada en dicho proceso, midiendo los pulsos producidos en una cámara de ionización por una muestra de uranio irradiada con neutrones. Joliot (J2) demostró la gran energía cinética de los fragmentos de fisión, mediante estudios radioquímicos de la penetración de dichos fragmentos en láminas metálicas delgadas. Desde estos primeros trabajos se ha adelantado mucho, disponiéndose ahora de gran cantidad de información obtenida mediante técnicas experimentales más refinadas. Los métodos principalmente usados para estudios de esta naturaleza son:

- a. Medidas de la energía cinética de los fragmentos de fisión en cámaras de ionización (J3, F3, D1, B1, B2).

- b. Medidas del tiempo de vuelo de los fragmentos (L1, L2, S1, S2, M1, M2).
- c. Medidas calorimétricas de la energía total producida (H2, L3, G1).
- d. Estudios del alcance de los productos de fisión en diferentes materiales.

2. Estudio del alcance de los fragmentos de fisión

El estudio de las propiedades de retroceso de los productos de fisión es de gran valor como una contribución al conocimiento del proceso de fisión y al estudio del mecanismo de atenuación de iones pesados en la materia.

El mecanismo de atenuación de los fragmentos de fisión en el material frenador es muy complicado. Se han construido diversas teorías sobre este proceso, debiéndose a Bohr (B3-B5) la mayor contribución. Simultánea e independientemente Lamb (L4, L5) propuso una teoría similar. Poco tiempo después la teoría de Bohr fué confirmada mediante el trabajo de Boström, Bøggild y Lauritsen (B6). Análisis más detallados de la teoría de Bohr han sido publicados por Knipp y Teller (K1), Bell (B7), Ozeroff (O1) y Bohr y Lindhard (B8).

Al producirse la fisión, los fragmentos son acelerados a grandes velocidades. Estos fragmentos quedan altamente cargados debido a la enorme perturbación a que es sometida la nube electrónica del material fisionable durante el proceso de fisión. Debido a esta carga, los fragmentos ionizan y excitan los átomos que se encuentran próximos al paso del fragmento, el cual pierde así su energía. De vez en cuando ocurren

colisiones directas con los átomos del material frenador. De este modo la teoría de Bohr sobre la atenuación de los fragmentos queda dividida en dos partes; una relacionada con el poder nuclear de frenado y otra, la de mayor efecto, relacionada con el poder electrónico de frenado. A medida que los fragmentos van siendo frenados, su carga neta tiende a decrecer al acercarse al final de su trayectoria y termina haciéndose cero.

Una vez que el fragmento es desacelerado, supone Bohr (B5) que éste alcanza un estado en el cual ya no puede producir ninguna ionización, ocurriendo esto cuando la velocidad V del fragmento es menor que la velocidad V_0 del electrón en la capa externa del átomo de hidrógeno. Fulmer y Cohen (F4) en base a sus propios resultados demostraron que la suposición de Bohr era sólo una aproximación.

La carga iónica inicial de los fragmentos ha sido estudiada por varios autores (B4-B7, L4, L5, K1, O1, P1).

Bohr (B4, B5) deduce la expresión siguiente:

$$Z_{ef} = Z^{1/3} V/V_0 \quad (1)$$

donde:

Z_{ef} es la carga efectiva del fragmento

Z es su número atómico

V_0 es la velocidad del electrón en el estado fundamental

V es la velocidad del electrón en un átomo de carga efectiva Z_{ef}

Una vez neutralizada la carga iónica, la pérdida de energía se atribuye principalmente al fenómeno de colisiones nucleares.

Perfilov (P1) en 1940, midió la deflexión causada por un campo magnético incidiendo perpendicularmente sobre un haz de productos de fisión de donde calculó una carga neta de 20 unidades para el haz. Varios años después Lassen (L6-L10) demostró la dependencia de la carga inicial en función de la naturaleza del material sólido en el cual se produjo el retroceso. La carga se midió calculando la deflexión sufrida por los fragmentos emitidos desde el sólido en un campo magnético al vacío. En otros experimentos se observó la variación de la carga del fragmento en retroceso en gases y se encontró que la variación aumentaba al aumentarse la presión del gas. Así mismo se encontró que los fragmentos pesados son neutralizados más rápidamente que los livianos. El efecto de la presión fué explicado por Bohr y Lindhard (B8) como debido a la disipación radiativa incompleta de la energía de excitación de los electrones entre colisiones sucesivas con los átomos del gas. Bohr y Lindhard (B8), usando los datos de Lassen (L9), encontraron resultados en discrepancia de los tiempos radiativos. Entonces Fulmer y Cohen (F4) determinaron el efecto de la presión para varios gases y encontraron resultados consistentes del tiempo radiativo promedio de los fragmentos ionizados y excitados, quedando demostrado que la suposición de Bohr de que la carga de un ion pesado está determinada por el número de electrones cuyas velocidades orbitales son menores que la velocidad de dicho ion, es sólo una cruda aproximación.

3. Relaciones de alcance-energía

Lassen (L7) estudió experimentalmente las relaciones de alcance-energía y encontró muy buen acuerdo con las relaciones teóricas

desarrolladas por Bohr (B5). Muchos autores han tratado el tema para explicar con distintos desarrollos el mecanismo de pérdida de energía de los fragmentos en retroceso (L4, K1, B5, B8) con buenos resultados en términos generales.

De acuerdo con Bohr (B5), la relación de alcance-energía viene dada por:

$$\frac{dV}{dR} = 2\pi N \frac{Z_{ef}^2 e^4}{M_1 m V^3} L_e + 2\pi N \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_1 M_2 V^3} L_v \quad (2)$$

Derivando la energía cinética con respecto al alcance se obtiene:

$$\frac{dE}{dR} = \frac{1}{2} M_1 2V \frac{dV}{dR} = M_1 V \frac{dV}{dR} \quad (3)$$

Reemplazando (3) en (2):

$$\frac{1}{M_1 V} \frac{dE}{dR} = 2\pi N \frac{Z_{ef}^2 e^4}{M_1 m V^3} L_e + 2\pi N \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_1 M_2 V^3} L_v \quad (4)$$

De esta manera, la transferencia de energía lineal $\frac{dE}{dR}$, esto es, la pérdida de energía de un fragmento por centímetro de trayectoria viene dada por:

$$\frac{dE}{dR} = 2\pi N \frac{Z_{ef}^2 e^4}{m V^2} L_e + 2\pi N \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_2 V^2} L_v \quad (4a)$$

Donde:

$$L_e^\alpha = L_e \left(\frac{3}{4} X^{-1/3} + \frac{1}{4} X^{-1} \right) \quad (5)$$

L_e^α es el poder electrónico de frenado para una partícula alfa y X está dado por la siguiente expresión:

$$X = 2 Z_{ef} v_0/v \quad (6)$$

$$L_v = \log_e \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right) m \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \frac{(v_0)^{-2}}{v} \quad (7)$$

En las ecuaciones anteriores:

N es el número de átomos del material frenador por centímetro cúbico.

M_1 y Z_1 son la masa y la carga nuclear del fragmento en movimiento.

M_2 y Z_2 son la masa y la carga nuclear del material absorbedor.

v es la velocidad del fragmento.

v_0 es la velocidad del electrón en el estado fundamental del átomo de hidrógeno.

e y m son la masa y la carga del electrón.

L_e es el término que designa el poder electrónico de frenado.

L_v es el término que designa el poder nuclear de frenado.

El segundo término de la ecuación (4a) tiene gran importancia cuando se trata de iones pesados como los fragmentos de fisión.

4. Métodos experimentales utilizados en la determinación de alcances de los productos de fisión.

El alcance de los productos de fisión ha sido determinado en gases en condiciones normales.

Los métodos experimentales utilizados para medir el alcance se pueden dividir en dos categorías; los que utilizan como absorbedores capas delgadas en comparación con el alcance de la partícula en retroceso y los que usan espesores grandes comparados con el alcance que se está estudiando.

a. Método de absorbedor fino

Por este método se han medido alcances de varios productos de fisión utilizando como absorbedor grupos de láminas superpuestas o de películas plásticas. Aunque las películas plásticas sufren grandemente con la radiación, presentan la ventaja de permitir la obtención de espesores tan finos como $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (H3).

Los primeros en utilizar este método fueron Segrè y Wiegand (S3). Posteriormente fué empleado, entre otros, por Finkle, Hoagland, Katcoff y Sugarman (F5) y Douthett y Templeton (D2). Se determinaron los alcances en aire (K2) y en otros gases mediante análisis radioquímico, absorbiendo los fragmentos en una serie de láminas muy finas.

Alexander y Gazdik (A1) hicieron mediciones en las cuales reemplazaron una de las hojas de aluminio adyacentes al absorbedor por una hoja de oro, encontrando que ocurría algún retroretroceso de los fragmentos en retroceso en la lámina de oro e hicieron las correcciones necesarias para este efecto.

Las desventajas de este método están en que, con absorbedores muy finos, los rendimientos de los productos en retroceso son

muy bajos, dificultándose la determinación radioquímica de los mismos. Tiene la ventaja de no ser necesaria la colimación del haz.

b. Método de absorbedor grueso

En esta técnica la muestra a fisionarse se coloca entre dos láminas absorbedoras suficientemente gruesas como para atrapar los fragmentos en retroceso y se determina la fracción del total de fragmentos producidos en cada absorbedor. Este sistema ha sido utilizado por Sugarman, Campos y Wielgos (S4), Porile y Sugarman (P2), Fung y Perlman (F6), Porile (P3), Niday (N1), Alexander, Gazdik, Trips y Wasif (A2) y por Noshkin y Sugihara (N2, N3).

Sugarman, Campos y Wielgos encontraron relaciones entre la fracción recogida en ambas direcciones con el alcance del fragmento en el material "blanco". Los resultados obtenidos por este método son menos directos, pero así se evitan muchas dificultades experimentales.

c. Método de remoción de capas sucesivas

Esta técnica fué desarrollada por Davies, Friesen y McIntyre (D3), con el objeto de obtener un método experimental que permitiese el estudio del alcance de iones de muy poca energía, lográndose medir alcances del orden de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (180 Å para aluminio). Con tal fin, los investigadores mencionados seleccionaron un proceso de dos etapas basado en la formación electroquímica de una película protectora uniforme, seguida de la remoción química de la película, sin atacar la superficie metálica.

Ciertos metales, tales como el aluminio y el tungsteno, poseen la propiedad de producir una capa fina protectora de óxido cuando

se someten a la oxidación en un electrolito convenientemente regulado. Si la oxidación se lleva a cabo a voltaje constante, en unos pocos minutos el espesor de la capa alcanza un valor constante. Este valor aumenta casi linealmente con el voltaje aplicado. Lewis y Plumb (L11) demostraron que una solución acuosa de ácido fosfórico y trióxido crómico caliente disuelve rápidamente la película de óxido sin ataque apreciable al aluminio metálico.

El método ha sido usado con buen éxito por Davies y Sims (D4), Davies, McIntyre y Sims (D5) y por Davies, McIntyre, Cushing y Lounsbury (D6). Brown y Oliver (B11) utilizaron este procedimiento para estudiar la distribución de alcances de algunos productos de fisión en aluminio.

De una manera similar al aluminio, el tungsteno exhibe la propiedad de formar capas de óxido por oxidación anódica, cuyos espesores son controlables. Esta técnica sugerida por Krutsen (K3) se ha usado para el estudio del alcance de ciertos iones disparados con energías del orden de los kiloelectronvoltios (D7, B12, M3). Hasta el momento esta técnica no ha sido utilizada para medir alcances de productos de fisión, lo cual se realiza en la presente investigación.

Este método tiene la ventaja de los dos métodos anteriormente mencionados (absorbedor fino y absorbedor grueso) ya que en principio es un absorbedor grueso puesto que tiene un espesor muchísimo mayor que el alcance de los iones en cuestión, y además de este absorbedor grueso es posible extraer capas tan finas como de $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Su utilidad es muy grande cuando los productos a estudiarse son partículas de corto

alcance y aun más importante, permite una gran exactitud en cuanto a la diferenciación de la distribución de alcances.

En un comienzo se pretendió, como una parte de esta investigación, estudiar el alcance de ciertos fragmentos de fisión en aluminio utilizando el método citado, pero se abandonó la idea después de muchos experimentos por no disponerse de un aluminio de la gran pureza requerida. Por otra parte, el estudio en aluminio ya ha sido muy trabajado, como se puede notar en el recuento de la literatura.

5. Objetivos y perspectivas de este estudio

En el presente trabajo se pretende desarrollar un método que permita hacer un minucioso estudio del alcance de los productos de fisión en tungsteno, para lo cual se hace uso de la técnica de extracción de capas sucesivas. La investigación está encaminada a estudiar la distribución de Ba^{140} y Sr^{91} producidos en la fisión térmica del U^{235} . Con tal objeto el material fisionable se monta junto con un colimador y un absorbedor de tungsteno. Después de efectuada la irradiación con neutrones térmicos, el conjunto se desmonta y se procede a la separación de capas de tungsteno para desvastar progresivamente su espesor. Para ello, la lámina absorbidora de tungsteno se monta convenientemente en un electrodo, en el cual sólo queda en contacto con la solución la superficie expuesta al bombardeo con los fragmentos de fisión. Luego se procede a una separación radioquímica del elemento de interés para su determinación.

Este método tiene la ventaja de permitir una discriminación muy fina de los espesores, lo cual es muy difícil de obtener utilizando láminas superpuestas, permitiendo un estudio detallado y altamente preciso

del paso del fragmento. Tiene la desventaja de exigir mucho trabajo cuando el alcance es grande, necesitándose hacer alrededor de quinientas electrólisis para cubrir la trayectoria del fragmento. Además, requiere el uso de uranio enriquecido para obtener suficiente actividad en las finas capas separadas.

A fin de conseguir resultados confiables, es necesario el desarrollo y estudio de otras fases experimentales complementarias como el pulimento a espejo de las láminas de tungsteno, la preparación de electrodos y del sistema electrolítico, la calibración del espesor de las capas en función del potencial aplicado, la extracción y purificación radioquímica de los elementos a estudiarse y finalmente, la caracterización por medidas radiométricas de los núclidos en cuestión.

II. EQUIPO Y METODO EXPERIMENTAL

1. Preparación de los absorbedores

Las láminas de tungsteno usadas en el presente trabajo se cortaron en discos de una pulgada de diámetro y con un espesor de nueve milésimas de pulgada. Posteriormente se sometieron a pulido mecánico, hasta grado 400 y luego a pulimento electrolítico utilizando un electropulidor al cual se adaptó un porta muestra, construido en teflón y diseñado con las dimensiones del absorbedor de tungsteno.

Antes de cada irradiación se hizo a las láminas un tratamiento preanódico, el cual consiste en anodizar a 70 voltios, extrayéndose el óxido resultante por inmersión en una solución de hidróxido de potasio. Esta operación se repitió cuatro veces con el objeto de obtener una superficie homogénea.

2. Preparación de las muestras

Las muestras para irradiar se montaron tal como se indica en la figura 1. El material fisionable está formado por una capa de óxido de uranio, la cual está montada sobre una pieza de acero inoxidable. Las especificaciones pertenecientes al material fisionable se resumen en la tabla 1. Las muestras usadas fueron preparadas por Gaeta de acuerdo con su técnica (G2), la cual consiste en la electrólisis de una solución de UO_2^{++} enriquecida en el isótopo 235, en medio fluorhídrico, con cátodo de acero inoxidable y posterior calcinación a 400°C.

Tabla 1
Descripción de las Muestras Fisionables Disponibles

Número de muestra	Grado de enriquecimiento en %				Espesor másico en $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ U_3O_5
	U^{234}	U^{235}	U^{236}	U^{238}	
Ea-U35	0.17	19.99	0.071	79.76	60.2
Ea-U29	0.17	19.99	0.071	79.76	62.4
Ea-U36	0.77	90.10	0.330	8.80	61.0
Ea-U23	0.77	90.10	0.330	8.80	84.00
Ea-U25	0.77	90.10	0.330	8.80	75.0
Ea-U28	0.17	19.99	0.071	79.76	58.0

Como colimador se usó un disco de aluminio de una pulgada de diámetro, espesor uniforme de 0.2 pulgadas y perforado con pequeños hoyos de 0.0625 pulgadas de diámetro. La lámina absorbidora ultrapulida de tungsteno se colocó contra este colimador. El conjunto se fijó con un soporte de aluminio tal como se aprecia en la figura 1.

3. Construcción del electrodo

Debido a la alta radiactividad de las muestras, el proceso electrofítico se llevó a cabo detrás de una pared de plomo con la ayuda de un espejo. Con el objeto de reducir el número de pasos a un mínimo y de facilitar la operación en estas condiciones, se diseñó un electrodo compacto el cual aparece en la figura 2.

El electrodo se construyó de la siguiente manera: el contacto eléctrico del absorbedor de tungsteno se hizo por la parte no pulida de la lámina, mediante un alambre recubierto de vidrio excepto en sus extremos. Con el fin de fijar el conjunto y asegurar que únicamente la cara pulida de la lámina estuviera en contacto con la solución, ésta se montó en una resina autosolidificante. Para ello el conjunto se colocó en un molde de vidrio el cual se llenó con una suspensión viscosa de la resina, la cual al cabo de unos diez minutos adquiere una consistencia sólida e impermeable.

4. Oxidación anódica y extracción del óxido

Se utilizó como electrolito una solución de nitrato de potasio 0.4 M en ácido nítrico diluido (0.04M). Como cátodo se usó una lámina fina de tungsteno de 0.5 x 2 pulgadas. La figura 3 muestra esquemáticamente la celda electrofítica.

Las capas de óxido se obtuvieron aplicando el potencial y manteniendo constante el flujo de corriente aproximadamente en 2 mA/cm^2 hasta obtener el voltaje deseado.

Una inmersión posterior por dos minutos en 20 ml de hidróxido de potasio .02 M fué suficiente para disolver completamente la capa de

óxido formada. Tanto la formación del óxido como su disolución se realizaron a temperatura ambiente.

5. Calibración del método electrofítico

La cantidad de tungsteno extraída respecto al voltaje aplicado se determinó por medio de dos métodos:

a. Método de activación por neutrones

Una lámina pulida y sometida a varios tratamientos preanódicos (oxidación a 70 voltios y posterior disolución del óxido), se irradió en el reactor. Junto con esta lámina, bajo las mismas condiciones, se irradió una pequeña lámina patrón de tungsteno metálico, cuyo peso se determinó con esmerada exactitud.

Después de la irradiación, la lámina se montó en el electrodo y se anodizó a diferentes voltajes. Los óxidos formados para los diferentes voltajes aplicados a la lámina se disolvieron en 10 mililitros de hidróxido de potasio 0.02 M y se llevaron a un volumen de 50 mililitros. De cada solución se tomaron alícuotas de un mililitro y se depositaron en pequeños recipientes de aluminio. La actividad de las muestras evaporadas se midió con un tubo Geiger Muller. Algunas curvas de desintegración aparecen en la figura 4. Conociendo el dato de la actividad al fin de la irradiación por extrapolación a tiempo cero de la actividad de cada muestra, se calculó el peso de tungsteno extraído por comparación con la actividad obtenida para el patrón.

b. Método gravimétrico

También se calibró determinando la pérdida de peso de las láminas, después de haberlas sometido al proceso de oxidación y disolu-

ción del óxido. Para ello se pesaron las láminas en condiciones controladas y luego de hacer veinte extracciones en cada uno de los voltajes preseleccionados, se determinó la pérdida de peso y se calculó el promedio para cada voltaje.

Los datos obtenidos por ambos métodos aparecen en la figura 5, pudiéndose notar la buena concordancia de las dos calibraciones.

6. Métodos químicos de separación y purificación

Una vez extraídas las capas de óxido se procedió a separar y purificar los núclidos de interés. En la disolución se encuentran mezclados el tungsteno, procedente de la lámina absorbadora, y los productos de fisión. Debido a la irradiación con neutrones se obtiene por reacción $(n, \gamma) W^{187}$, el cual por su período de semidesintegración de 24 horas, es un serio contaminante radioquímico de los núclidos de interés. Por lo tanto, el primer paso fué la separación del tungsteno presente del bario y el estroncio, lo cual se llevó a cabo precipitando los dos últimos como carbonatos en medio básico. La efectividad de esta separación se comprobó utilizando una laminilla de tungsteno radiactivo de la cual se extrajeron capas de óxido, en las que se separaron bario y estroncio añadidos como portadores inactivos. Se encontró que después de precipitar los carbonatos estos estaban totalmente inactivos y por lo tanto, libres de W^{187} .

Como medida preventiva el precipitado de carbonatos se disolvió en ácido nítrico y se precipitó cualquier traza de tungsteno que hubiese podido pasar usando óxido de wolframio como portador.

Para la separación y purificación del Ba^{140} y del Sr^{91} del con-

junto de productos de fisión, se usó un procedimiento desarrollado por Glendenin (G3), en el cual se precipitan el estroncio y el bario como nitratos con ácido nítrico fumante. Este es un método clásico de separar estroncio y bario de los productos de fisión. Aunque el método es altamente específico, aparecieron algunas contaminaciones aún después de varias separaciones. Para evitar este inconveniente, se hizo una precipitación atrapante de hidróxido férrico, después de tres extracciones con ácido nítrico fumante. A fin de asegurar la ausencia del lantano formado en la fisión, se hizo una precipitación de hidróxido de lantano.

El bario se separó del estroncio precipitándolo como cromato en una solución reguladora de ácido acético (pH 5), en la cual es soluble el estroncio. El bario se disolvió como cloruro y se reprecipitó como sulfato.

El estroncio se separó de la solución cromato acética precipitándolo como el oxalato monohidratado en medio amoniacal para evitar la reducción del cromato a Cr^{+3} por el ácido oxálico, lo cual ocasionaría la coprecipitación del cromo con el oxalato de estroncio. En una purificación final se disolvió el oxalato y se reprecipitó el estroncio como sulfato.

En la marcha química se usaron portadores de bario y estroncio previamente calibrados y además, portadores de retención de Ce, La, V, Zr, Cr, Co, Ni, Sn, Sb y Ru. Todos los portadores tenían una concentración de 10 miligramos por mililitro del elemento en cuestión.

El método de separación y purificación se ilustra en forma esquemática en la figura 6.

7. Medidas y caracterización radioquímica de los núclidos separados

La caracterización de los núclidos de interés se llevó a cabo tanto por el estudio de sus espectros gama como por la medición de sus períodos de semidesintegración.

Para las mediciones se utilizaron dos tipos de contadores; un tubo Geiger Muller acoplado a un escalímetro y un detector de centelleo de yoduro de sodio activado con talio, acoplado a un analizador de altura de impulsos de 512 canales, el cual se calibró para cada medición con una fuente de Co^{60} y otra de Cs^{137} .

En el caso del Ba^{140} se observó el crecimiento de su hija, el La^{140} y se determinó posteriormente el período de semidesintegración para cada muestra. Los espectros gama se tomaron después de haberse alcanzado el equilibrio.

Para comprobar la efectividad del método de purificación radioquímica, se irradió una muestra de uranio natural (nitrato de uranilo), y se procedió con la purificación y se tomaron espectros gama de las fracciones aisladas. Estos aparecen en las figuras 7 y 8. Como puede notarse no aparece ninguna contaminación radiactiva.

III. RESULTADOS Y DISCUSION

1. Resultados de la calibración del proceso electrofítico

a. Método de activación por neutrones

La tabla 2 contiene los datos de la calibración por activación de neutrones. Las actividades están extrapoladas a tiempo cero.

Tabla 2
Calibración del Proceso Electrofítico por el
Método de Activación por Neutrones

Número de la muestra	Voltaje (voltios)	Actividad de las muestras (c/min)	Actividad del patrón (c/min)	Peso del patrón (mg)	Peso de la capa de óxido (µg)
1	20	15600	430000	7.29	25.1
2	20	15600	430000	7.29	25.1
3	30	22900	430000	7.29	36.8
4	40	29600	430000	7.29	50.1
5	45	33500	430000	7.29	59.5
6	50	37000	430000	7.29	65.6
7	60	47000	430000	7.29	80.0
8	60	47000	430000	7.29	80.0
9	75	58500	430000	7.29	99.0

b. Método gravimétrico

La tabla 3 contiene los datos de la calibración por el método gravimétrico. Se hicieron veinte extracciones para cada voltaje, promediándose el peso de óxido extraído para cada electrólisis.

Tabla 3

Calibración del Proceso Electrolytico por el Método Gravimétrico

Número de la muestra	Voltaje (voltios)	Peso promedio de cada extracción (μg)
1	15	18.47
2	20	24.75
3	30	38.60
4	40	49.57
5	50	64.61
6	55	73.21
7	60	79.51
8	70	92.50
9	75	99.01

2. Determinación del alcance del estroncio-91

En experimentos preliminares se observó que el alcance del Sr^{91} está comprendido entre 6 y 12 mg/cm^2 . Por lo tanto, fué necesario realizar 90 electrólisis a 55 voltios, con lo cual se penetró una profundidad de 6.480 mg/cm^2 , para llegar a la zona de interés. A partir de este punto se cubrió el alcance discriminando el espesor en diez porciones de 0.72 mg/cm^2 cada una, o sea, 10 electrólisis a 55 voltios para cada porción.

Los datos de la actividad de cada muestra se tomaron de las gráficas de desintegración beta, una de las cuales se muestra en la figura 9. Las actividades fueron extrapoladas a tiempo cero y se les restó la actividad residual. Los resultados aparecen en la tabla 4.

Tabla 4

Resultados de la Determinación del Alcance del Estroncio-91

Número de la muestra	Penetración (mg/cm ²)	Actividad (c/min)	Frecuencia relativa
1	6.48 - 7.18	900	0.038
2	7.18 - 7.90	700	0.029
3	7.90 - 8.62	8500	0.359
4	8.62 - 9.34	6800	0.287
5	9.34 - 10.06	1600	0.067
6	10.06 - 10.78	700	0.029
7	10.78 - 11.50	2500	0.105
8	11.50 - 11.22	1150	0.048
9	12.22 - 12.94	270	0.011
10	12.94 - 13.66	500	0.021

Como se puede apreciar en la figura 9, tan solo se lograron obtener unos pocos puntos de la desintegración del estroncio-91 antes de llegar a la actividad residual, lo cual introduce gran imprecisión. Esto se debió principalmente a que el tungsteno se activa mucho en la irradiación, por la formación de W^{187} de 24 horas, necesitándose un tiempo de enfriamiento bastante largo antes de poder operar. Además, el estroncio es un elemento de alcance relativamente alto, por lo cual es necesario hacer un gran número de electrólisis a fin de penetrar hasta la región de interés. Todo esto unido al período de semidesintegración relativa-

mente corto del estroncio-91, no permitió una medición de precisión adecuada. Los dos máximos observados aparecen en 8.8 y 11.5 mg/cm². Se tomó el área bajo cada pico y se calculó el promedio, para el cual se encontró un valor de 9.3 ± 1.3 mg/cm².

3. Determinación del alcance del bario-140

En base a la información obtenida en experimentos preliminares, inicialmente se penetró un espesor de 0.788 mg/cm². A partir de este punto se cubrió el alcance previsto discriminando el espesor en catorce porciones de 0.72 mg/cm² cada una.

La distribución del Ba¹⁴⁰ se determinó en base a los datos de la actividad de cada muestra, extrapolada a tiempo cero. Un conjunto de curvas que muestran el crecimiento del La¹⁴⁰ y la desintegración del Ba¹⁴⁰ en las diferentes muestras se puede apreciar en la figura 10. Así mismo se tomaron espectros gama de cada muestra los cuales aparecen en la figura 11. Los resultados correspondientes a la medición beta aparecen en la tabla 5.

Tabla 5

Resultados de la Medición de Actividad Beta del Bario-140

Número de la muestra	Penetración (mg/cm ²)	Actividad (c/min)	Frecuencia relativa	Frecuencia integrada
1	0.788 - 1.508	6800	0.02292	0.9859
2	1.508 - 2.228	7800	0.0262	0.9630
3	2.228 - 2.948	17000	0.0573	0.9368
4	2.948 - 3.668	20500	0.0691	0.8975
5	3.668 - 4.388	30600	0.1031	0.8104
6	4.820 - 5.540	27200	0.0917	0.7073
7	5.540 - 6.260	35000	0.118	0.6156
8	6.260 - 6.98	37000	0.1247	0.4976
9	6.980 - 7.700	37100	0.125	0.3729
10	7.700 - 8.420	33000	0.1112	0.2479
11	8.420 - 9.140	32000	0.1078	0.1367
12	9.140 - 9.860	3500	0.0118	0.0289
13	9.860 - 10.580	2800	0.0094	0.0171
14	10.580 - 11.300	2300	0.0077	0.0077

En la tabla 6 aparecen los datos obtenidos tomando las areas de los fotopicos de 0.16 Mev del Ba¹⁴⁰ y de 1.6 Mev del La¹⁴⁰.

Tabla 6

Medición del Alcance del Bario-140 en Base a su Actividad Gama

Número de la muestra	Penetración (mg/cm ²)	Area fotopico		Frecuencia relativa	
		0.16 Mev	1.6 Mev	(0.16 Mev)	(1.6 Mev)
1	0.788 - 1.508	638	234	0.0098	0.0087
2	1.508 - 2.228	2322	800	0.0187	0.0297
3	2.228 - 2.948	4706	1863	0.0667	0.0693
4	2.948 - 3.668	6533	2441	0.0926	0.0908
5	3.668 - 4.388	7832	2976	0.1110	0.1107
6	4.820 - 5.540	6816	2444	0.0967	0.0909
7	5.540 - 6.260	9803	3707	0.1390	0.1379
8	6.260 - 6.980	9816	3709	0.1392	0.1380
9	6.980 - 7.700	10200	4012	0.1447	0.1490
10	7.700 - 8.420	10117	4244	0.1435	0.1579
11	8.420 - 9.140	709	167	0.0100	0.0062
12	9.140 - 9.860	932	270	0.0130	0.0100

Los resultados se representan en la figura 12 y puede apreciarse la buena concordancia tanto en el máximo como en la forma de la curva. De estos datos se deduce que el alcance más probable tiene un valor aproximado de 7 ± 1 mg/cm².

La forma de la distribución es la de una gaussiana deformada. Esto se debe a la pobre colimación de los fragmentos en retroceso. Para este experimento se utilizó como colimador un disco de malla de acero

inoxidable, malla número 30 (30 líneas por pulgada lineal). Además, la distribución de frecuencias indicó posible difusión y esparcimiento de los productos de fisión en marcha hacia el absorbedor lo cual indicó que el colimador no era apropiado ni en espesor ni en divergencia.

Con el objeto de corregir los defectos citados, se usó luego un colimador de 0.2 pulgadas de espesor y perforado con hoyos de 0.0625 pulgadas de diámetro, el cual permitió el máximo de colimación sin afectar en gran parte la eficiencia de colección.

A fin de obtener una discriminación más fina de la distribución, se restringió el estudio a la zona cerca del máximo, empezándose a tomar las muestras a partir de un espesor de 4.32 mg/cm^2 . La distancia se distribuyó en veinte porciones de 0.288 mg/cm^2 cada una (4 electrólisis a 55 voltios cada muestra).

Los datos correspondientes a este experimento aparecen en la tabla 7.

Los resultados de este experimento se ilustran en la figura 13, en la cual se puede apreciar la distribución del alcance del Ba^{140} en tungsteno. Puede notarse que gracias al uso del nuevo colimador se obtuvo una distribución simétrica muy bien definida. Debido a la más fina discriminación del espesor, la actividad fué menor que en el experimento preliminar, pero suficiente para medir el crecimiento del La^{140} y la desintegración del Ba^{140} con suficiente precisión.

Tabla 7
Medición de la Actividad Beta para la
Discriminación Fina del Alcance del Bario-140

Número de la muestra	Penetración (mg/cm ²)	Actividad (c/min)
1	4.32 - 4.61	50
2	4.61 - 4.90	98
3	4.90 - 5.18	--
4	5.18 - 5.47	215
5	5.47 - 5.76	340
6	5.76 - 6.05	325
7	6.05 - 6.34	560
8	6.34 - 6.62	510
9	6.62 - 6.91	507
10	6.91 - 7.20	902
11	7.20 - 7.49	1375
12	7.49 - 7.80	5100
13	7.80 - 8.06	1250
14	8.06 - 8.35	645
15	8.35 - 8.64	550
16	8.64 - 8.93	450
17	8.93 - 9.22	247
18	9.22 - 9.50	170
19	9.50 - 9.79	101
20	9.79 - 10.08	98

4. Discusión de los resultados

Con el objeto de comparar los resultados experimentales obtenidos en la presente investigación con los alcances predecibles teóricamente, se calcularon éstos utilizando las relaciones propuestas por Mukherji y Yaffe (M4) y por Noshkin y Sugihara (N3). Ambos cálculos requieren el conocimiento, tanto de la energía como de la velocidad inicial de los fragmentos. La energía cinética se obtuvo de los resultados experimentales de Milton y Fraser (M2), los cuales dan la distribución de energía total para los diferentes modos de fisión. A partir de estos datos se calculó la distribución de energía para el Sr^{91} y el Ba^{140} , con corrección para el efecto de emisión de neutrones de los fragmentos primarios de acuerdo con Brown y Oliver (B11).

$$E_{\text{Sr}} = \frac{E_{\text{Tot}} A_{\text{P}}}{A_{\text{Tot}}} \frac{A_{\text{Sr}} - \nu_{\text{Sr}}}{A_{\text{Sr}}} \quad (8)$$

$$E_{\text{Ba}} = \frac{E_{\text{Tot}} A_{\text{L}}}{A_{\text{Tot}}} \frac{A_{\text{Ba}} - \nu_{\text{Ba}}}{A_{\text{Ba}}} \quad (9)$$

donde:

E_{Tot} es la energía total para el correspondiente modo de fisión.

A_{P} es el número de masa del fragmento pesado complementario del Sr^{91} , ($A_{\text{P}} = 145$).

A_{L} es el número de masa del fragmento liviano complementario del Ba^{140} ($A_{\text{L}} = 96$).

Los valores de ν se obtuvieron de las siguientes relaciones dadas por Wahl (W1):

$$v_{Ba} = 0.66375 + 0.062 (A_{Ba} - 143) \quad (10)$$

$$v_{Sr} = 0.66375 + 0.062 (A_{Sr} + 143 - A_P) \quad (11)$$

Donde:

A_P es el número de masa del núcleo que se fisiona, en este caso $A_P = 236$.

Una vez obtenido el dato correspondiente a la energía cinética más probable, se calcularon las velocidades iniciales para los núclidos estudiados.

En la tabla 8 aparecen los valores de la energía cinética y de la velocidad inicial de los fragmentos, junto con los datos utilizados para calcularlas.

Tabla 8

Cálculo de la Energía Cinética y de la Velocidad Inicial

Parámetros usados (calculados)	Sr ⁹¹	Ba ¹⁴⁰
A_P	145	140
A_1	91	96
v	<u>0.539</u>	<u>0.470</u>
E_{Tot} (más probable)	163	167
E (Mev)	<u>99.4</u>	<u>67.6</u>
E (erg)	1.587×10^{-4}	1.0825×10^{-4}
M_1 (g)	1.5105×10^{-22}	2.365×10^{-22}
V_i (cm/seg)	<u>1.446×10^9</u>	<u>9.620×10^8</u>

Las distribuciones de la energía cinética aparecen en la figura 14.

El alcance se calculó empleando la relación dada por Mukherji y Yaffe (M4), la cual es una relación más general que la empleada por Niday (N1), ambas obtenidas como una simplificación de la relación de la pérdida de energía dada por Bohr (B5).

La relación final obtenida por Mukherji y Yaffe (M4) es la siguiente:

$$R = \frac{A_1 (V_1 - V_0)}{195 \left[\frac{Z_2^3}{A_2} \right]^{0.687} Z_P^{5/9}} \quad (12)$$

Donde:

R es el alcance en mg/cm^2 .

A_1 es el número de masa del fragmento.

Z_2 y A_2 son el número atómico y el número de masa del material frenador.

Z_P es la carga más probable para el fragmento de fisión.

V_0 es la velocidad del electrón en el estado fundamental del átomo de hidrógeno ($2.185 \times 10^8 \text{ cm/seg}$).

V_1 es la velocidad inicial del fragmento (en unidades 10^8 cm/seg).

Los valores del alcance y los datos utilizados para su cálculo aparecen en la tabla 9.

Tabla 9
Cálculo del Alcance del Estroncio-91 y del Bario-140
en Tungsteno de Acuerdo con Mukherji y Yaffe

Parámetros usados	Sr ⁹¹	Ba ¹⁴⁰
A ₁	91	140
V ₁	14.459	9.62
Z ₂	74	74
A ₂	184	184
Z _p	36.33	54.39
R (mg/cm ²)	<u>10.45</u>	<u>7.72</u>

Los valores de Z_p se obtuvieron de los datos publicados por Wahi (W1).

Buscando la relación de alcances para un mismo fragmento en diferentes materiales, Mukherji y Yaffe (M4) obtienen la siguiente expresión para la interconversión de los valores del alcance:

$$R_2 = R_1 \left[\frac{A_2}{A_1} \sqrt[3]{\frac{Z_1}{Z_2}} \right]^{0.687} \quad (13)$$

Donde:

R₁ y R₂ representan los alcances para un mismo núcleo en materiales de carga nuclear Z₁ y Z₂ y número de masa A₁ y A₂, respectivamente.

Usando la fórmula (13) se calculó el alcance del bario y del estroncio en tungsteno en base al alcance de los mismos fragmentos

obtenidos experimentalmente en aluminio, oro y uranio. En la tabla 10 aparecen estos alcances y los datos utilizados para calcularlos. Los alcances se dan en mg/cm^2 .

Tabla 10
Cálculo del Alcance del Bario-140 y Estroncio-91 en Tungsteno
Usando la Relación de Interconversión de Mukherji y Yaffe

Parámetros usados (calculados)	Sr ⁹¹	Ba ¹⁴⁰
R_{Al} (a)	4.02	2.98
Z_2	13	13
A_2	27	27
A_1	91	140
R_W	<u>10.1</u>	<u>7.5</u>
R_{Au} (a)	----	8.0
Z_2	----	79
A_2	----	197
R_W	----	<u>7.74</u>
R_U (b)	11.74	----
Z_2	92	----
A_2	238	----
R_W	10.17	----

(a) Ref (Al)

(b) Ref (NI)

Con el objeto de verificar la aplicabilidad de la ecuación (12) en nuestro caso, se calcularon los valores de K y k para comprobar la validez de las suposiciones hechas por Mukherji y Yaffe en la deducción de dicha ecuación.

Mukherji y Yaffe asumen que k es constante para cada material frenador y que k puede ser una función de $Z_2^{1/3} / A_2$.

Los valores de K y k vienen dados por las ecuaciones (14) y (15), respectivamente:

$$K = \left[A_1 (V_i - V_o) \left[600.0372 \frac{Z_2^{1/3}}{A_2} R_W \right]^{-1} \right]^{3/5} \quad (14)$$

$$k = K Z_p^{-1/3} \quad (15)$$

Los valores obtenidos para el Sr^{91} y el Ba^{140} en tungsteno, aparecen en la tabla II.

Tabla II

Valores de K y k Calculados para Tungsteno

Parámetro	Sr^{91}	Ba^{140}
k	1.0331	1.044
log k	0.014162	0.017390
K	3.9436	3.4218
$\log \frac{Z_2^{1/3}}{A_2}$	-1.64207	-1.64207

Como puede apreciarse, los valores de k para los dos fragmentos son aproximadamente iguales, de donde deducimos que la primera suposición de Mukherji y Yaffe se cumple.

Al graficarse los valores de "log k " contra "log $Z_2^{1/3} / A_2$ " para Sr^{91} y Ba^{140} en diferentes materiales, puede apreciarse en la figura 15 que los puntos aparecen en línea, confirmándose así la segunda suposición de Mukherji y Yaffe.

También se calcularon los alcances usando la relación elaborada por Lindhard, Scharff y Schiøtt (L12) y modificada posteriormente por Noshkin y Sugihara (N3). Esta ecuación expresa una relación universal de alcance y energía para todos los átomos en retroceso, en cualquier material, la cual se resume como:

$$\rho(\epsilon) = \frac{1.3}{\alpha} \epsilon^{1/2} \quad (16)$$

Donde:

$\rho(\epsilon)$ y ϵ son medidas sin dimensión del alcance y la energía cinética respectivamente. Cada uno de los términos de la ecuación (16) se expresa como:

$$\rho(\epsilon) = 4\pi a^2 N R A_1 A_2 (A_1 + A_2)^{-2} \quad (17)$$

$$\epsilon = a E A_2 (Z_1 Z_2 e^2) (A_1 + A_2)^{-1} \quad (18)$$

$$\alpha = 7.93 \times 10^{-2} Z_1^{2/3} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2} Z_0^{-3/4} A_1^{-3/2} A_2^{-1/2} \quad (19)$$

Donde:

$$Z_0 = Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}$$

N es el número de átomos por centímetro cúbico del material frenador.

R es el alcance en centímetros.

$$a = 0.8853 a_0 Z_0^{-1/2}$$

a_0 es el radio del electrón en la órbita fundamental del átomo de hidrógeno.

Z_1 es la carga más probable para el fragmento obtenido de Wahl (W1).

En la tabla 12 se dan los datos y resultados para el cálculo del alcance según Noshkin y Sugihara.

Tabla 12
Cálculo del Alcance Según Noshkin y Sugihara

Parámetros usados (calculados)	Sr ⁹¹	Ba ¹⁴⁰
a (cm)	$4.683 \times 10^{-9} Z_0^{-1/2}$	$4.683 \times 10^{-9} Z_0^{-1/2}$
E (ergios)	1.5924×10^{-4}	1.083×10^{-4}
A ₂	184	184
A ₁	91	140
Z ₁	36.33	54.39
Z ₂	74	74
e ² (ues)	2.304×10^{-19}	2.304×10^{-19}
A ₁ + A ₂	275	324
Z ₀	28.591	31.983
ε	<u>151</u>	<u>54.37</u>
ε ^{1/2}	<u>12.2882</u>	<u>7.3939</u>
α	<u>0.23426</u>	<u>0.189</u>
ρ	68.2	52.1
N (átomos/cm ³)	6.32×10^{22}	6.32×10^{22}
R (cm)	5.25×10^{-4}	3.9×10^{-4}
R (mg/cm ²)	<u>10.13</u>	<u>7.53</u>

En la tabla 13 aparece una comparación de los alcances calculados y de los valores experimentales obtenidos en este trabajo.

Tabla 13

Comparación de Alcances de Estroncio-91 y Bario-140 en Tungsteno

Valores obtenidos de	Alcance (mg/cm ²)	
	Sr ⁹¹	Ba ¹⁴⁰
Noshkin y Sugihara	10.13	7.53
Mukherji y Yaffe	10.45	7.72
Este trabajo	9.3 ± 1.3	7.70 ± 0.15

Como se puede apreciar en la tabla 13, existe buena concordancia entre los resultados experimentales y los calculados. Los resultados obtenidos con la relación de Noshkin y Sugihara son algo menores, lo cual se puede explicar en base a que esta expresión es una aproximación que unifica el proceso de frenado electrónico y nuclear. Por otra parte, esta relación permite calcular la energía cinética inicial de los fragmentos de fisión a partir de los datos experimentales del alcance, en forma muy simplificada. De esta manera se calculó la distribución de energía para el Ba¹⁴⁰, tomando como base la distribución experimental de alcance obtenida en este trabajo, la cual aparece en la figura 13. En la tabla 14 aparecen los datos utilizados en el cálculo de la distribución de energía para el Ba¹⁴⁰.

Tabla 14
 Cálculo de la Energía Cinética para el Bario-140
 Según Noshkin y Sugihara

Frecuencia relativa	R mg/cm ²	R ²	E Mev
0.074	4.5	20.25	22.952
0.072	4.75	22.563	25.573
0.071	5.10	26.001	29.480
0.072	5.6	31.36	35.544
0.074	5.9	34.81	39.454
0.09	6.5	42.25	47.887
0.098	6.75	45.563	51.642
0.115	7.00	49.0	55.537
0.143	7.25	52.566	59.578
0.289	7.5	56.25	63.754
0.824	7.55	57.002	64.466
0.965	7.6	57.76	65.466
1.700	7.7	59.29	67.20
0.949	7.8	60.84	68.957
0.33	7.85	61.623	69.844
0.198	8.0	64	72.538
0.14	8.25	68.063	77.143
0.107	8.50	72.25	81.889
0.074	8.75	76.563	86.777
0.058	9.0	81	91.806
0.0412	9.25	85.563	96.978
0.03	9.5	90.25	102.29
0.0016	9.75	95.063	107.745

Estos resultados se comparan con los obtenidos por Milton & Fraser (M2), los cuales aparecen en la figura 14. Como puede apreciarse, la concordancia es bastante buena.

Para el caso del estudio del alcance de productos de fisión en uranio, Niday (N1) calcula su valor integrando desde la velocidad inicial V_i hasta una velocidad crítica V_c . De acuerdo con Bohr (B5), cuando la partícula en proceso de frenado llega hasta una velocidad en la cual el diámetro de colisión b se hace igual al radio de pantalla a , debe comenzar la dispersión isotrópica. Igualando a y b es posible calcular dicha velocidad crítica, por debajo de la cual se puede asumir que la dispersión es elástica. Los parámetros a y b están dados por:

$$b = \frac{2 Z_1 Z_2}{M_0 V^2} \cdot e^2 \quad (20)$$

$$a = a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad (21)$$

Donde:

M_0 es la masa reducida del sistema.

Si a y b son iguales la velocidad V será la velocidad crítica V_c y estará dada por:

$$V_c^2 = 2 Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} e^2 (a_0 M_0)^{-1} \quad (22)$$

Se obtuvo para V_c un valor de 1.265×10^8 cm/seg para el Ba^{140} en tungsteno.

Utilizando la relación de Niday generalizada por Mukherji y Yaffe, e integrando desde la velocidad inicial hasta la velocidad V_c tendremos:

$$R = A_1 (V_i - V_c) \left[195 (Z_2^{1/3} / A_2)^{0.687} Z_p^{5/6} \right]^{-1} \quad (23)$$

Donde:

R es el alcance máximo de un fragmento atenuado por interacción inelástica (ionización).

De acuerdo con la ecuación 23 el alcance para el bario-140 en tungsteno es de 8.67 mg/cm².

Como se dijo anteriormente, se asume que el fragmento pierde energía por ionización hasta que adquiere una velocidad crítica V_c a partir de la cual es frenado por choques elásticos.

En la figura 16, donde aparece el alcance integrado para el Ba¹⁴⁰, puede notarse que el punto de inflexión de la curva se encuentra en un valor del alcance de 8.6 mg/cm². Este cambio de pendiente sugiere un cambio en el proceso responsable del frenado de la partícula. La concordancia del valor de R calculado con el punto de inflexión de la curva, permite decir, como una primera aproximación, que la expresión 23 es una buena representación del alcance máximo, de acuerdo con lo supuesto anteriormente.

De acuerdo con la teoría de Bohr (B5) el alcance en la región de frenado nuclear, donde el proceso de atenuación es debido a colisiones elásticas, se puede obtener por la siguiente relación citada por Harvey (H3).

$$R_0 = 606 E \frac{A_1 + A_2}{A_1} \frac{A_2}{Z_2} \frac{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}{Z_1} \quad (24)$$

Donde:

E (1.167 Mev) es la energía correspondiente a la velocidad crítica. R_0 viene dado en $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

De acuerdo con la teoría de Bohr, R se distribuye en forma Gaussiana alrededor de R_0 de acuerdo a la siguiente relación:

$$W(R) = \frac{1}{\rho R_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(R_0 - R)^2}{2\rho^2 R_0^2} \right] \quad (25)$$

Siendo:

$$\rho^2 = \frac{2A_1A_2}{3(A_1 + A_2)^2} = 0.456 \quad (26)$$

$$R_0 = 0.413 \text{ mg}/\text{cm}^2$$

Como se puede observar en la figura 16, existe para la región de $8.6 \text{ mg}/\text{cm}^2$ cierta dispersión de los puntos. En el caso de los fragmentos de fisión, no se puede suponer una distribución simétrica, ya que $W(R)$ está calculado para una energía homogénea; mientras que en el caso de los productos de fisión, éstos obedecen a una distribución de energía.

IV. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

El valor del alcance encontrado para el Ba^{140} fué de 7.70 ± 0.15 , siendo la desviación "standard" de aproximadamente 2%. Como puede observarse, en este caso la precisión es muy grande y puede decirse que el método de remoción de capas sucesivas es una herramienta muy útil para discriminar en forma muy exacta el efecto producido a lo largo de la trayectoria de penetración en el material frenador.

Los resultados experimentales están en buen acuerdo con los calculados según la expresión obtenida por Mukherji y Yaffe a partir de la teoría de Bohr. En este trabajo se comprobó que las propiedades atribuidas al parámetro k , por Mukherji y Yaffe, se cumplen para el Sr^{91} y el Ba^{140} en tungsteno.

La expresión de Noshkin y Sugihara produce resultados algo menores que los experimentales. Esto probablemente se debe a que esta ecuación es una aproximación que unifica los procesos de frenado electrónico y nuclear.

El valor del alcance encontrado para el Sr^{91} fué de 9.3 ± 1.3 , siendo la desviación "standard" de 14.4% del valor obtenido. Esta poca precisión se debe a las limitaciones experimentales ya indicadas en la presentación de resultados. En base a los resultados obtenidos para Sr^{91} , se puede concluir que el método de remoción de capas sucesivas no es aconsejable para el estudio de productos de fisión de corto período de semidesintegración, sobre todo si su alcance es grande y si el material absorbedor requiere un tiempo de "enfriamiento" largo después de la irradiación.

Sería interesante realizar un estudio posterior destinado a comprobar e interpretar el doble máximo que se observa en la curva de distribución del alcance de Sr^{91} en tungsteno.

Este método, si bien de gran precisión en los casos favorables, es bastante demorado, pues por limitaciones del potencial de electrólisis, no es posible extraer capas de más de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, necesitándose un gran número de electrólisis para alcanzar una penetración del orden de $10 \text{ mg}/\text{cm}^2$.

De acuerdo con los resultados obtenidos para el Ba^{140} , el mecanismo de frenado al final de la trayectoria parece estar representado en una forma más exacta si, en la expresión del alcance, se utiliza la velocidad crítica en lugar de la velocidad V_0 del electrón en el átomo de hidrógeno. Esto implica suponer que la ionización es el proceso responsable del frenado del fragmento, hasta que éste adquiere una velocidad crítica V_c , a partir de la cual el fragmento es frenado por dispersión elástica. Se abre la posibilidad de estudiar más detalladamente esta región, especialmente la interacción de un fragmento pesado en un material también pesado, donde el centro de masa es casi simétrico entre el fragmento y el absorbedor, situación ideal para que tenga lugar el fenómeno de dispersión isotrópica. Por otra parte, sería de interés extender el estudio midiendo el alcance de otros productos, donde la condición de masas no se cumpla.

Se presenta también la perspectiva de analizar el comportamiento del mayor número posible de fragmentos de fisión y así contribuir con datos muy precisos al estudio de la fisión nuclear y de la interacción con el medio absorbedor, de iones altamente cargados y de alta energía cinética.

REFERENCIAS

- A1. J. M. Alexander y F. M. Gazdik, Phys. Rev. 120, 874 (1960).
- A2. J. M. Alexander, F. M. Gazdik, A. R. Trips y S. Wasif, Phys. Rev. 129, 2659 (1963).
- B1. D. C. Brunton y G. H. Hanna, Can. J. Res. 28A, 190 (1950).
- B2. D. C. Brunton y W. B. Thompson, Can. J. Res. 28A, 498 (1950).
- B3. N. Bohr, Phys. Rev. 58, 654 (1940).
- B4. N. Bohr, Phys. Rev. 59, 270 (1941).
- B5. N. Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. 18, 8 (1943).
- B6. K. Broström, J. K. Bøggild y T. Lauritsen, Phys. Rev. 58, 651 (1940).
- B7. G. I. Bell, Phys. Rev. 90, 548 (1953).
- B8. N. Bohr y J. Lindhard, Dan. Mat. Fys. Medd. 28, 7 (1954).
- B9. J. K. Bøggild, O. H. Arrøfs y T. Sigurgersson, Phys. Rev. 71, 281 (1947).
- B10. J. K. Bøggild, L. Minohagen y O. B. Nielsen, Phys. Rev. 76, 988 (1949).
- B11. F. Brown y B. H. Oliver, Can. J. Chem. 39, 616 (1961).
- B12. I. Bergdtrøen, J. A. Davies, B. Domeij y J. Uhler, Arkiv Fysik 23, 389 (1963).
- D1. M. Deutsch y M. Ramsey, USAEC Report MDDC-945 (1945).
- D2. E. M. Douthett y D. H. Templeton, Phys. Rev. 94, 631 (1948).
- D3. J. A. Davies, J. Friesen y J. D. McIntyre, Can. J. Chem. 38, 1526 (1960).
- D4. J. A. Davies y G. A. Sims, Can. J. Chem. 39, 601 (1961).
- D5. J. A. Davies, J. D. McIntyre y G. A. Sims, Can. J. Chem. 39, 611 (1961).
- D6. J. A. Davies, J. D. McIntyre, R. L. Cushing y M. Loundsbury, Can. J. Chem. 38, 1535 (1960).

- D7. J. A. Davies, B. Domeij y J. Uhler, Arkiv. Fysik 23, 389 (1963).
- F1. P. Fong, Phys. Rev. 102, 434 (1956).
- F2. O. R. Frisch, Nature 143, 276 (1939).
- F3. J. Flamerfeld, Jensen y Geutner, Z. Phys. 120, 450 (1942).
- F4. C. B. Fulmer y B. L. Cohen, Phys. Rev. 109, 94 (1958).
- F5. B. Finkle, E. J. Hoagland, E. J. Katcoff y N. Sugarman, Nuclear Energy Ser. Div. IV, 9, Book 1, 463-471 (1951).
- F6. S. C. Fung e I. Perlman, Phys. Rev. 87, 623 (1952).
- G1. S. R. Gunn, H. G. Hicks, H. B. Levy y D. D. Sterenson, Phys. Rev. 107, 1642 (1957).
- G2. R. Gaeta y F. Manero, "Electrodeposición Cuantitativa de Uranio en Medio Fluorhídrico", Comunicación privada, JEN MF/1, (1963).
- G3. L. E. Glendenin, "Determination of Strontium and Barium Activities in Fission" Paper 236 in Radiochemical Studies: "The Fission Products". Edited by C. D. Coryell and N. Sugarman, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York (1951).
- H1. O. Hahn y F. Strassmann, Naturwiss. 27, 11 (1939).
- H2. M. C. Henderson, Phys. Rev. 58, 774 (1940).
- H3. B. G. Harvey, "Recoil Techniques in Nuclear Reaction and Fission Studies", Ann. Rev. Nucl. Sci. Vol. 10, 235 (1960).
- J1. J. Jungermann y S. C. Wright, Phys. Rev. 76, 1112 (1949).
- J2. F. Joliot, Compt. Rend. 208, 341 (1939).
- J3. W. Jentsche, Z. Phys. 120, 165 (1940).
- K1. J. Knipp y E. Teller, Phys. Rev. 59, 659 (1941).
- K2. S. Katcoff, J. A. Miskel y C. W. Stanley, Phys. Rev. 74, 631 (1948).
- K3. A. B. Kutsen, Comunicación privada, Universidad de Aarhus, Dinamarca (1962).
- L1. R. B. Leachman, Phys. Rev. 87, 444 (1952).
- L2. R. B. Leachman y W. Schmitt, Phys. Rev. 96, 1366 (1954).

- L3. R. B. Leachman y W. D. Schafer, *Can. J. Phys.* 33, 357 (1955).
- L4. W. E. Lamb, *Phys. Rev.* 58, 696 (1940).
- L5. W. E. Lamb, *Phys. Rev.* 59, 687 (1941).
- L6. N. O. Lassen, *Dan. Mat. Fys. Medd.* 23, 2 (1945).
- L7. N. O. Lassen, *Dan. Mat. Fys. Medd.* 25, 11 (1949).
- L8. N. O. Lassen, *Dan. Mat. Fys. Medd.* 26, 5 (1951).
- L9. N. O. Lassen, *Dan. Mat. Fys. Medd.* 26, 12 (1951).
- L10. N. O. Lassen, *Dan. Mat. Fys. Medd.* 30, 8 (1955).
- L11. J. E. Lewis y R. C. Plumb, *Intern. Appl. Radiation and Isotopes*, 1, 33 (1956).
- L12. J. Lindhard, M. Scharf y H. E. Shiøtt, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33, 14 (1963).
- M1. J. D. C. Milton y J. S. Fraser, *Phys. Rev.* 111, 877 (1958).
- M2. J. D. C. Milton y J. S. Fraser, *Can. J. Phys.* 40, 1626 (1962).
- M3. M. McCargo, J. A. Davies y E. Brown, *Can. J. Phys.* 41, 1231 (1963).
- M4. S. Mukherji y L. Yaffe, *Can. J. Chem.* 43, 232 (1964).
- N1. J. B. Niday, *Phys. Rev.* 121, 1471 (1961).
- N2. V. E. Noshkin y T. T. Sugihara, *Comunicación privada* (1964).
- N3. V. E. Noshkin y T. T. Sugihara, a publicarse en *J. Inorg. Nucl. Chem.*, Vol. 20 (1965).
- O1. J. Ozeroff, USAEC Report AECD 2973 (1949).
- P1. N. A. Perfilov, *Compt. Rend. Acad. Sci. USSR*, 28, 5 (1940).
- P2. N. T. Porile y N. Sugarman, *Phys. Rev.* 107, 1410 (1957).
Con correcciones: *Phys. Rev.* 111, 1747 (1958).
- S1. W. E. Stein, *Phys. Rev.* 103, 94 (1957).
- S2. W. E. Stein y S. L. Whetstone, *Phys. Rev.* 110, 877 (1958).
- S3. E. Segre y C. Wiegand, *Phys. Rev.* 70, 808 (1946).

- S4. N. Sugarman, M. Campos y K. Wielgos, Phys. Rev. 101, 388 (1956).
- W1. A. C. Wahl, R. L. Ferguson, D. R. Nethaway, D. E. Troutner y K. Wolfsberg, Phys. Rev. 126, 1112 (1962).

APENDICE I

TEORIA ESTADISTICA DE LA FISION NUCLEAR

Fong (F1) desarrolló un tratamiento mecánico-estadístico de la fisión nuclear, enfocando su atención sobre el núcleo en el momento crítico de su partimiento en dos fragmentos. Según su argumento es posible que se establezca un equilibrio instantáneo en cualquier momento antes de la separación. Si esto es verdad, las cantidades estadísticas cruciales serían las densidades relativas de los estados cuánticos de la configuración nuclear, correspondientes a diferentes modos de fisión en el momento que se establece el equilibrio estático, presumiblemente instantes antes de la fisión.

La densidad de los niveles de excitación, se tomó del modelo estadístico general del núcleo:

$$W_0(E) = C \exp 2 \sqrt{aE} \quad (1)$$

donde a y C son funciones del número de masa y E es la energía de excitación.

A grandes energías de excitación corresponden grandes densidades de los niveles cuánticos y por lo tanto probabilidades relativas altas.

Conociendo las masas de los fragmentos de fisión primarios y la masa del sistema inicial, se puede calcular la energía F liberada en el proceso de fisión, usando la fórmula siguiente:

$$F = M^*(A, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2) \quad (2)$$

donde $M^*(A, Z)$ es la masa del núcleo compuesto, excitado, y $M(A_1, Z_1)$ y $M(A_2, Z_2)$ son las masas de los fragmentos de fisión primarios en su estado normal.

La suma de A_1 y A_2 es A y la suma de Z_1 y Z_2 es Z . F es la energía total liberada, excluyendo la energía producida por la desintegración beta de los productos de fisión primarios.

El interés se enfoca sobre la energía de excitación de los fragmentos de fisión en el momento crítico, haciendo una analogía con dos núcleos deformados y puestos en contacto.

Entre los dos fragmentos existe una energía de Coulomb mutua, C . Cada fragmento posee una determinada energía de deformación. De acuerdo con el modelo de la gota líquida, un núcleo deformado posee una energía de superficie mayor que la de un núcleo esférico y la diferencia neta de energía es denominada energía de deformación.

Denotaremos la energía de deformación por D_1 (para el fragmento liviano) y D_2 (para el fragmento pesado).

$$D_1 + D_2 = D \quad (3)$$

La energía potencial P estará dada por:

$$P = C + D \quad (4)$$

$$\text{y} \quad F - P = G \quad (5)$$

donde G es la energía disponible para la excitación interna y para el movimiento del centro de gravedad del sistema y de los fragmentos en el momento crítico.

La energía de excitación interna total de ambos fragmentos se denota por E y la energía de translación por K :

$$F = P + G = C + D + E + K \quad (6)$$

Con el objeto de calcular la energía de Coulomb mutua y las energías

de deformación, es necesario conocer el modo o la forma de la deformación de cada fragmento y sus posiciones relativas.

No se puede suponer una manera única de deformación para todos los fragmentos. Muchas maneras de deformación son posibles, lo mismo como muchos grupos de valores C , D_1 y D_2 . De acuerdo con la suposición estadística, cada configuración de deformación tendrá una probabilidad proporcional a la densidad de los estados cuánticos. De este modo se obtienen las distribuciones de probabilidad para C , D_1 y D_2 . La manera de deformación más general de una gota líquida se puede expresar por una expansión en serie del radio vector en polinomios de Legendre:

$$r(\theta) = r_0 \left[1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_3 P_3(\cos \theta) + \dots \right] \quad (7)$$

Para simplificar se escoge el término en P_3 , ya que corresponde aproximadamente a una configuración ovalada para los fragmentos resultantes de la partición del núcleo compuesto, el cual habría tomado al final la forma de dos peras en contacto por su parte más angosta.

La energía de Coulomb puede describirse por:

$$C(\alpha_{31}, \alpha_{32}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_{01}(1 + 0.931 \alpha_{31}) + r_{02}(1 + 0.9314 \alpha_{32})} \quad (8)$$

siendo:

$$r_{0i} = 1.5 \times 10^{-13} A_i^{1/3} \quad i = (1, 2)$$

α_{3i} = coeficiente de deformación

La derivación de C está dada por Fong (F1). De acuerdo con Present y Knipp (P1) Fong calcula D y luego el P en términos de α_{31} y de α_{32} . Hay un potencial $P(\alpha_{31}, \alpha_{32})$ para cada división de masa y carga. Fong

demuestra, en la sección V de la referencia (F1), que la configuración de deformación de energía potencial mínima y, por lo tanto, de máxima energía de excitación interna, es la que tiene mayor probabilidad de ocurrencia.

Mínimizando $P(\alpha_{31}, \alpha_{32})$ se pueden obtener los valores más probables de C y D para una determinada división de masa y carga.

La teoría de Fong favorece la fisión asimétrica, ya que el término C sería máximo si los dos fragmentos fuesen iguales. La energía cinética total de los fragmentos será:

$$K = C + k \quad (9)$$

y la distribución de C dará como resultado una distribución en K.

DISTRIBUCION DE LA ENERGIA DE COULOMB

La distribución final de la energía cinética de los fragmentos de fisión se obtiene después de deducir la distribución C y añadiéndole el término K_0 , despreciable por lo pequeño ($K_0 < 1\%$ de C). Después de hacer ciertas consideraciones para tener en cuenta solamente la configuración de deformación más probable, se tiene la siguiente distribución, aproximadamente Gaussiana:

$$N(C; A_1, A_2, Z_1, Z_2) = \exp - (\delta C / \Lambda)^2 \quad (10)$$

donde:

$$\Delta = \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{d^2 (C + D_1 + D_2)}{\alpha_{31}^2} \right]_m \right\}^{1/2} \left\{ \frac{G'}{\frac{9}{4} + (a_1 + a_2) G' / 2} \right\}^{1/2} \text{ Mev} \quad (11)$$

donde \underline{m} indica que los valores se toman para la configuración más probable.

$$P(\alpha_{31}, \alpha_{32}) = C(\alpha_{31}, \alpha_{32}) + D_1(\alpha_{31}) + D_2(\alpha_{32})$$

para calcular C y D es necesario conocer α_{31}, α_{32} para la configuración más probable, según Fong, se tiene una energía potencial mínima, así que:

$$\text{Mínimo P: } \frac{\delta P}{\delta \alpha_{31}} = 0 \quad C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_{o1}(1=0.9314\alpha_{31}) + r_{o2}(1=0.9314\alpha_{32})}$$

$$\frac{\delta P}{\delta \alpha_{32}} = 0 \quad D_i(\alpha_{3i}) = 0.7143\alpha_{3i}^2 E_{si}^o - 0.2041\alpha_{3i} E_{ci}^o$$

E_{si}^o, E_{ci}^o energía electrostática y de superficie para el iésimo fragmento

$$E_s^o = 0.014 A^{2/3} \text{ amv} \quad E_i^o = 0.000627 Z^2/A^{1/3} \text{ amv}$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta P}{\delta \alpha_{31}} = Z_1 Z_2 e^2 \frac{(0.9314 r_{o1})}{r_{o1}(1+0.9314\alpha_{31}) + r_{o2}(1+0.9314\alpha_{32})^2} \\ + 2\alpha_{32}(0.7143E_{s1}^o - 0.7041E_{c1}^o) = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta P}{\delta \alpha_{32}} = \frac{-Z_1 Z_2 e^2(0.9314 r_{o2})}{r_{o1}(1+0.9314\alpha_{31}) + r_{o2}(1+0.9314\alpha_{32})^2} \\ + 2\alpha_{32}(0.7143E_{s2}^o - 0.2041E_{c2}^o) = 0 \end{aligned}$$

Escribiendo en forma abreviada:

$$\frac{\delta P}{\delta \alpha_{31}} = 0 = \frac{-a_1}{(b + c\alpha_{31} + d\alpha_{32})^2} + 2\alpha_{31} f_1$$

$$\frac{\delta P}{\delta \alpha_{32}} = 0 = \frac{-a_2}{(b + c\alpha_{31} + d\alpha_{32})^2} + 2\alpha_{32} f_2$$

$$b + c\alpha_{31} + d\alpha_{32} = 0$$

$$\alpha_{31}(b + c\alpha_{31} + d\alpha_{32})^2 = \frac{a_1}{2f_1}$$

$$\alpha_{32} (b + c\alpha_{31} + d\alpha_{32})^2 = \frac{a_2}{2f_2}$$

$$\frac{\alpha_{31}}{\alpha_{32}} = \frac{f_2}{f_1} \quad \alpha_{31} = \frac{f_2}{f_1} \alpha_{32}$$

$$\frac{f_2}{f_1} \alpha_{32} (b + c \frac{f_2}{f_1} \alpha_{32} + d\alpha_{32})^2 = \frac{a_1}{2f_1}$$

$$\alpha_{32} (b + c \frac{f_2}{f_1} \alpha_{32} + d\alpha_{32})^2 = \frac{a_1}{2f_2}$$

$$\alpha_{32}^3 + \frac{2b}{c \frac{f_2}{f_1} + d} \alpha_{32}^2 + \left(\frac{b}{c \frac{f_2}{f_1} + d} \right)^2 \alpha_{32} = \frac{a_1}{2f_2 (c \frac{f_2}{f_1} + d)^2}$$

$$\alpha_{32}^3 + A\alpha_{32}^2 + B\alpha_{32} + C = 0$$

resolviendo la ecuación cúbica y escogiendo la raíz real tenemos

$$\alpha_{32} = \sqrt[3]{\frac{1}{2} \left[\frac{a_1}{b^2 f_2} A^2 + \frac{16}{27} A^3 \right] + \sqrt{\frac{11}{27} A^6 + \frac{a_1}{b^2 f_2} \frac{8}{27} A^5 + \left(\frac{1}{4} \frac{a_1^2}{b^4 f_2^2} - \frac{1}{8} \right) A^4}} + \frac{A}{3}$$

$$\alpha_{31} = \frac{f_2}{f_1} \alpha_{32}$$

Como ejemplo el valor para Ba^{140} de $\alpha_{32} = 3.9$ y $\alpha_{31} = 1.82$.

APENDICE II

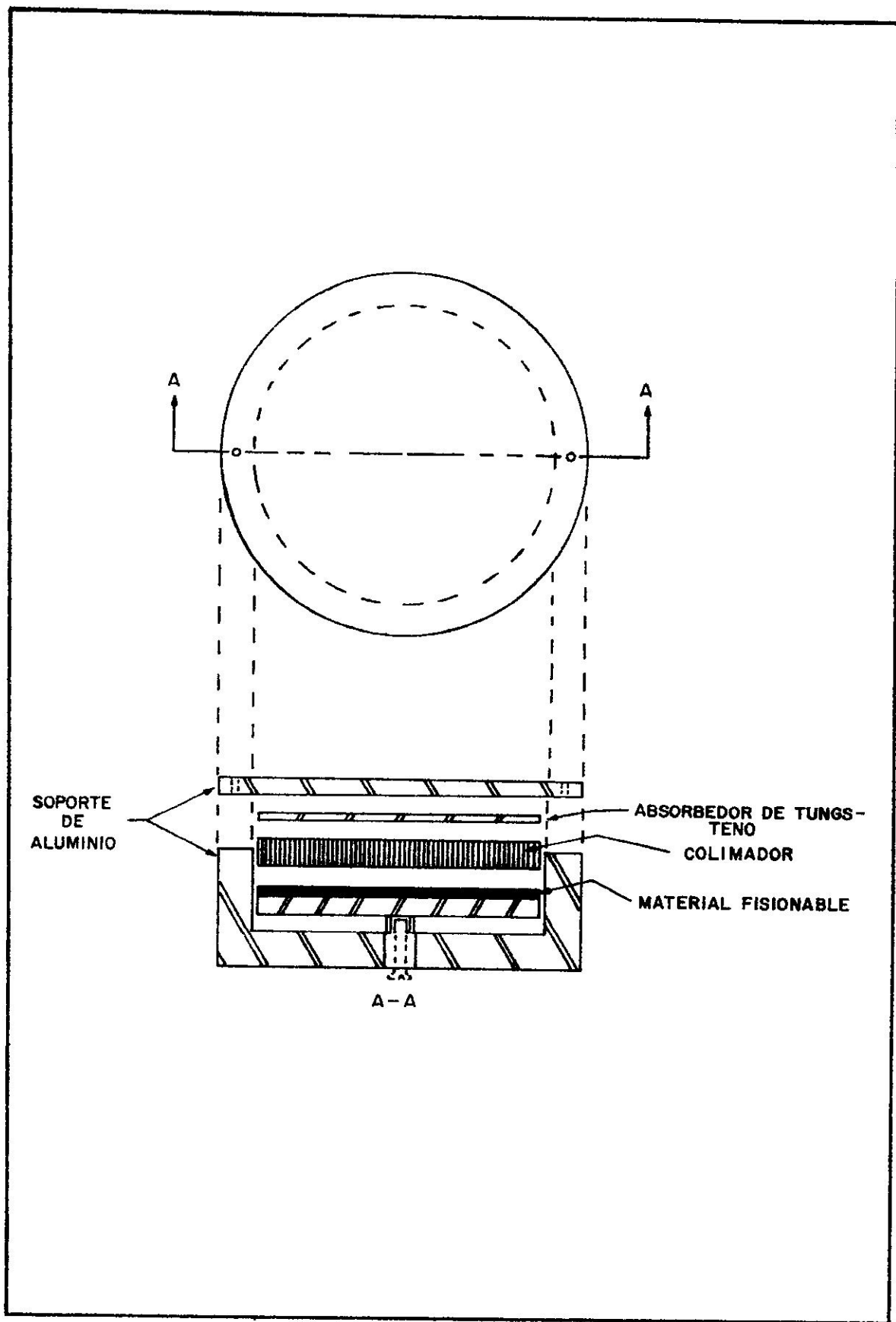


FIG. I - DIAGRAMA ESQUEMATICO DEL SISTEMA DE IRRADIACION

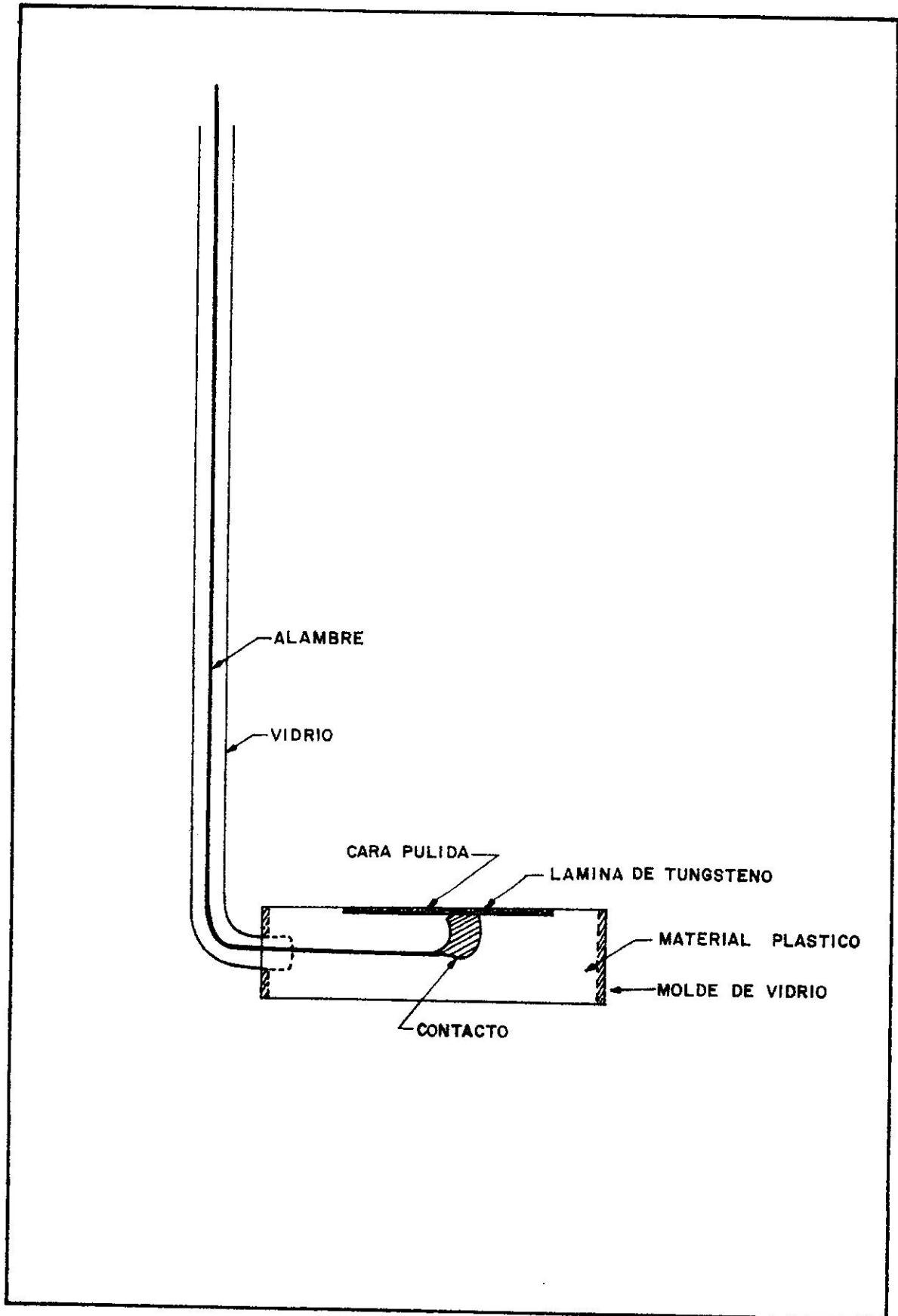


FIG. 2 - DIAGRAMA ESQUEMATICO DEL ANODO USADO.

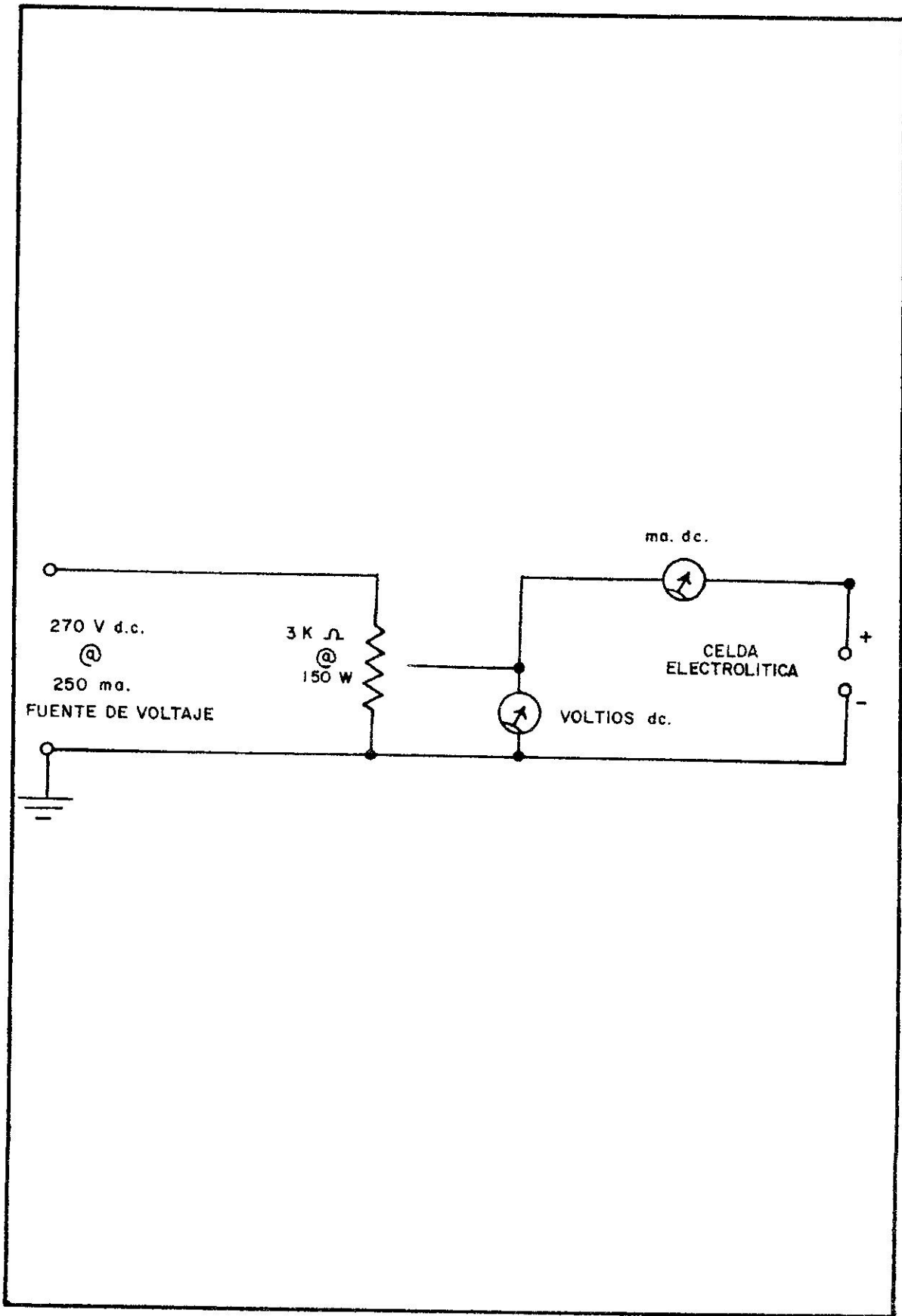


FIG.3 - SISTEMA UTILIZADO EN LA ELECTROLISIS.

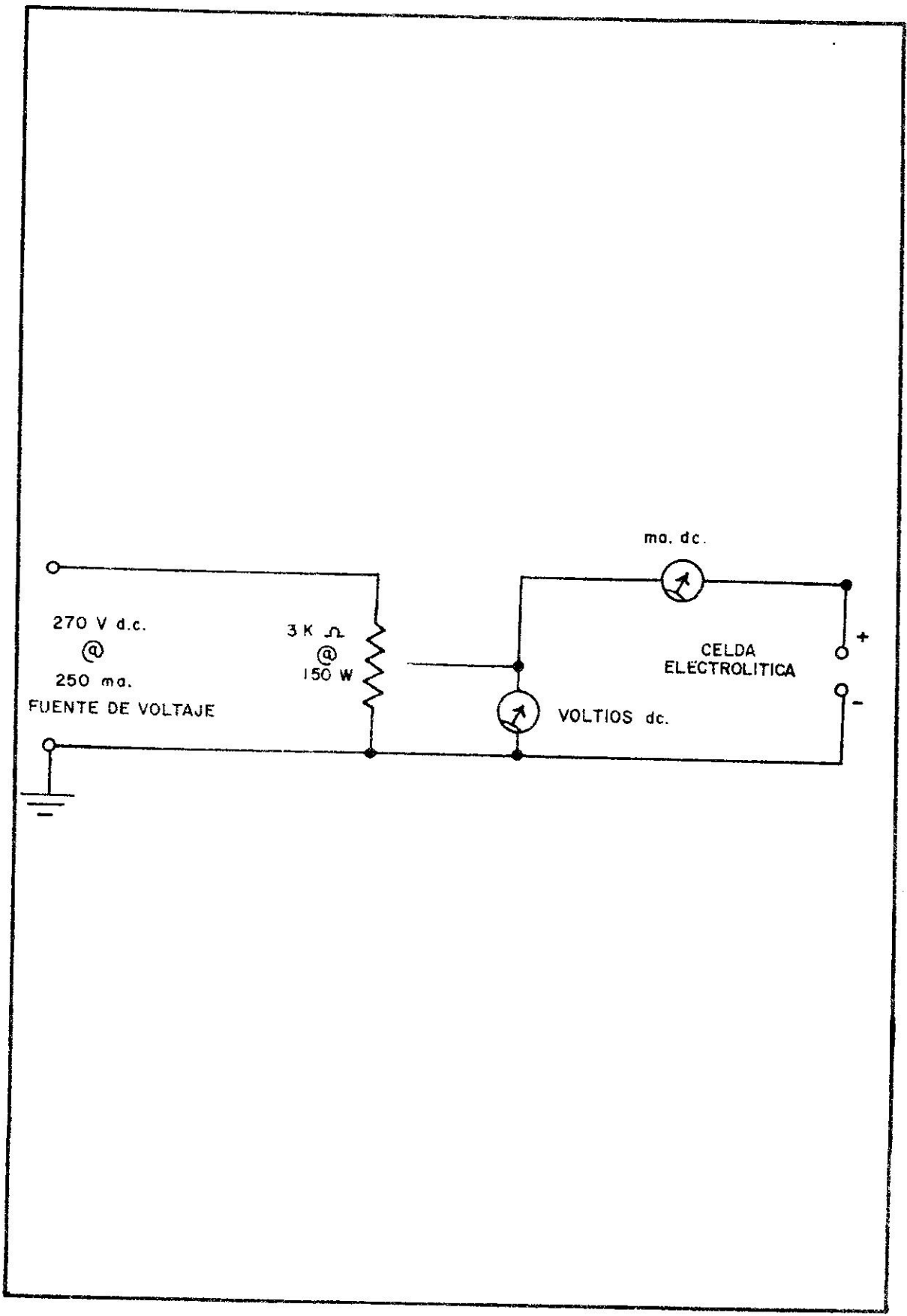


FIG.3 - SISTEMA UTILIZADO EN LA ELECTROLISIS.

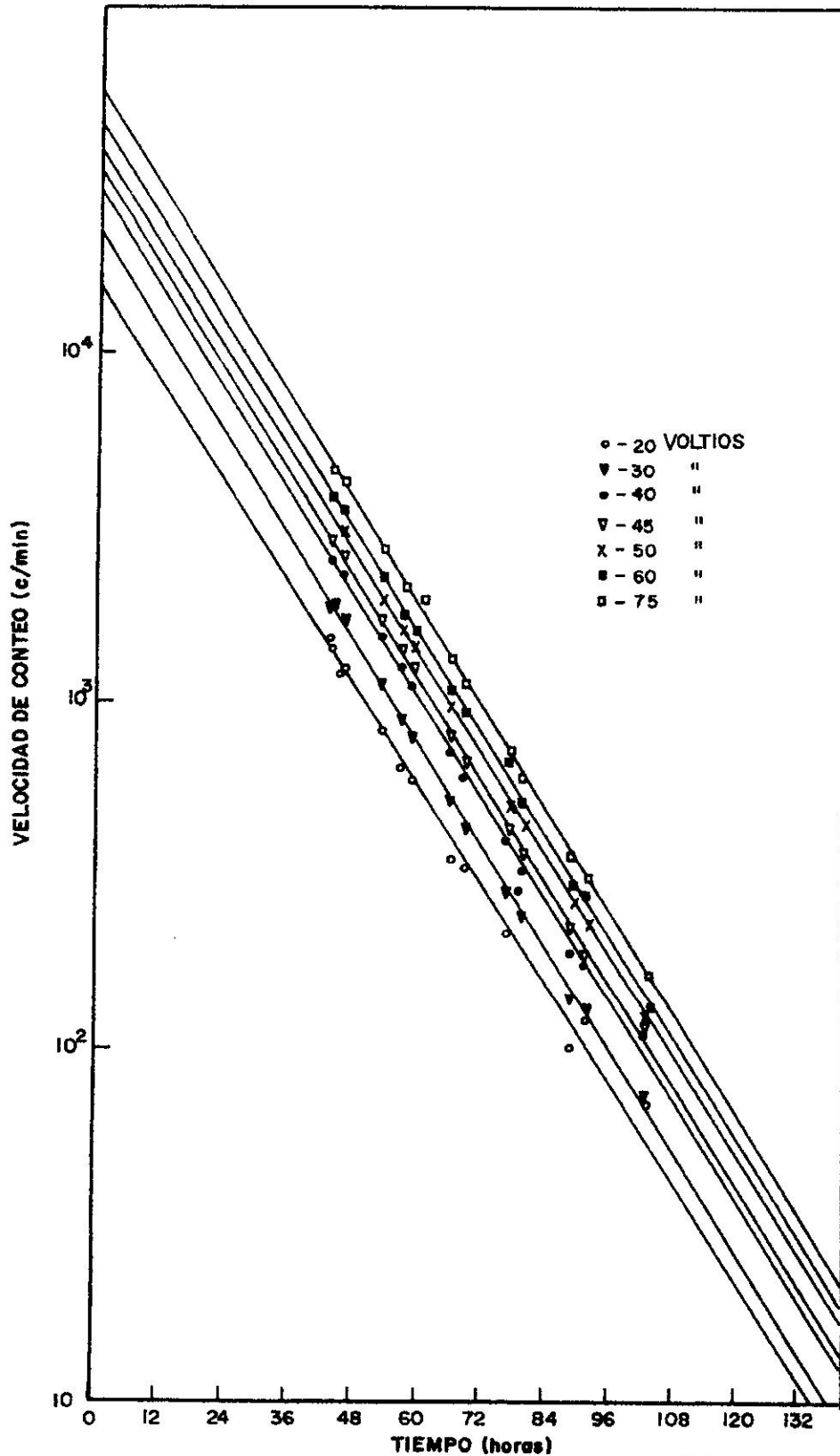


FIG. 4-CURVAS DE DESINTEGRACION DEL W^{187} EXTRAIDO POR ELECTROLISIS.

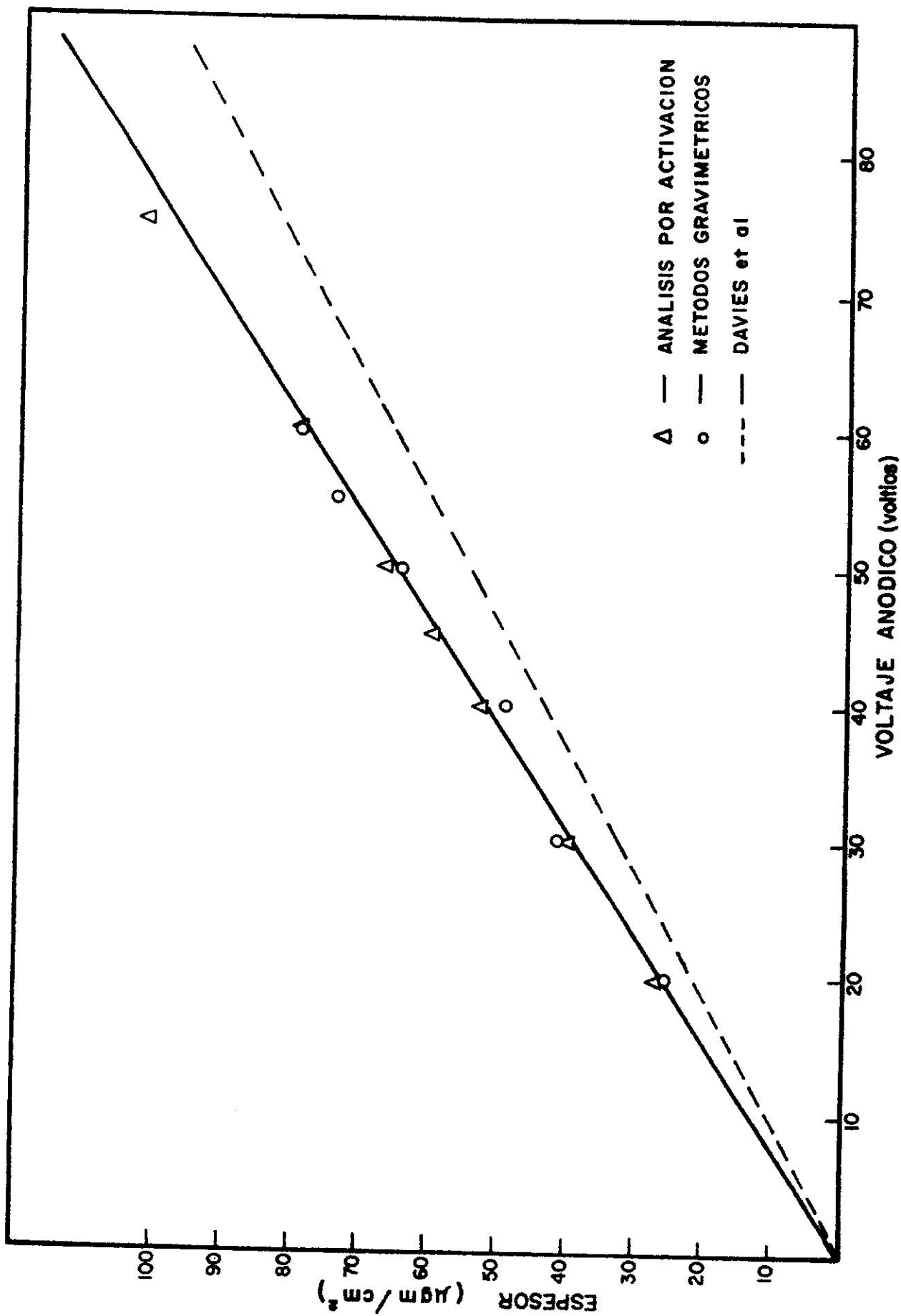


FIG. 5 - CALIBRACION DE ESPORES EXTRAIDOS POR ELECTROLISIS.

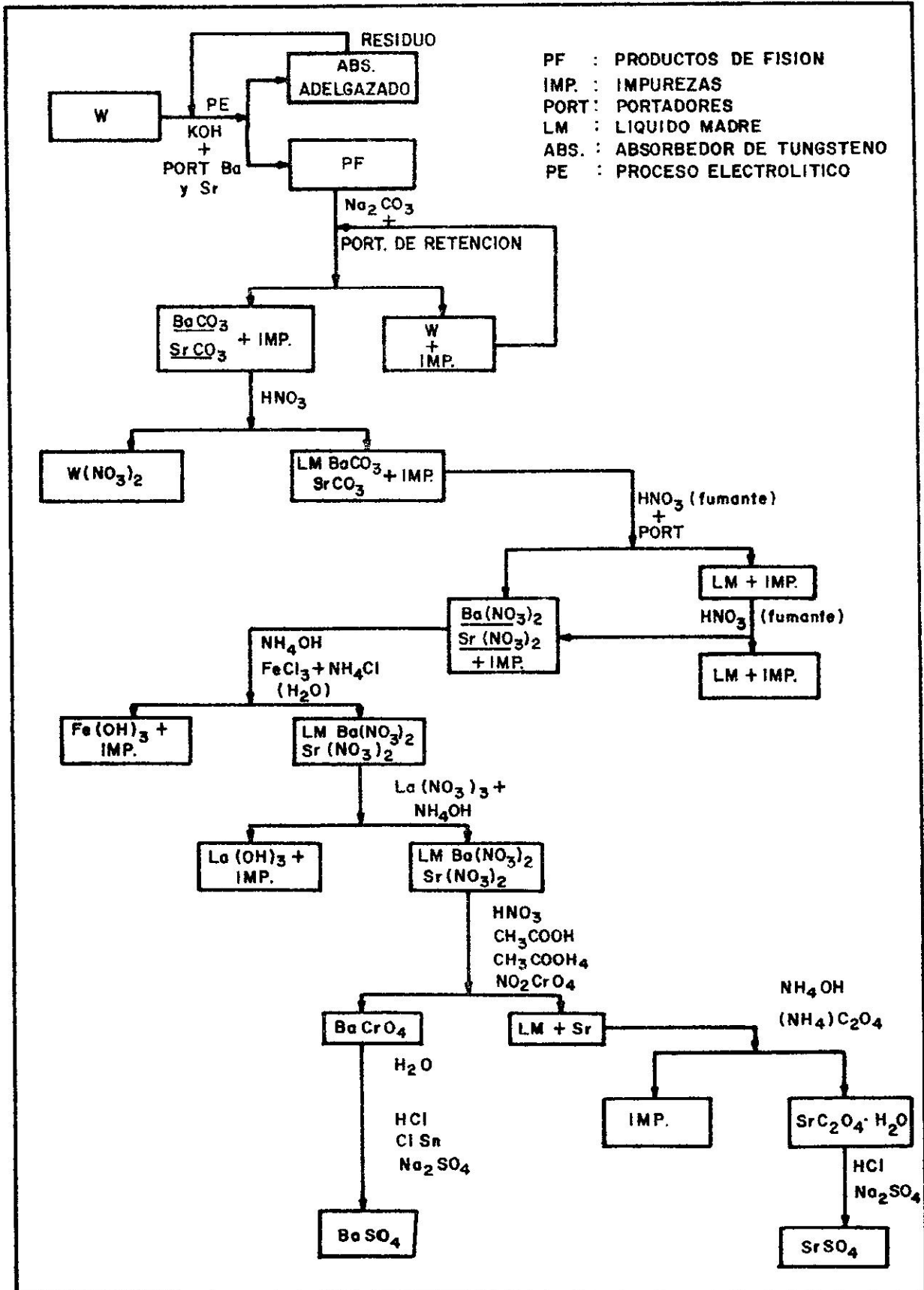
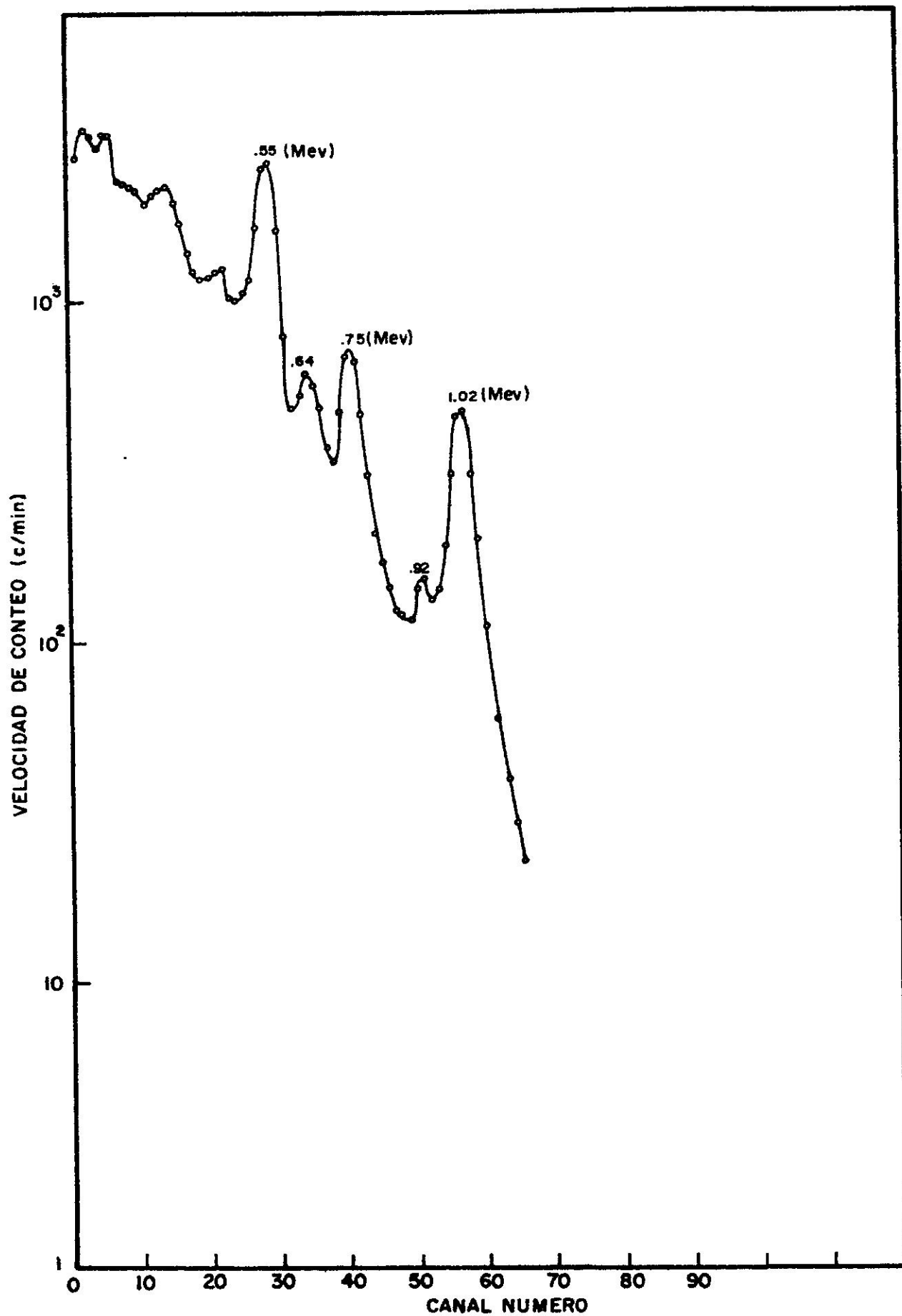
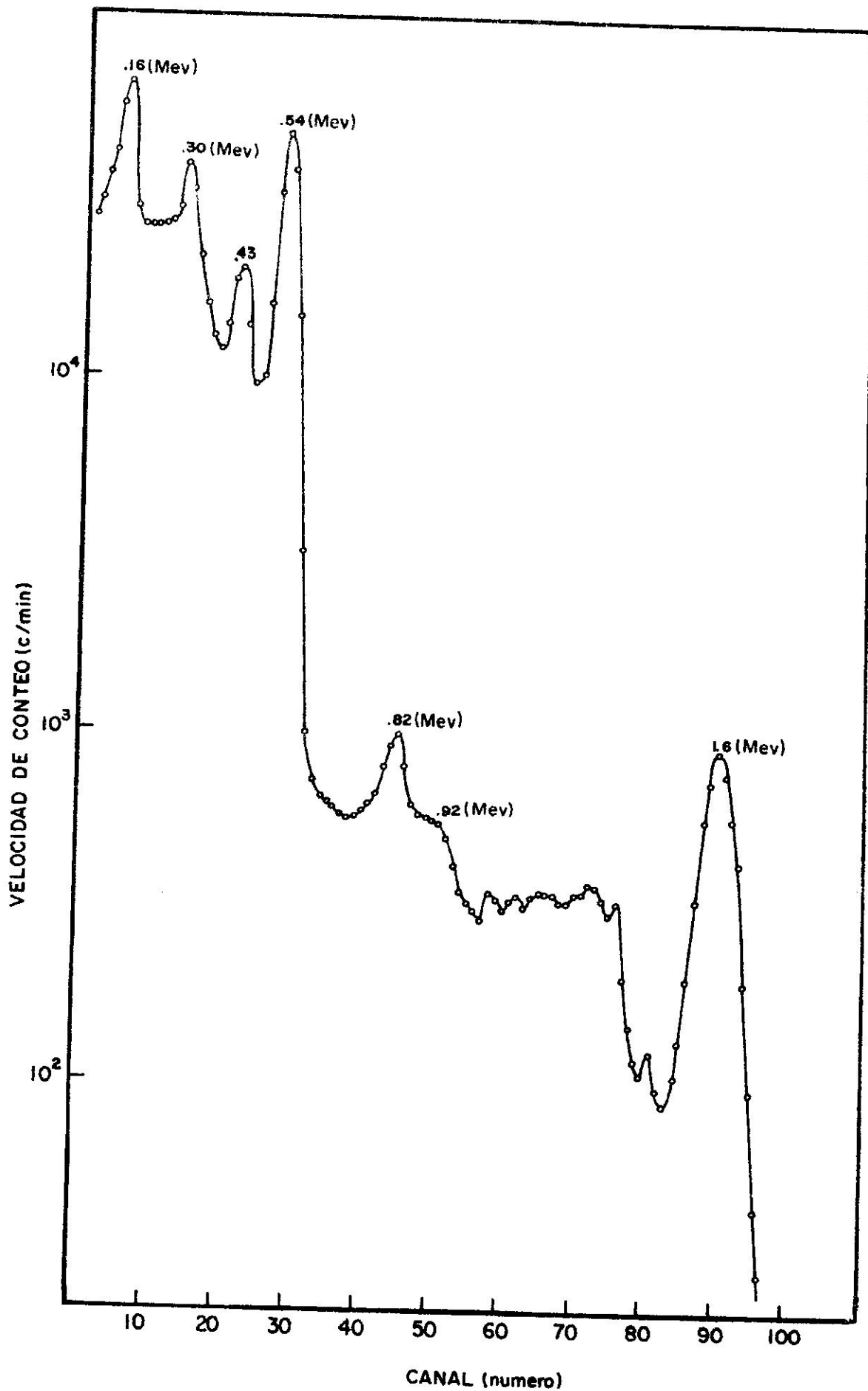


FIG. 6 - ESQUEMA DEL PROCEDIMIENTO QUIMICO.

FIG.7- ESPECTRO GAMA DEL Sr^{91}

FIG. 8 - ESPECTRO GAMA DEL Ba^{140} .

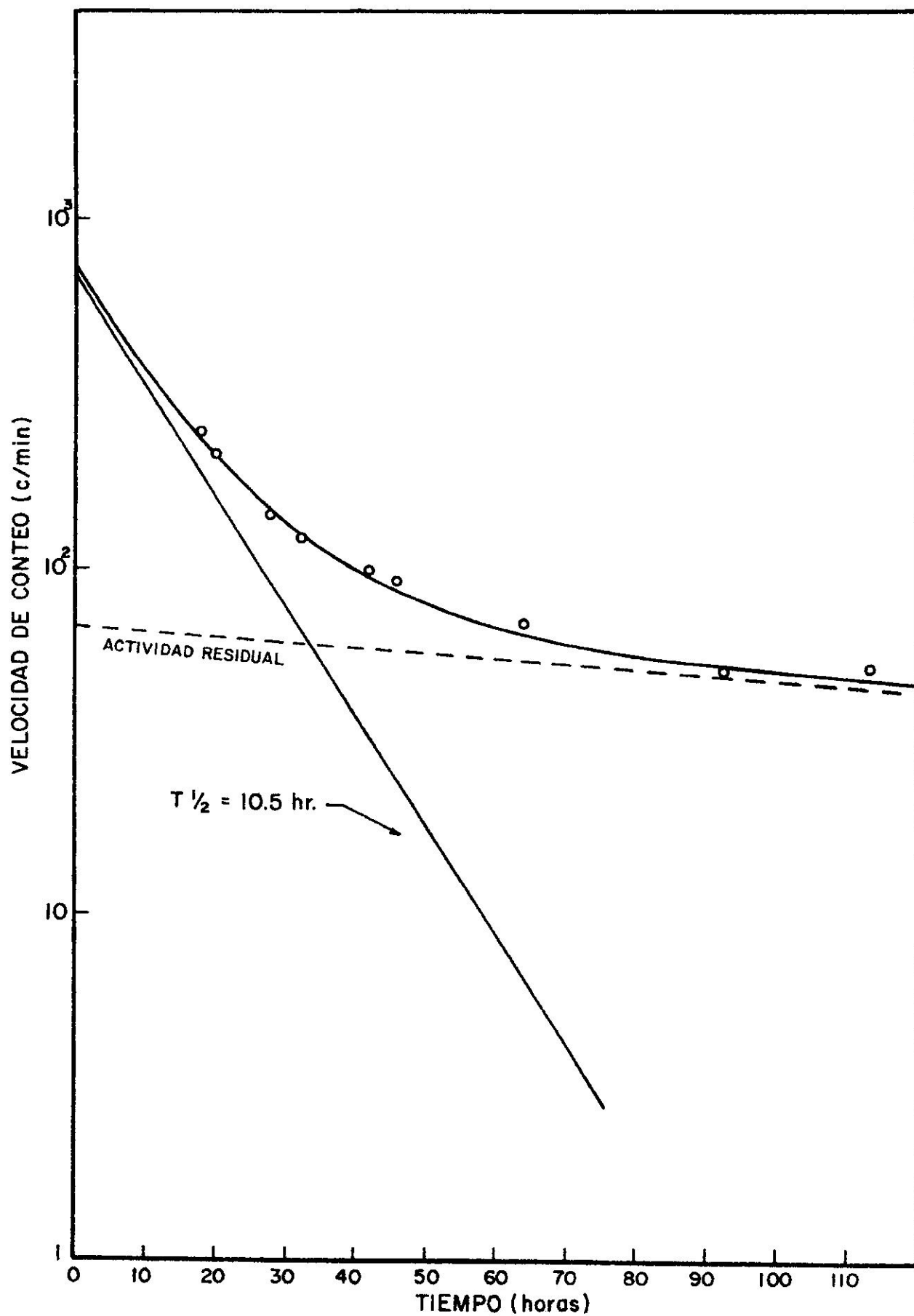
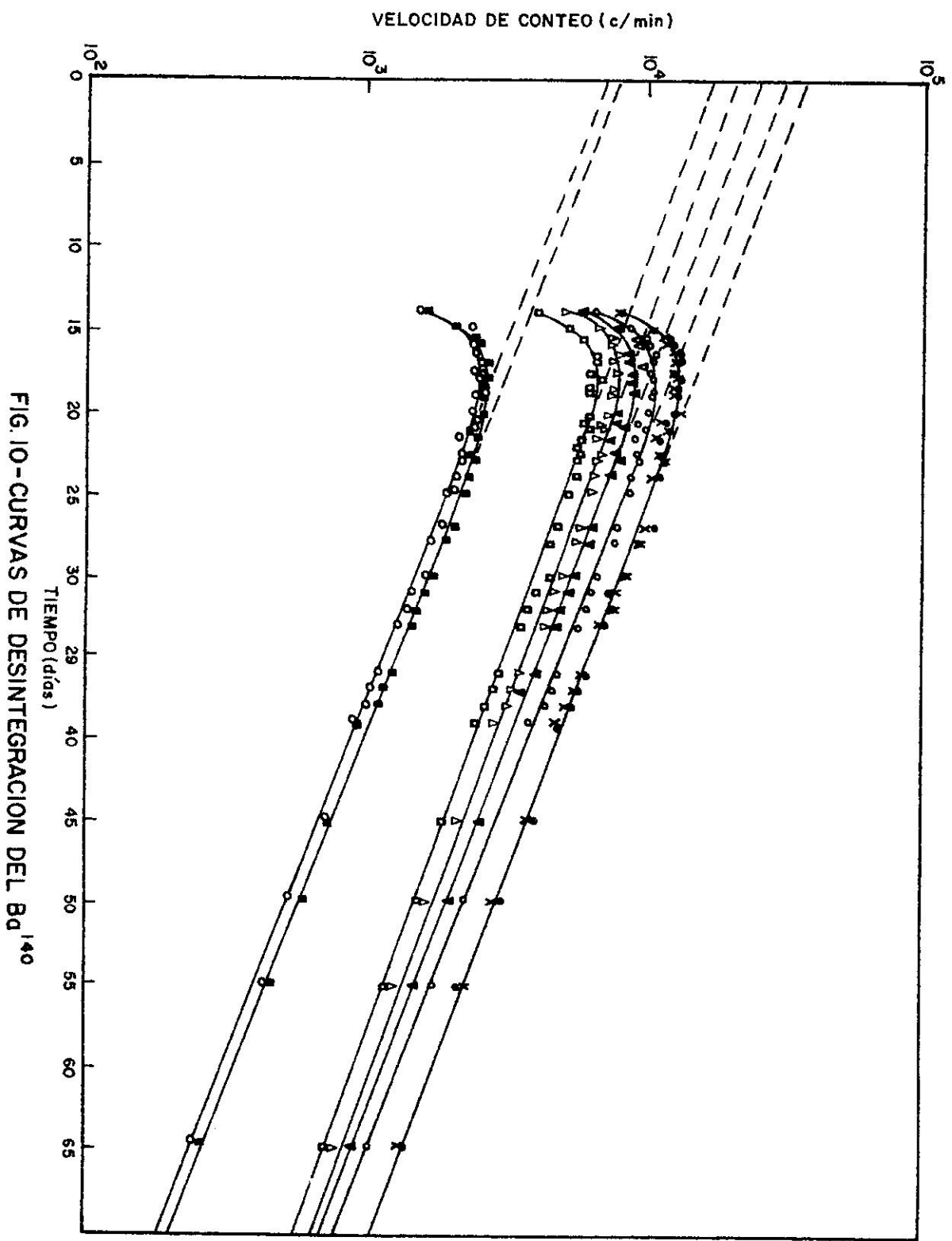
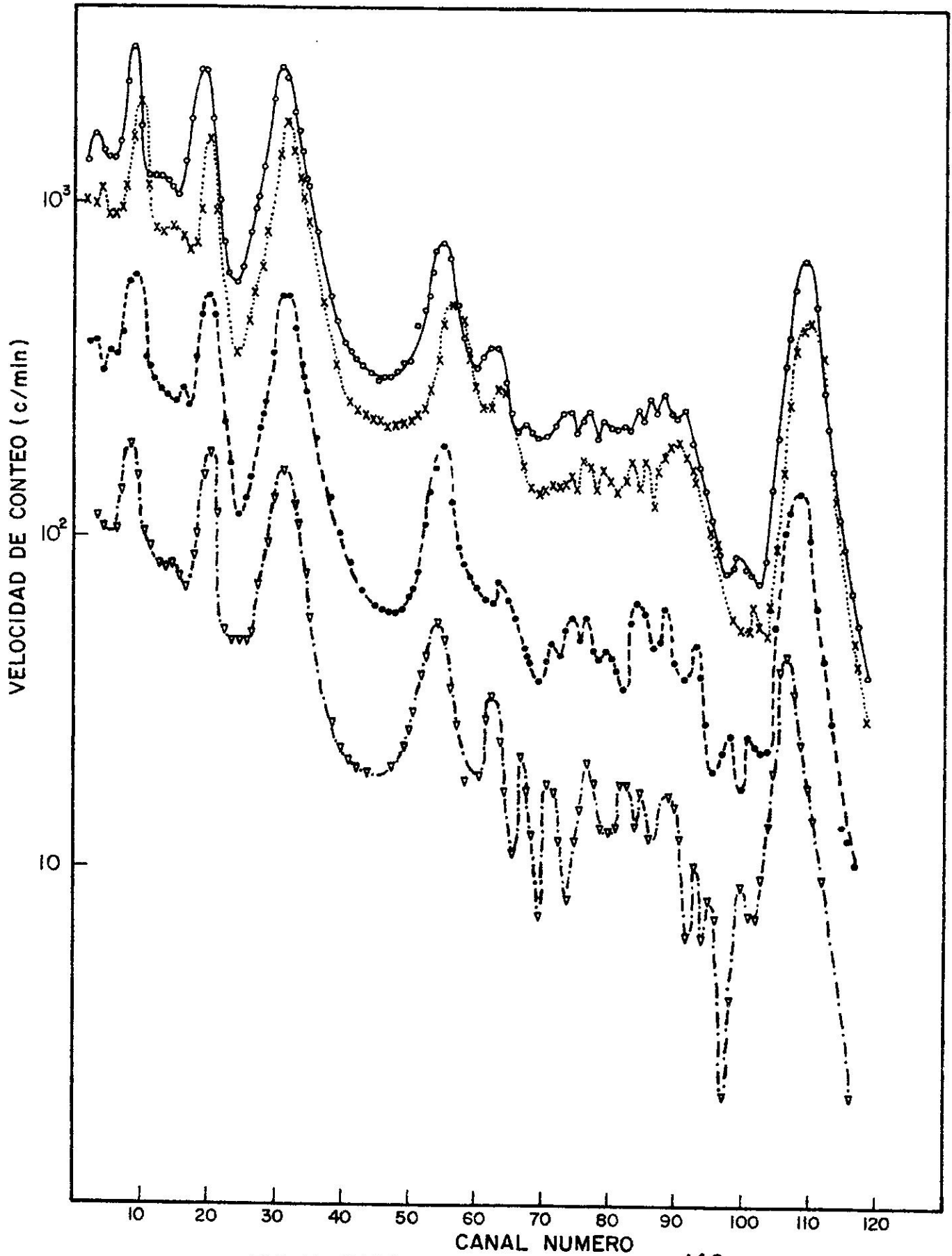


FIG.9-MEDIDA DE LA DESINTEGRACION BETA PARA EL ESTRONCIO-91.



FIG. II- ESPECTROS GAMA DEL Ba^{140} .

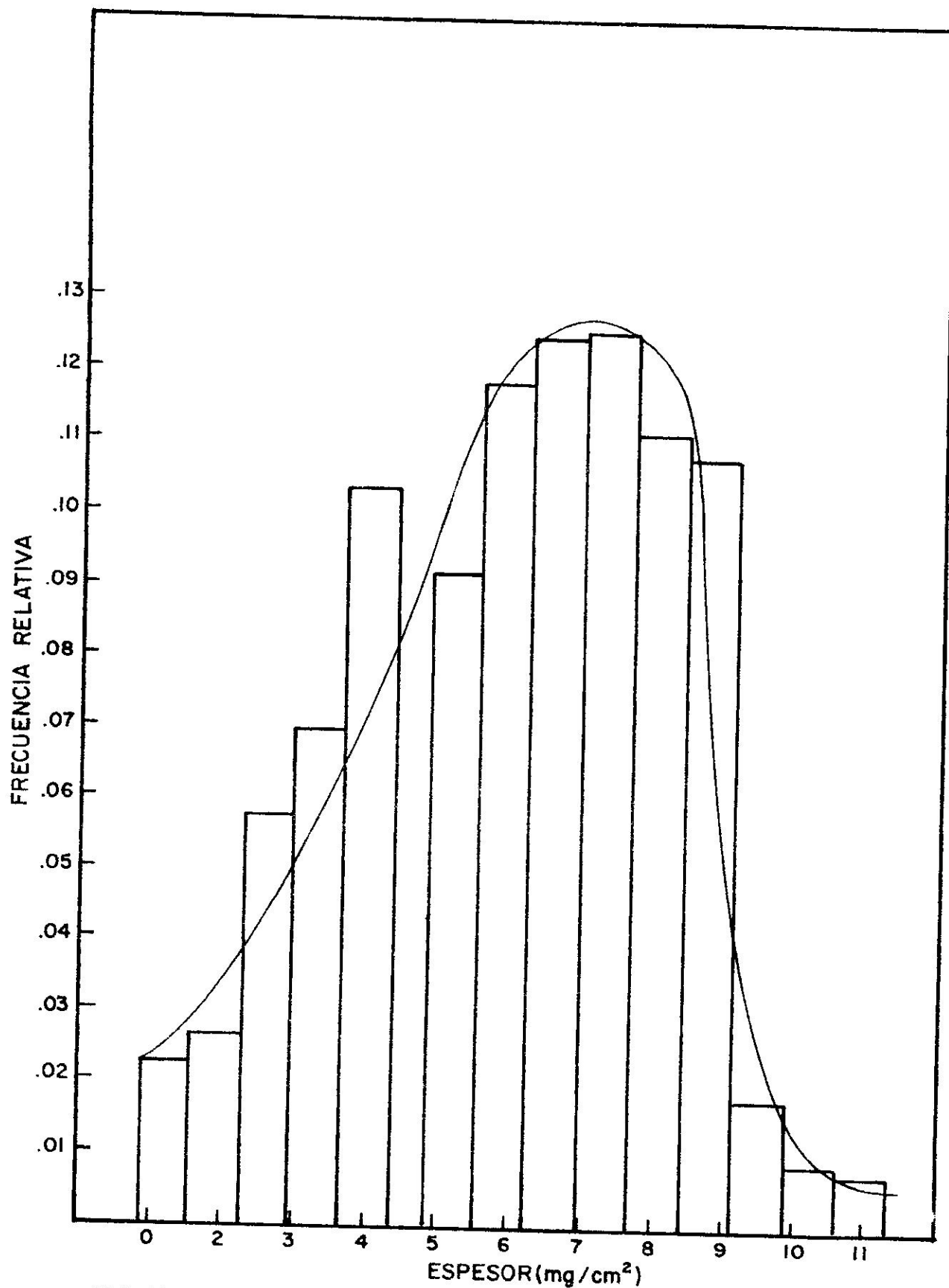


FIG. 12- DETERMINACION PRELIMINAR DE LA DISTRIBUCION DE DE ALCANCE PARA B0¹⁴⁰

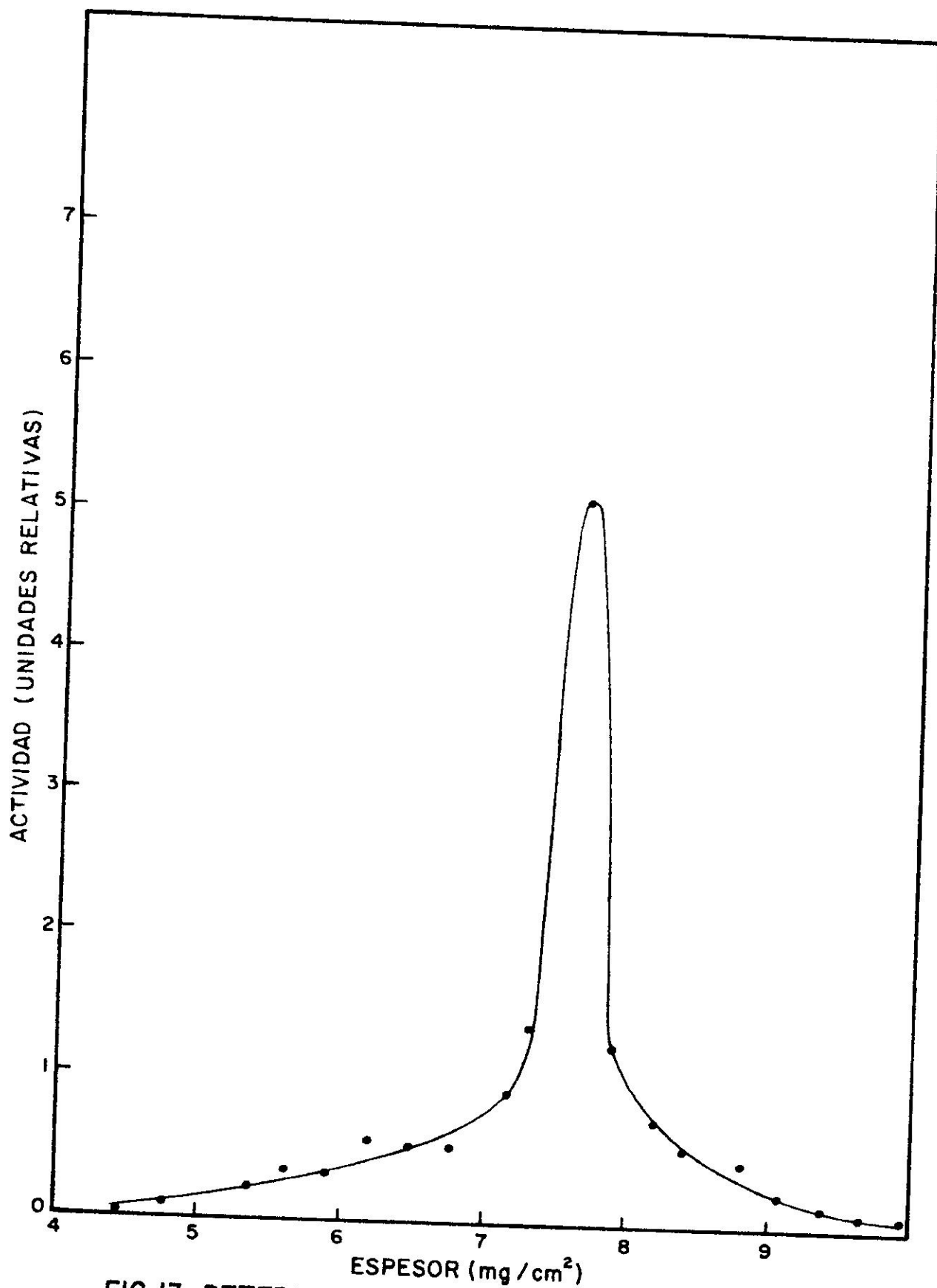


FIG.13- DETERMINACION FINAL DE LA DISTRIBUCION DE ALCANCE PARA Ba^{140} .

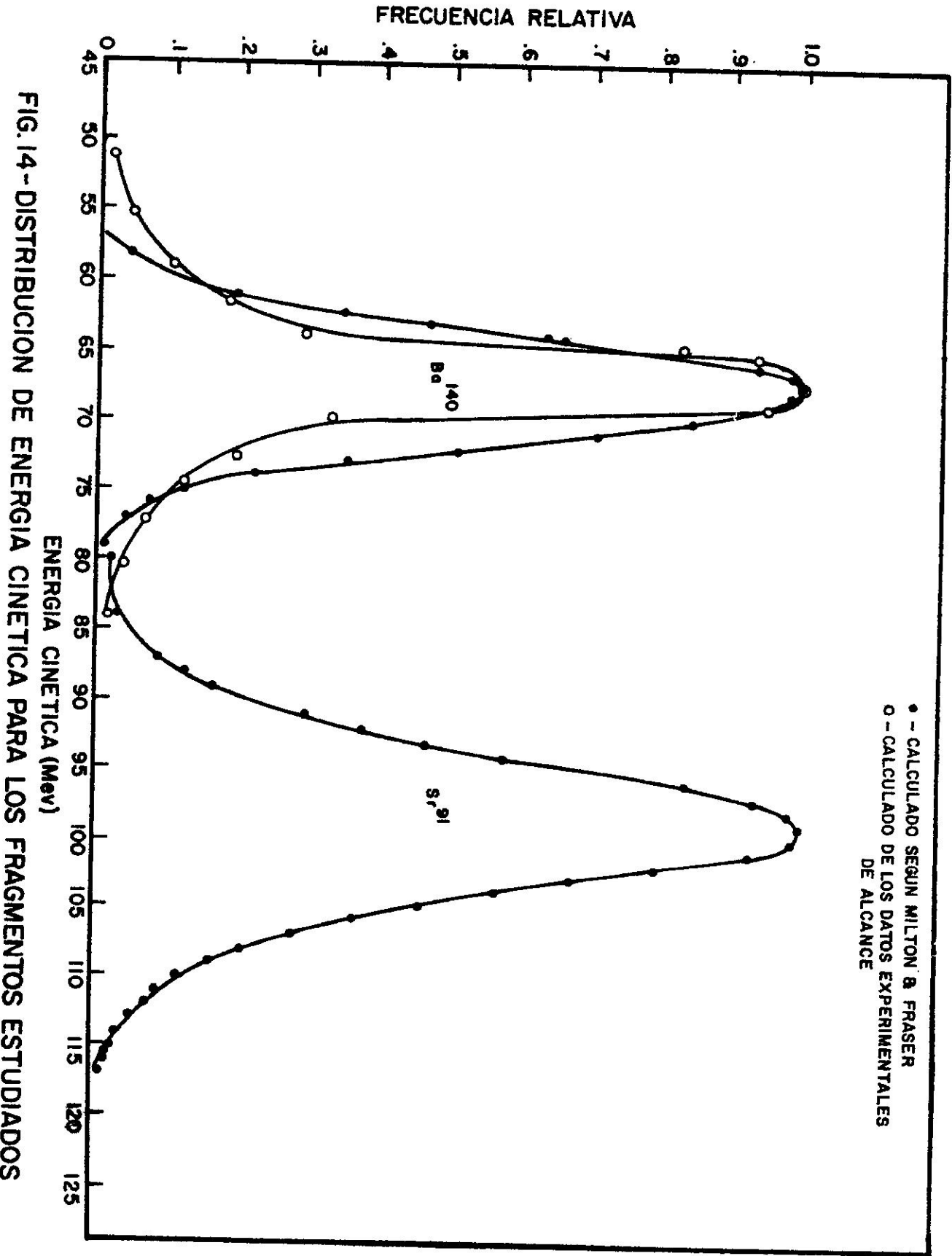


FIG. 14--DISTRIBUCION DE ENERGIA CINETICA PARA LOS FRAGMENTOS ESTUDIADOS

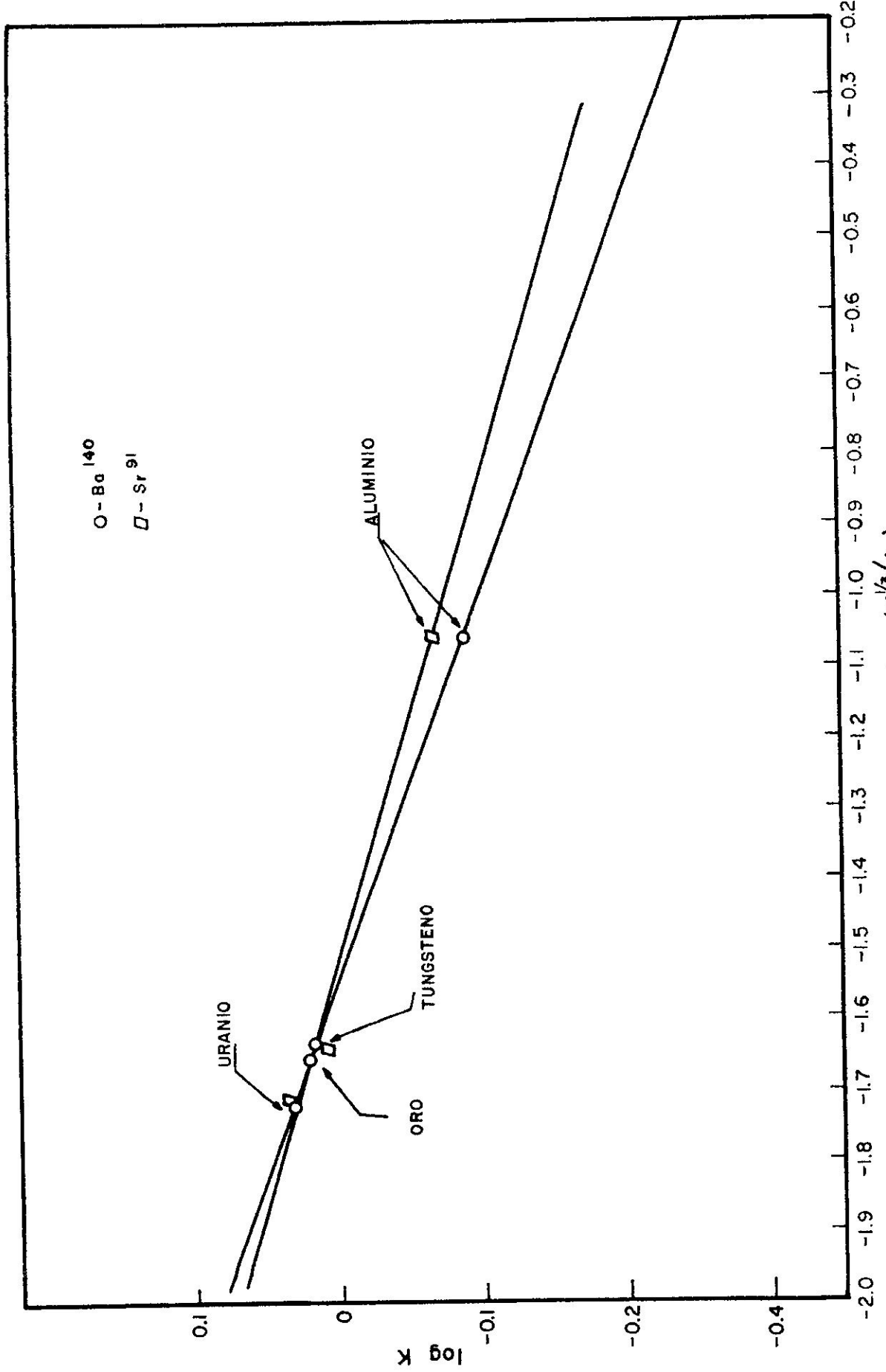


FIG.15 - GRAFICO DE LOG K VS. LOG ($Z_2^{1/3}/A_2$)

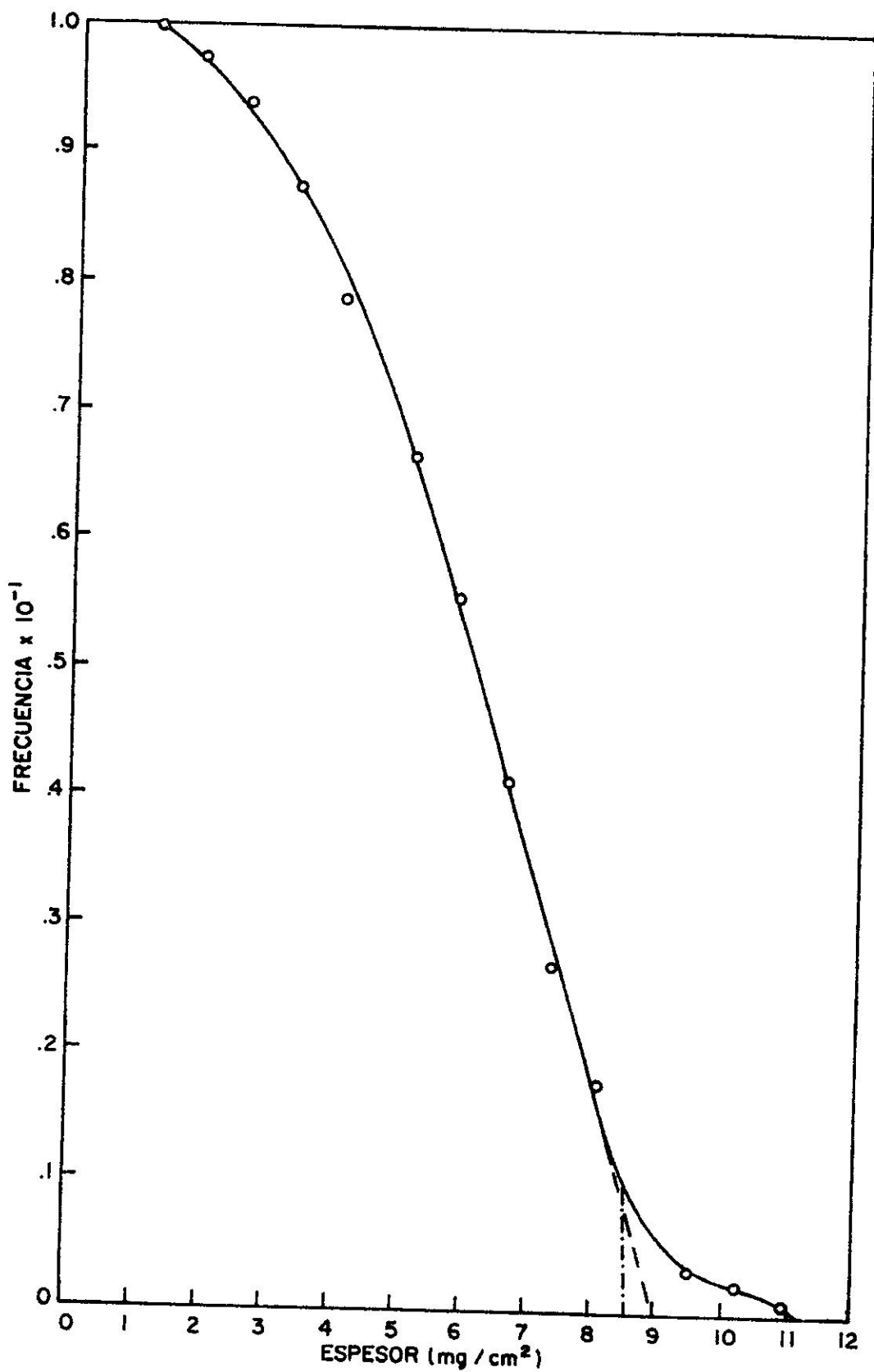


FIG. 16-ALCANCE INTEGRADO PARA BARIO-140.