

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1966

02.66.15

Física de Reactores

NEUTRONES PULSADOS

Informe N° 2

Septiembre-Octubre-Noviembre 1966

Pieroni N. - Rapoport H. - Ricabarra G.

CNEA-Re-19



SINTESIS

Presiguiendo con el plan propuesto, se continuaran realizando experiencias con la fuente pulsada de neutrones tendientes a la medición de las reactividades de las barras de control de la facilidad crítica R A 2.

Fueron introducidas modificaciones tanto en la faz experimental como en la de cálculo, que permiten incrementar la velocidad de obtención y precisión de los resultados.

CONSIDERACIONES GENERALES

El procedimiento experimental adoptado últimamente consiste en iniciar el conteo de neutrones sólo después de que la población de retardados ha alcanzado su nivel constante. Para lograr esta situación se hace actuar primeramente a la fuente pulsada, sin acumular en el multicanal los neutrones detectados, esperando hasta que los registradores de la censella del RA 2 indiquen un flujo constante. Cuando se cumple éste, se inicia entonces el conteo en el multicanal mientras la fuente prosigue en funcionamiento. Se continúa hasta obtener la estadística deseada, y luego se interrumpen simultáneamente fuente y conteo (ó primero el conteo y luego la fuente). La operación de conteo se puede iniciar y detener fácilmente mediante una perilla.

Con este procedimiento se asegura que el nivel de neutrones retardados permanece constante durante la experiencia. Anteriormente se iniciaban fuente y conteo simultáneamente, para luego interrumpir a la primera y continuar acumulando cuentas durante un tiempo largo frente a la mayor vida media de los precursoras, a fin de tener en cuenta el decaimiento de los neutrones retardados. Sin embargo, la acumulación de datos sin pulsar neutrones tiene la desventaja de añadir una cantidad grande de "ruido" producido en el sistema, reduciendo drásticamente la precisión en la medición de los neutrones retardados N_d .

La manera en que ahora se realizan las experiencias obvia esta dificultad, que puede ser muy importante en estados cercanos al crítico.

Se ha previsto al detector de un soporte que permite colocarlo en cualquier ubicación alrededor de la grilla del R A 2, siendo posible variar de manera rápida y fácil la posición detector-fuente.

Para el cálculo según Método Gozani (1) se aplica:

$$\beta = \frac{C_d(t_d)}{1 + \frac{2\bar{\lambda}}{\alpha}} \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha T}}{e^{\alpha d} - 1} \cdot \frac{N_p}{N_d} \quad (1)$$

donde

$$\beta = \text{reactividad en dólares} = \frac{1 - k}{k/\beta}$$

k = cte. de multiplicación efectiva del sistema

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i = \text{fracción efectiva de neutrones retardados}$$

$$\bar{\lambda} = \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\beta} \lambda_i$$

λ_i = cte. de decaimiento del i -ésimo precursor

d = ancho pulso de neutrones

T = período de pulsación

α = cte. de decaimiento del modo fundamental de los neutrones instantáneos

N_d = población (constante) de neutrones retardados

N_p = valor extrapolado de la población de neutrones instantáneos (se detallará más abajo la manera de obtenerlo)

$$C_j(t_j) = 1 + \left(\frac{I}{2} - t_j\right) \frac{\bar{\lambda}}{1 + \beta} - D(LT, \beta) \quad (11)$$

donde

$$t_j \gg \frac{1}{\alpha}$$

L = número total de pulsos

y $D(LT, \beta)$ corrige debido a que la población de neutrones retardados no alcanza su valor de equilibrio hasta después de transcurrido algún tiempo desde que se haya comenzado a pulsar. Para muchos casos prácticos, en que $LT \geq 600$ seg, $\beta > .4$, grupos retardados de U^{235} y $\Lambda^* = .01$ seg ($\Lambda^* =$ tiempo entre generaciones) resulta:

$$D(LT, \beta) \approx \frac{1}{LT} \frac{1 + \beta}{\beta} \left(\Lambda^* + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\beta \lambda_i} \right) \approx \frac{131}{LT} \frac{1 + \beta}{\beta} \quad (111)$$

Pero con el procedimiento recientemente adoptado, en que la población de neutrones retardados permanece constante durante toda la experiencia, no es necesario efectuar esta corrección, y en (11) se toma

$$D = 0 \quad (1v)$$

La Fig. 1 muestra la respuesta típica de un sistema multiplicativo al que se introduce un pulso rectangular de neutrones de ancho d , y la manera de obtener el valor extrapolado N_p .

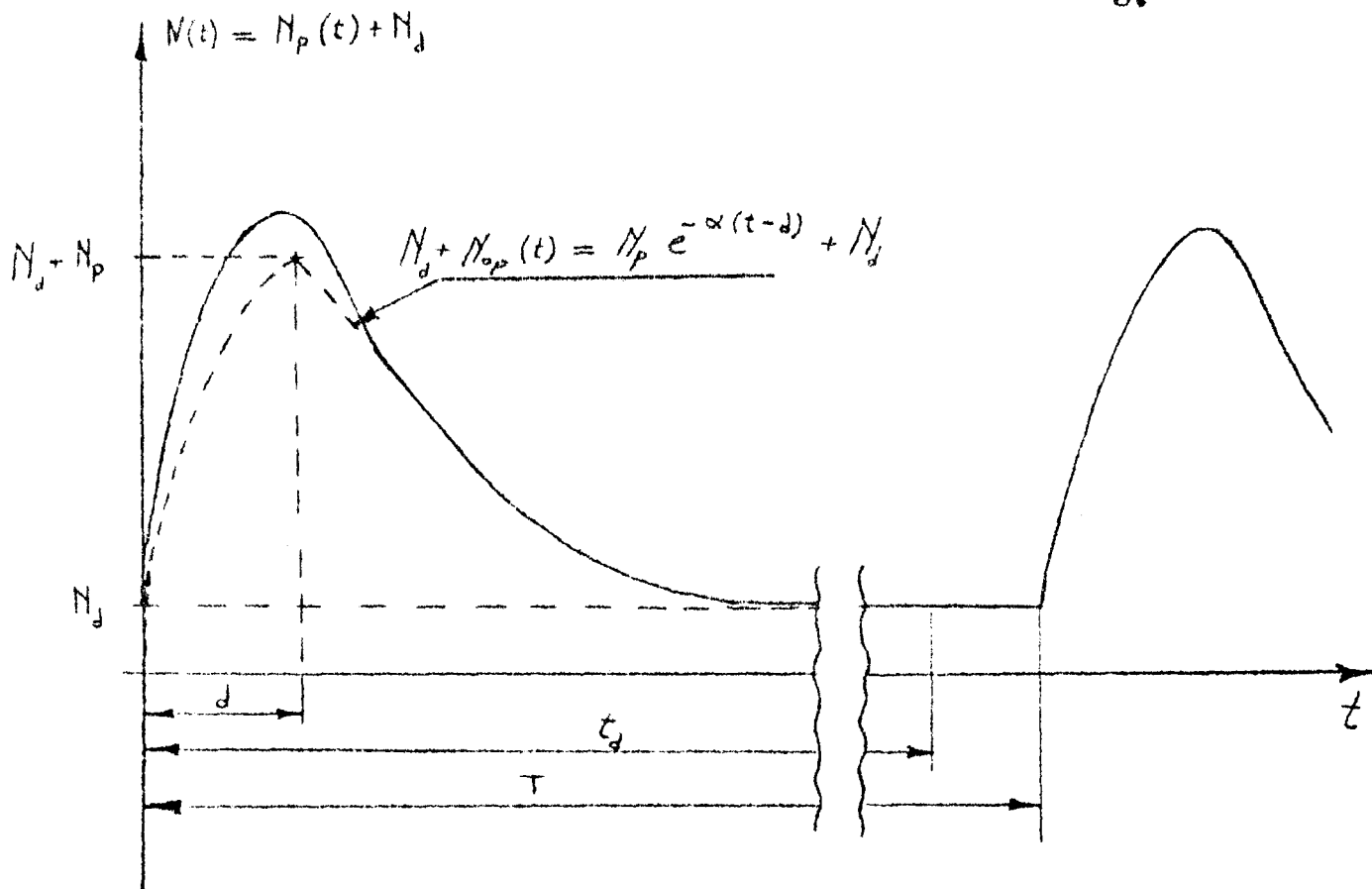


Fig. 1

N_d es el "fondo" constante de neutrones retardados en la región $t_d \gg \frac{1}{\alpha}$ (en el "pulsó de equilibrio") y N_p es el máximo valor que toma la población de neutrones instantáneos del modo fundamental en el extremo del pulsó de neutrones de la fuente.

Para el cálculo según Método Garelis-Russell (2) se aplica:

$$C_d \int_0^{\infty} N_p(t) e^{\alpha_d t} dt - \int_0^{\infty} N_p(t) dt = \frac{1}{C_d(t_d)} T N_d \quad (v)$$

donde

$$C_d \approx \frac{\alpha_d d}{e^{\alpha_d d} - 1} \quad (vi)$$

$$\alpha_d = \frac{1}{\Lambda^*}$$

C_g es la corrección debida al ancho finito d del pulso.

Es necesario hallar el valor de α_g que satisfaga a (v), para lo cual es imprescindible el uso de una computadora que realice sucesivas iteraciones hasta encontrar el valor correcto. Con α_g así determinado, y α calculado midiendo el decaimiento del modo fundamental (Fig. 1), se obtiene la reactividad como

$$\beta = \frac{\alpha}{\alpha_g} - 1 \quad (\text{vii})$$

Reescribiendo la (v)

$$S_\infty = \int_0^\infty N_p(t) (C_g e^{\alpha_g t} - 1) dt = \frac{1}{C_d(t_d)} T N_d \quad (\text{viii})$$

La contribución de los neutrones instantáneos $N_p(t)$ se obtiene restando a la población total del sistema la contribución constante N_d de los neutrones retardados.

En la práctica la integral (viii) no puede realizarse más allá de $N_p(t) \simeq N_d$, pues en esta situación las ya de por sí grandes fluctuaciones estadísticas se magnifican aún con el término exponencial, que crece rápidamente, y se destruye la precisión del resultado. Luego lo que en realidad se realiza es una suma finita sobre j canales de ancho Δt , tal que

$$j \Delta t = m \frac{1}{\alpha} = t_m \quad (\text{ix})$$

y la (viii) queda

$$S_m = \sum_{i=1}^{j=m \pm \frac{1}{\Delta t}} n_i (c_j e^{\alpha_j t_i} - 1) = \frac{K_m}{C_j} \frac{T}{\Delta t} N_d \quad (x)$$

donde
$$K_m = \frac{S_m}{S_\infty}$$

tiene en cuenta la contribución para $t > t_m$; n_i y t_i son los neutrones instantáneos y el tiempo correspondientes al i -ésimo canal.

Se ha desarrollado una expresión para K_m que tiene en cuenta el ancho finito δ del pulso de neutrones. Suponiendo que

$$N_p(t) = A e^{-\alpha t} \quad (xi)$$

y que este comportamiento persiste para $t > t_m$, se obtiene en forma directa

$$S_m = \int_0^{t_m} N_p(t) (c_j e^{\alpha_j t} - 1) dt = \frac{A}{\alpha(\alpha - \alpha_j)} \left[C_j \alpha (1 - e^{-\frac{\alpha - \alpha_j}{\alpha} t_m}) + (\alpha - \alpha_j) (e^{-\alpha t_m} - 1) \right] \quad (xii)$$

y

$$S_\infty = \int_0^\infty N_p(t) (c_j e^{\alpha_j t} - 1) dt = \frac{A}{\alpha(\alpha - \alpha_j)} \left[C_j \alpha - \alpha + \alpha_j \right] \quad (xiii)$$

de donde resulta

$$K_m = 1 - \frac{C_j}{C_j - \frac{\alpha - \alpha_j}{\alpha}} e^{-\frac{\alpha - \alpha_j}{\alpha} t_m} + \frac{\frac{\alpha - \alpha_j}{\alpha}}{C_j - \frac{\alpha - \alpha_j}{\alpha}} e^{-\alpha t_m} \quad (xiv)$$

($\delta \neq 0$)

Si se define

$$a = \frac{\alpha - \alpha_g}{\alpha} \quad (xv)$$

la (xiv) queda

$$K_m = 1 - \frac{C_g}{C_g - a} e^{-am} + \frac{a}{C_g - a} e^{-m} \quad (xvi)$$

(d ≠ 0)

como forma más reducida de la expresión hallada.

Veamos que ocurre si el ancho del pulso tiende a cero.

De (vi) se ve que

$$d \rightarrow 0 \implies C_g \rightarrow 1$$

y la (xiv) queda

$$K_m = 1 - \frac{\alpha}{\alpha_g} e^{-\frac{\alpha - \alpha_g}{\alpha} m} + \frac{\alpha - \alpha_g}{\alpha_g} e^{-m} \quad (xvii)$$

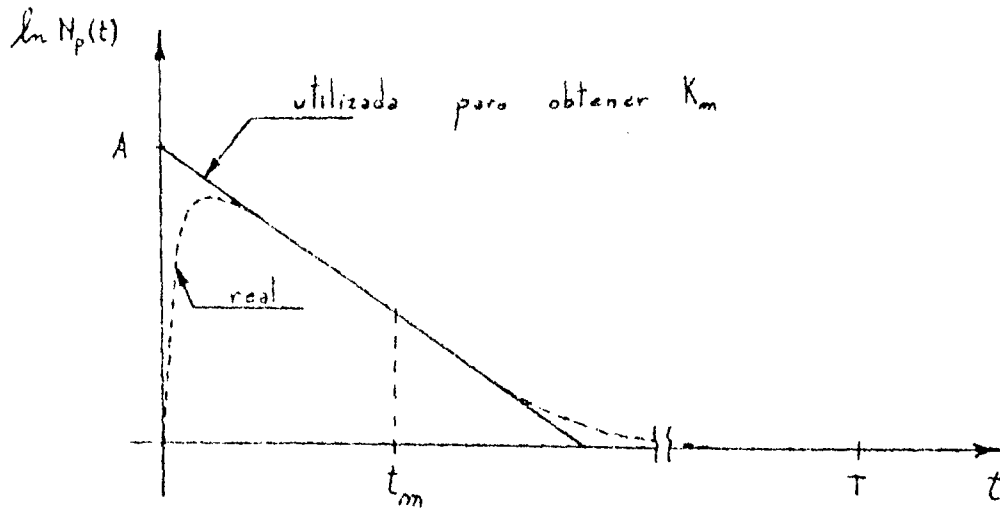
(d = 0)

que es la expresión ya obtenida por Scott (3) que no tiene en cuenta el ancho del pulso. Veamos como ejemplo una aplicación de (xiv) y (xvii):

$$\left. \begin{array}{l} \alpha = 784.0 \text{ seg}^{-1} \\ \alpha_g = 67.0 \text{ seg}^{-1} \\ m = 3.95 \\ d = 2.16 \times 10^{-3} \text{ seg} \end{array} \right\} \begin{array}{l} d = 0 \implies K_m = .890 \\ d \neq 0 \implies K_m = .527 \end{array}$$

Se comprueba que la corrección es apreciablemente ^{distinta} según se tenga o no en cuenta el ancho del pulso.

Sin embargo esta forma de determinar K_m utiliza una suposición bastante irreal, que equivale a tener presente únicamente al modo fundamental puro durante todo el decaimiento de los neutrones instantáneos (Fig. 2).

Fig. 2

Se propone otra manera de corregir para tener en cuenta la contribución para $t > t_m$.

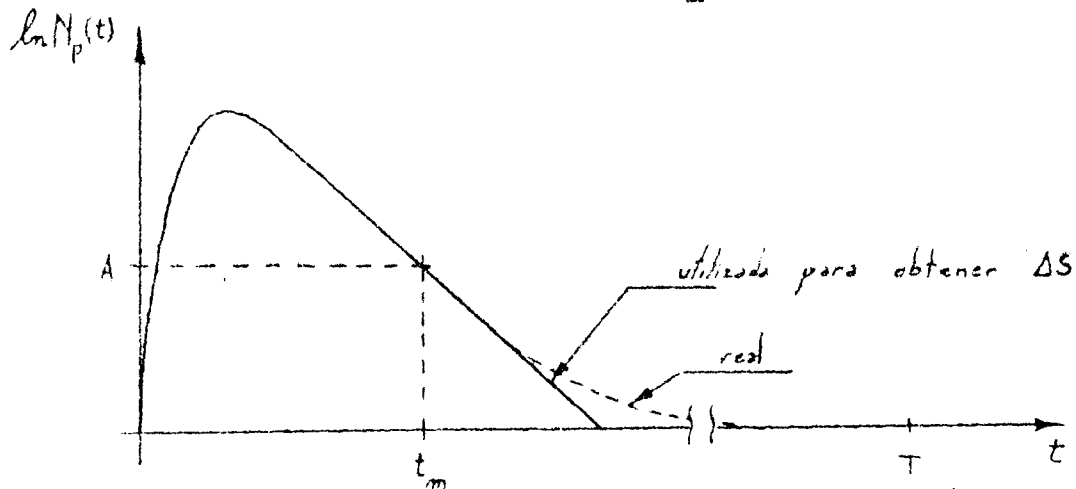
Haciendo

$$S_{\infty} = S_m + \Delta S \quad (\text{xviii})$$

donde

$$\Delta S = \int_{t_m}^{\infty} N_p(t) (c_g e^{\alpha_g t} - 1) dt \quad (\text{xix})$$

se hace la suposición más razonable de que el comportamiento fundamental puro se cumple para $t > t_m$ (Fig. 3)

Fig. 3

Suponiendo

$$N_p(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n e^{-\alpha_n t} \quad t < t_m \quad (\alpha_n = \alpha) \quad (\text{xx})$$

$$N_p(t) = A e^{-\alpha(t-t_m)} \quad t > t_m \quad (\text{xxi})$$

haciendo

$$\tau = t - t_m$$

$$\Delta S = A \int_0^{\infty} e^{-\alpha \tau} \left[C_j e^{\alpha_j(\tau+t_m)} - 1 \right] d\tau \quad (\text{xxii})$$

teniendo presente que $\alpha > \alpha_j$, resulta:

$$\Delta S = \frac{A}{\alpha} \left(\frac{C_j e^{\frac{\alpha_j}{\alpha} t_m}}{1 - \frac{\alpha_j}{\alpha}} - 1 \right) \quad (\text{xxiii})$$

y la (viii) queda

$$\sum_{i=1}^{j=m \frac{1}{\Delta t}} m_i (C_j e^{\alpha_j t_i} - 1) + \frac{\overline{m_{j+1}}}{\alpha} \left(\frac{C_j e^{\frac{\alpha_j}{\alpha} t_m}}{1 - \frac{\alpha_j}{\alpha}} - 1 \right) = \frac{1}{C_j} \frac{T}{\Delta t} N_j \quad (\text{xxiv})$$

donde $\overline{m_{j+1}}$ es el valor promedio correspondiente al canal $(j+1)$.

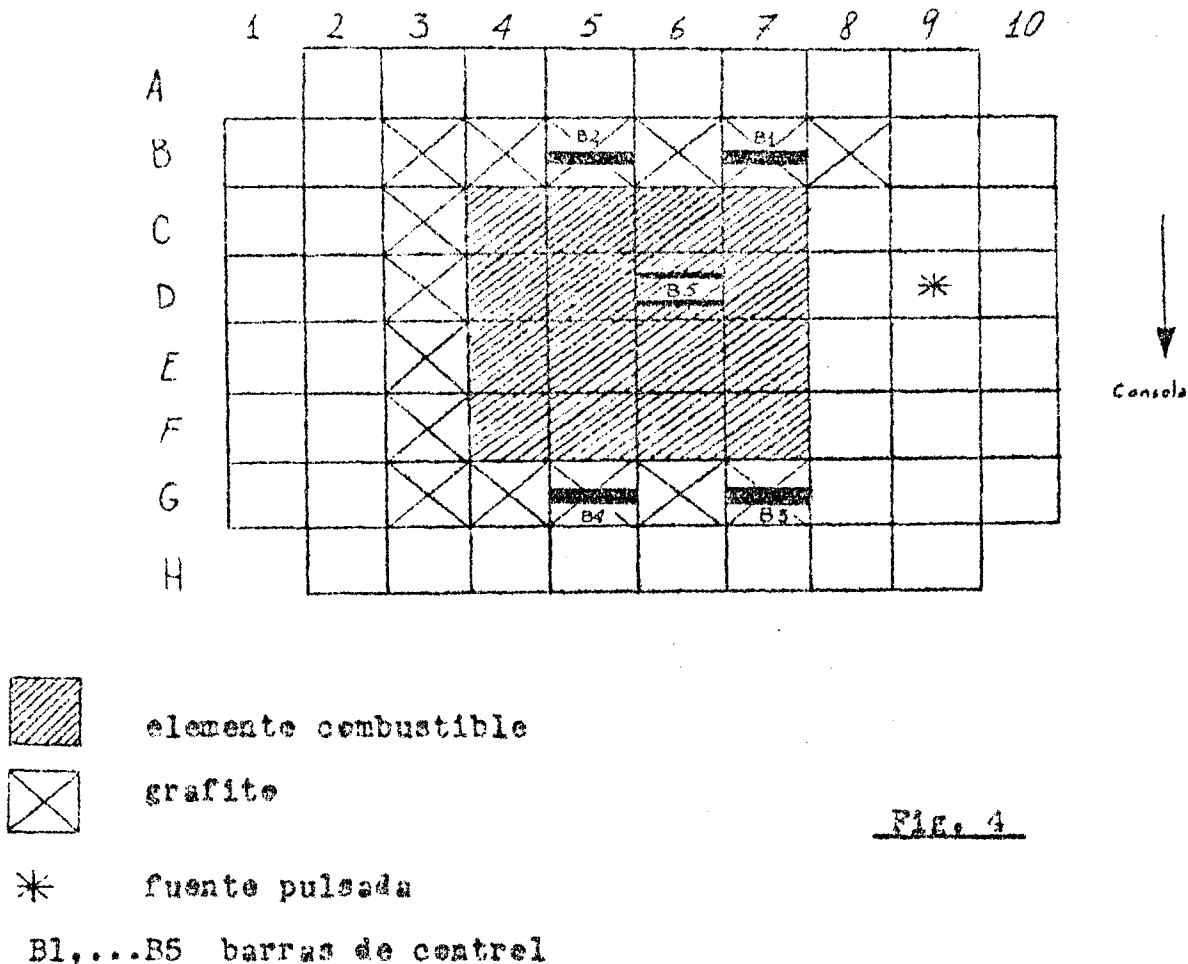
Se han de efectuar cálculos de α_j empleando a la (xxiv) y a la (x) con K_m dado por (xiv).

Se ha previsto al multicanal de una unidad que imprime y perfora los registros de cada canal. Es posible así ahorrar considerable tiempo, y cada experiencia puede iniciarse después de menos de 1 minuto de finalizada la anterior.

La cinta perforada será utilizada para el suministro directo de datos a la computadora, para lo cual eventualmente será necesario modificar el código de perforación.

RESULTADOS OBTENIDOS

Se trató de medir la reactividad de la barra B5 con el núcleo del R A 2 constituido como muestra Fig. 4.

Fig. 4

Con el R A 2 crítico para B5 en posición 72, se midió α_c directamente y por extrapolación, según se explicó anteriormente (4), obteniéndose el gráfico de Fig. 5.

Para el resto de la barra -de posiciones 72 a 100- se utilizó el Método del Período Asintótico; los resultados se grafican en Figs. 6 y 7.

También se representa la calibración hecha para la barra B4, entre las posiciones 10 y 100 mediante el mismo método, en Fig. 8.

Cabe señalar que -por emisión- primitivamente se midió el período asintótico con la fuente de Ra-Be introducida en el R A 2, con los resultados que muestran las Flgs. 9 y 10, indicando la perturbación introducida por la presencia de esta fuente externa.

Con las mediciones de α y α_c realizadas mediante la fuente pulsada se obtiene:

$$72\% \text{ B5} \implies \# = \frac{\alpha}{\alpha_c} - 1 = \frac{477}{79.5} - 1 = 5.00$$

Mediante período asintótico:

$$28\% \text{ B5} \implies .678 \#$$

Con lo que la reactividad total de B5 sería

$$\# \approx 5.70$$

Sin embargo luego se comprobó que este valor era muy bajo. En las experiencias siguientes comenzó a hacerse evidente un comportamiento anómalo en los datos recogidos. Buscando una falla en el equipo experimental, se localizó un desperfecto en el amplificador del sistema detector (este instrumento ya provocó dificultades anteriormente).

Subsanado el inconveniente, se hicieron nuevas determinaciones de α_c mediante medición directa y por extrapolación, y de α para la totalidad de B5. Manteniendo a la fuente pulsada en la posición D9 de la grilla del R A 2, las experiencias se realizaron con el detector en las posiciones B1 y H2. Se aplicaron los métodos de Simmons-King y Gozani para el cálculo de la reactividad. Los resultados se consignan en Tabla I.

Tabla I

Posición Detector	α (seg^{-1}) Mét. Piers	α_c (seg^{-1}) Mét. Gráfico	$\beta = \frac{\alpha}{\alpha_c} - 1$	β_{Gozani}
B1	873 ± 5	81 ± 4	9.78	11.46
H9	784 ± 4	80 ± 4	8.80	10.55

Los α^2 debieran ser más parecidas. Sin embargo las reactividades según Método Gozani concuerdan bastante, teniendo en cuenta el alto grado de incerteza que se presenta para valores tan grandes. Las reactividades correspondientes según Método de Simmons-King son inferiores; este resultado era esperado, ya que $\alpha_c = 1/\Lambda^*$ no permanece constante, sino que disminuye al aumentar la reactividad (5).

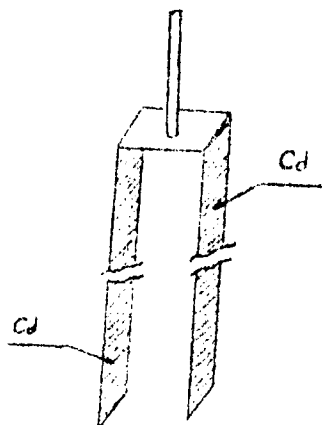
Tomando

$$\beta_{\text{Gozani}} = 11.00$$

$$\alpha_c = \frac{\alpha}{\beta_{\text{Gozani}} + 1} = \frac{844}{12} \text{ seg}^{-1} \cong 70 \text{ seg}^{-1}$$

sería el valor "correcto" en la fórmula de Simmons-King.

El tipo de barra de control B5 ensayada en el R A 2 consiste en 2 placas de cadmio paralelas, de longitud igual a la de los elementos combustibles (Fig. 11).

Fig. 11Fig. 12

Esta barra se introduce dentro de una caja de elementos combustibles, obligando al retiro de 4 de estos elementos (2 per cada placa de Cd). La ausencia de los 4 elementos introduce 2 "gaps" de agua en la caja, que aparecen al retirar la barra (Fig. 12). El estudio de las barras de control comprende no solo el valor de las reactividades sino también el tipo de perturbación que produce su ubicación y desplazamiento.

En este caso interesa conocer la modificación que produce en el flujo neutrónico la ausencia de los 4 elementos (es decir, los "gaps" de agua). Para éste se hizo una medición de la distribución del flujo en la caja de elementos combustibles mediante la técnica de activación.

Las hojuelas (de Mn, 3 mm de diámetro y 5 mg de peso) se colocaron exactamente en el centro del elemento y con separadores se consiguió que quedaran equidistantes entre elementos combustibles como se indica en figura 13.

En este caso la convergencia no es tan buena, pero aproximadamente resulta el mismo α_c , y concuerda también con la medición directa (Exp. N° 14, Tabla VI).

La Tabla VII da idea de que los resultados obtenidos mediante el método III simplificado deben ser aproximados a los exactos, puesto que concuerdan con los del método II. Para que los valores según método I ($\beta = \frac{\alpha}{\alpha_c} - 1$) se aproximen a los del método III simplificado ($\beta = \frac{AR}{H_0 \alpha}$) es necesario tomar el menor α_c posible. Si se adopta $\alpha_c = 105 \text{ seg}^{-1}$ (Exp. No. 14, Tabla IV) se obtienen los resultados de Tabla VIII.

Tabla VIII

Barras	$\alpha \text{ (seg}^{-1}\text{)}$ <i>Mét. Gráfico</i>	$\beta = \frac{AR}{H_0 \alpha}$	$\beta = \frac{\alpha}{\alpha_c} - 1$ $\alpha_c = 105 \text{ seg}^{-1}$
B1	140	.40	.33
B2	135	.59	.29
B3	135	.52	.29
B4	140	.47	.33
B5	161	.80	.53
B2+B4	175	.98	.67
B2+B4+B5	213	1.72	1.01
Todas	263	2.50	1.50

Se observa que las reactividades resultan bastante menores según método I. Se intentó medir nuevamente α_c por interpolación utilizando la B5. En Fig. 5 se muestra el gráfico obtenido aplicando método Pierls y $\Delta t = 650 \text{ } \mu\text{seg.}$

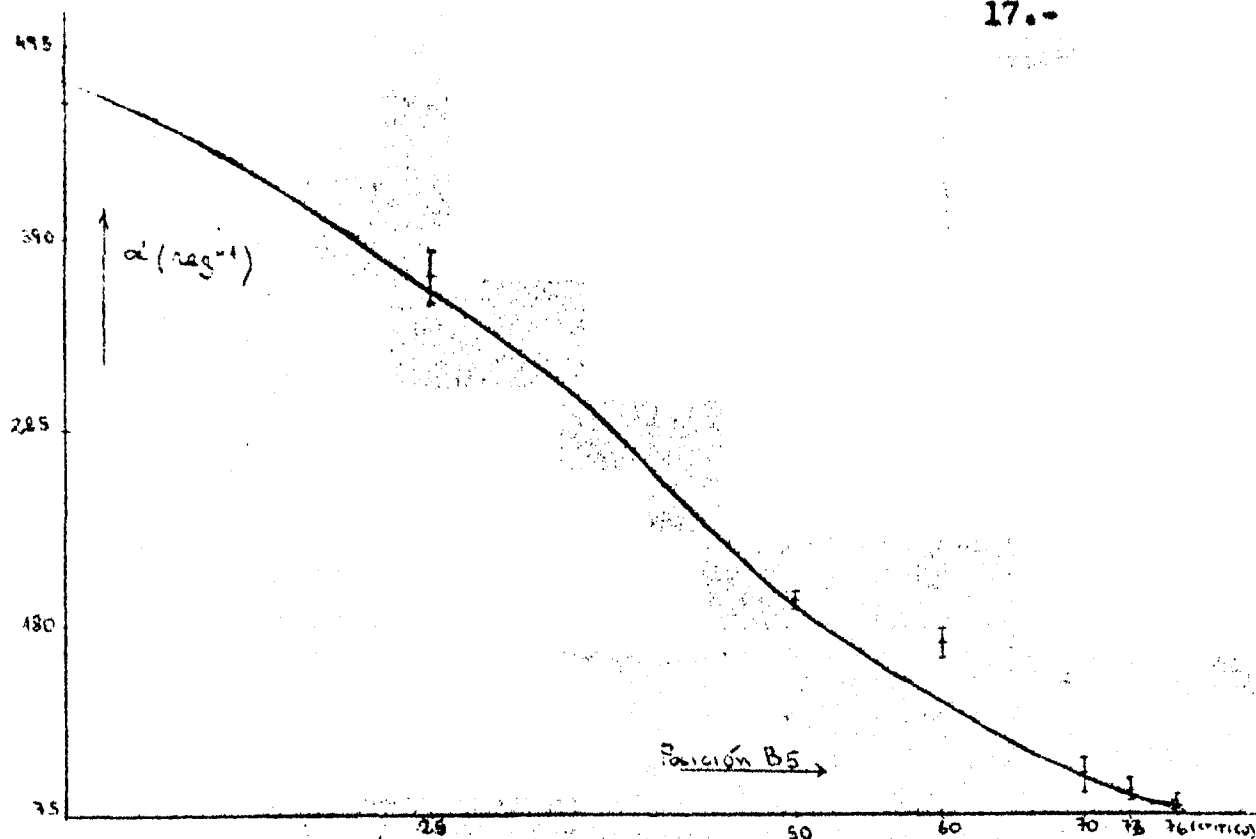


Fig. 5

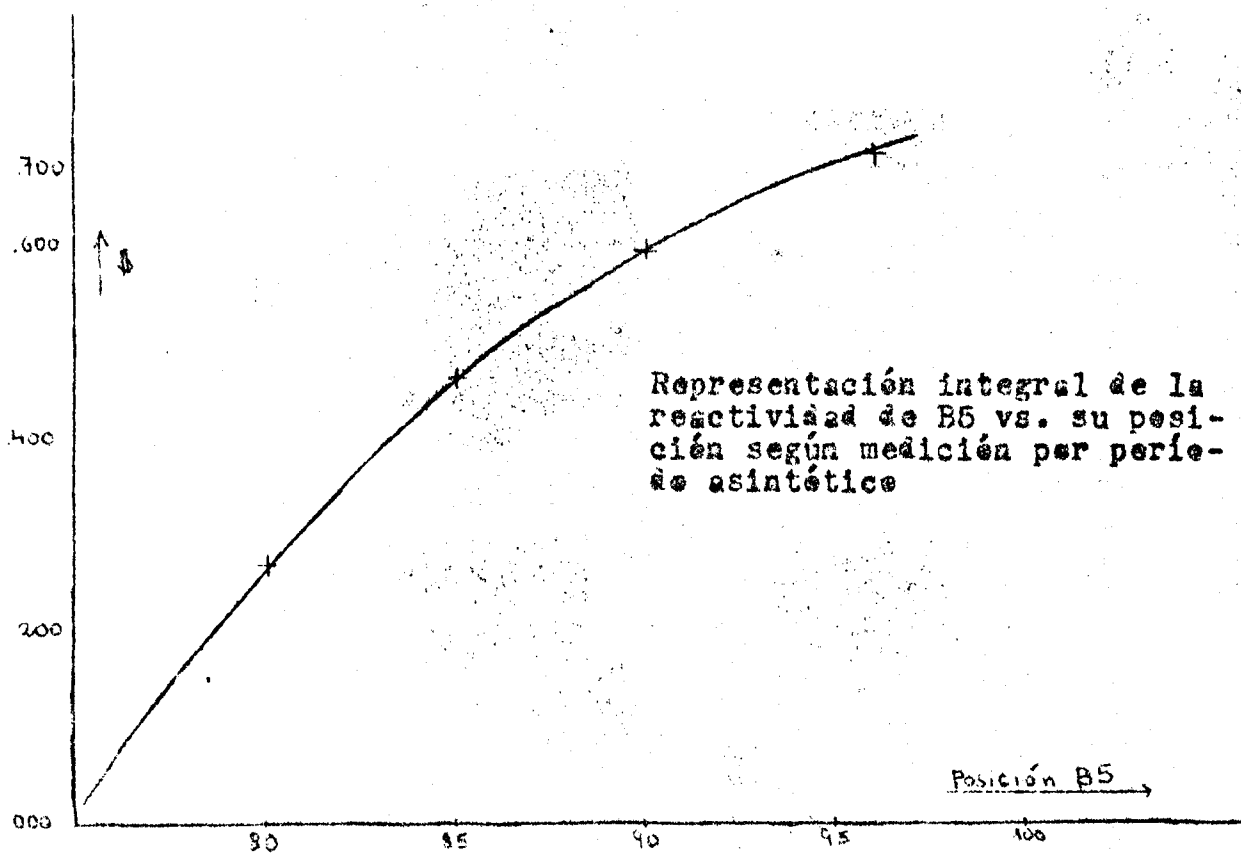


Fig. 6

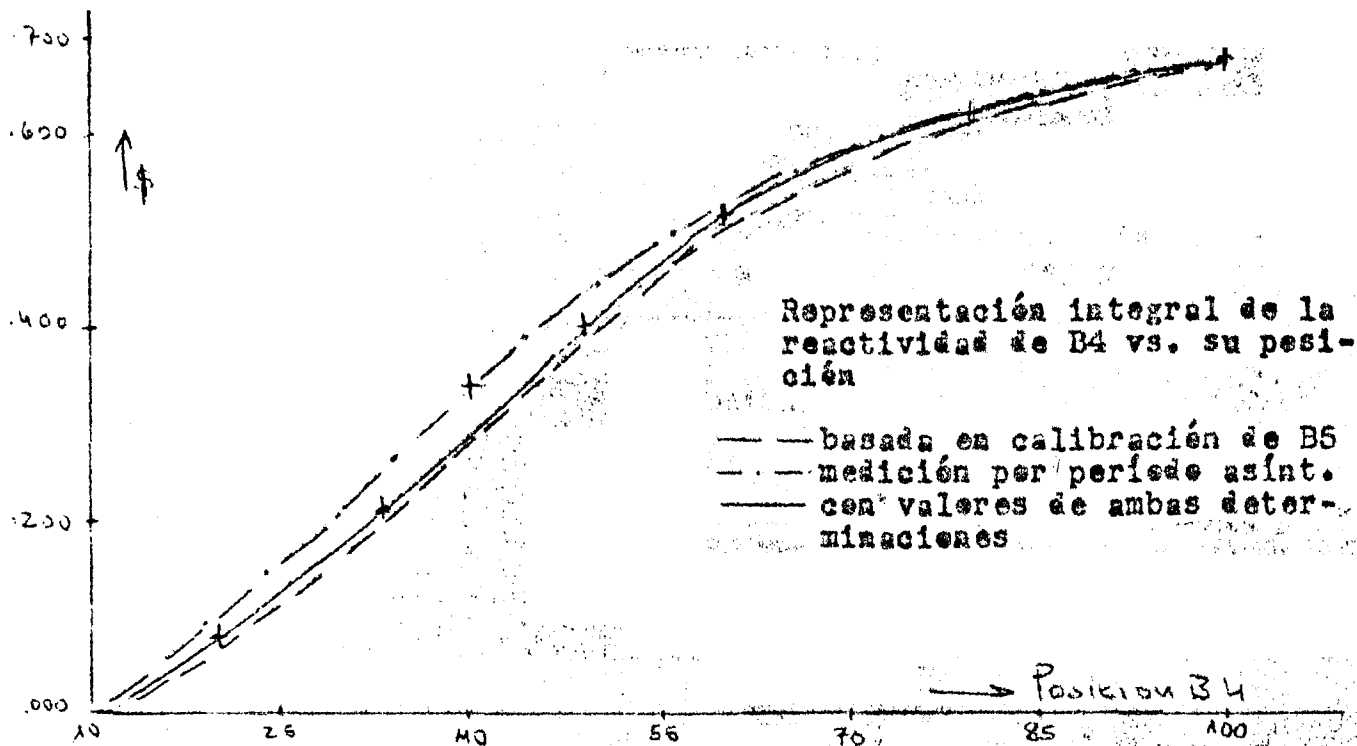


Fig. 8

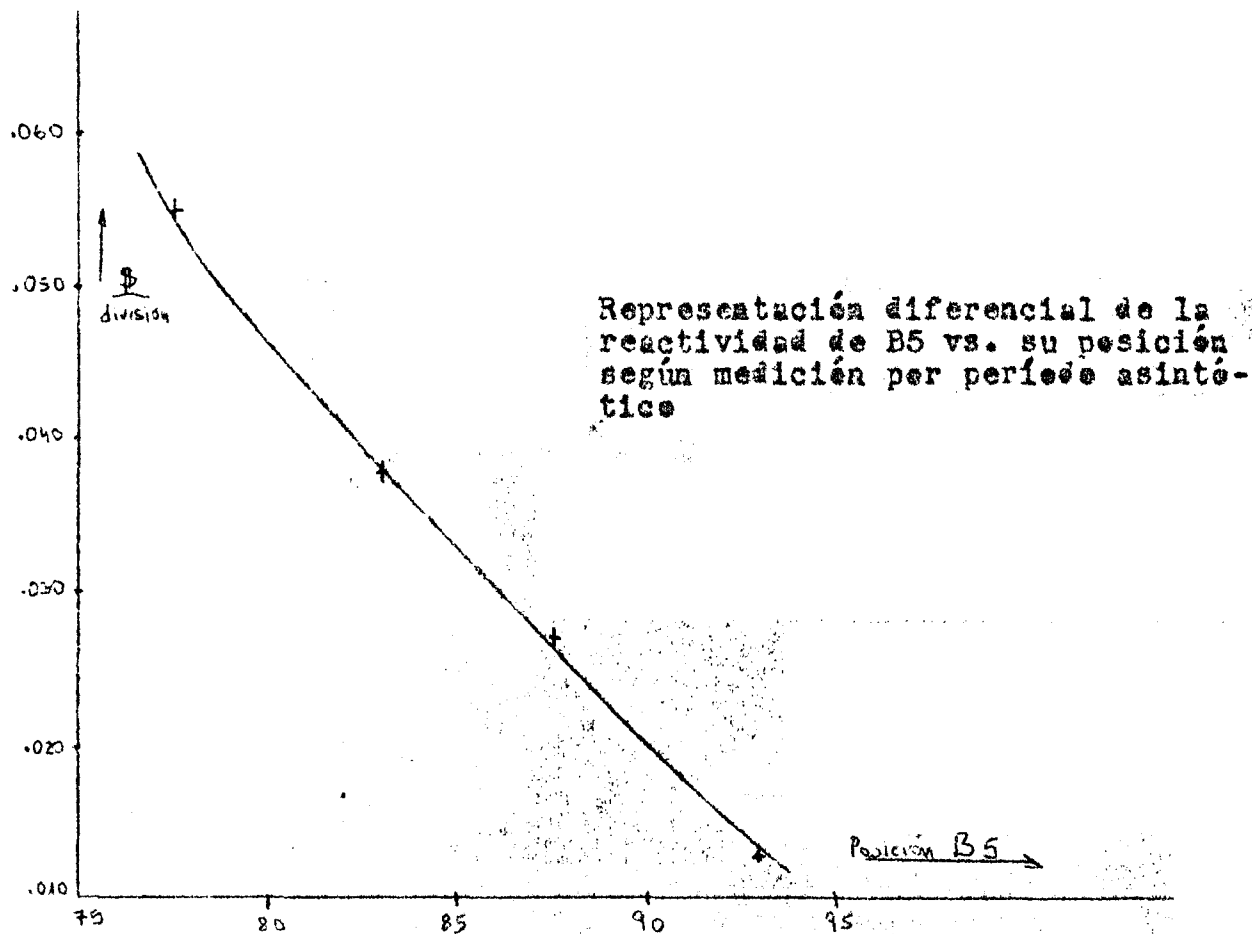


Fig. 7

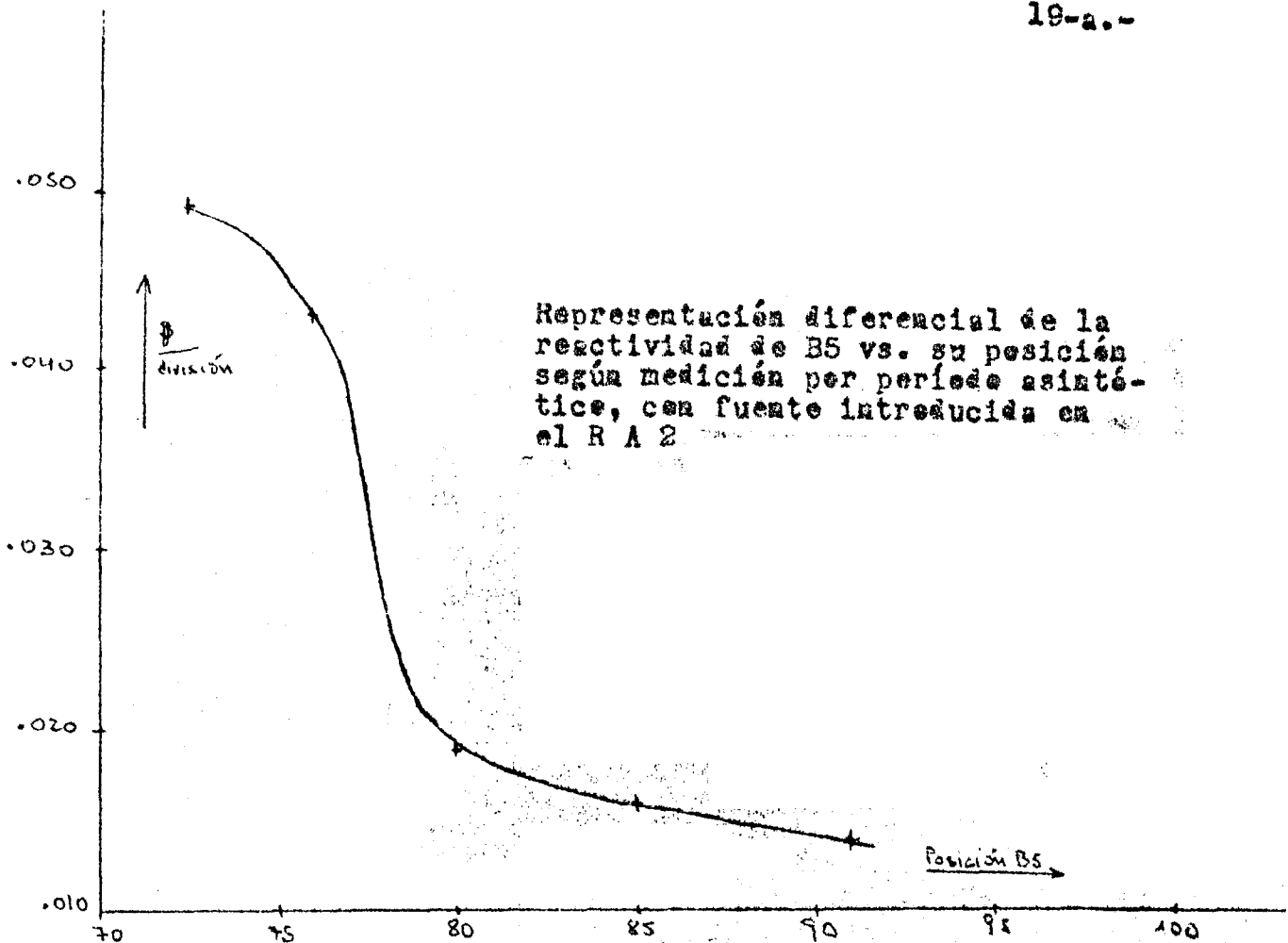


Fig. 9

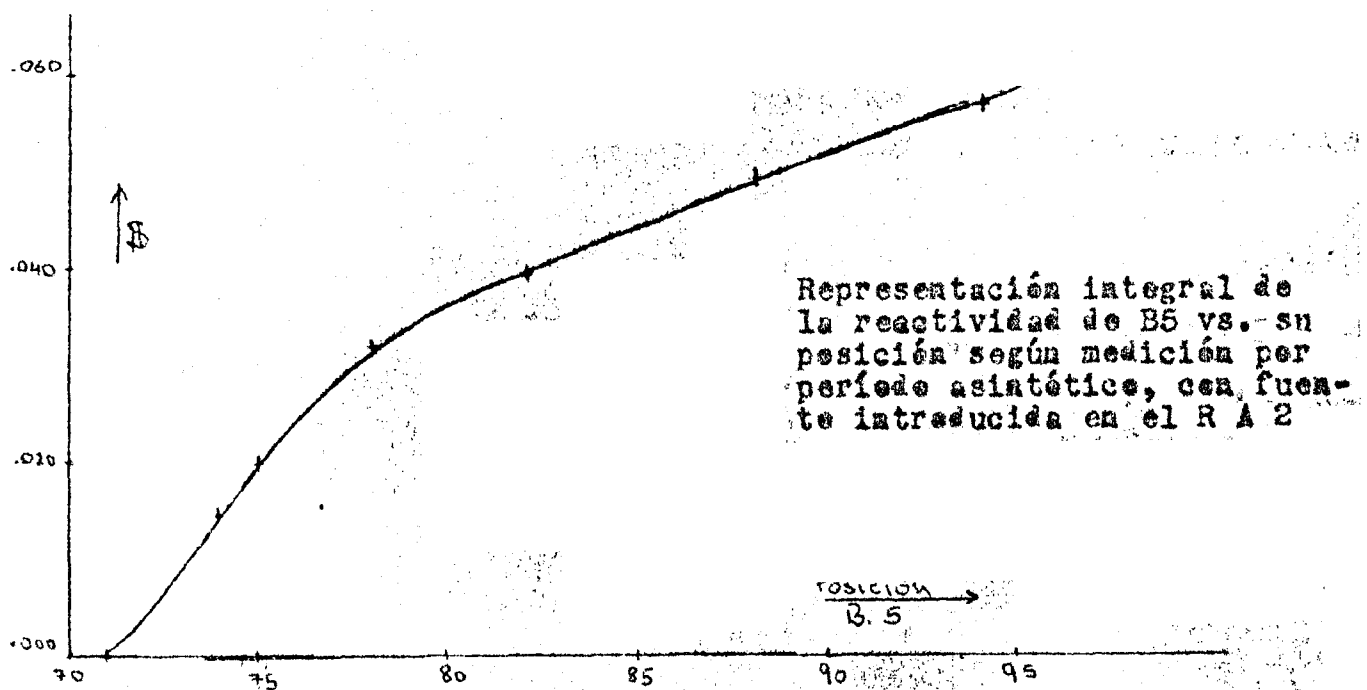


Fig. 10

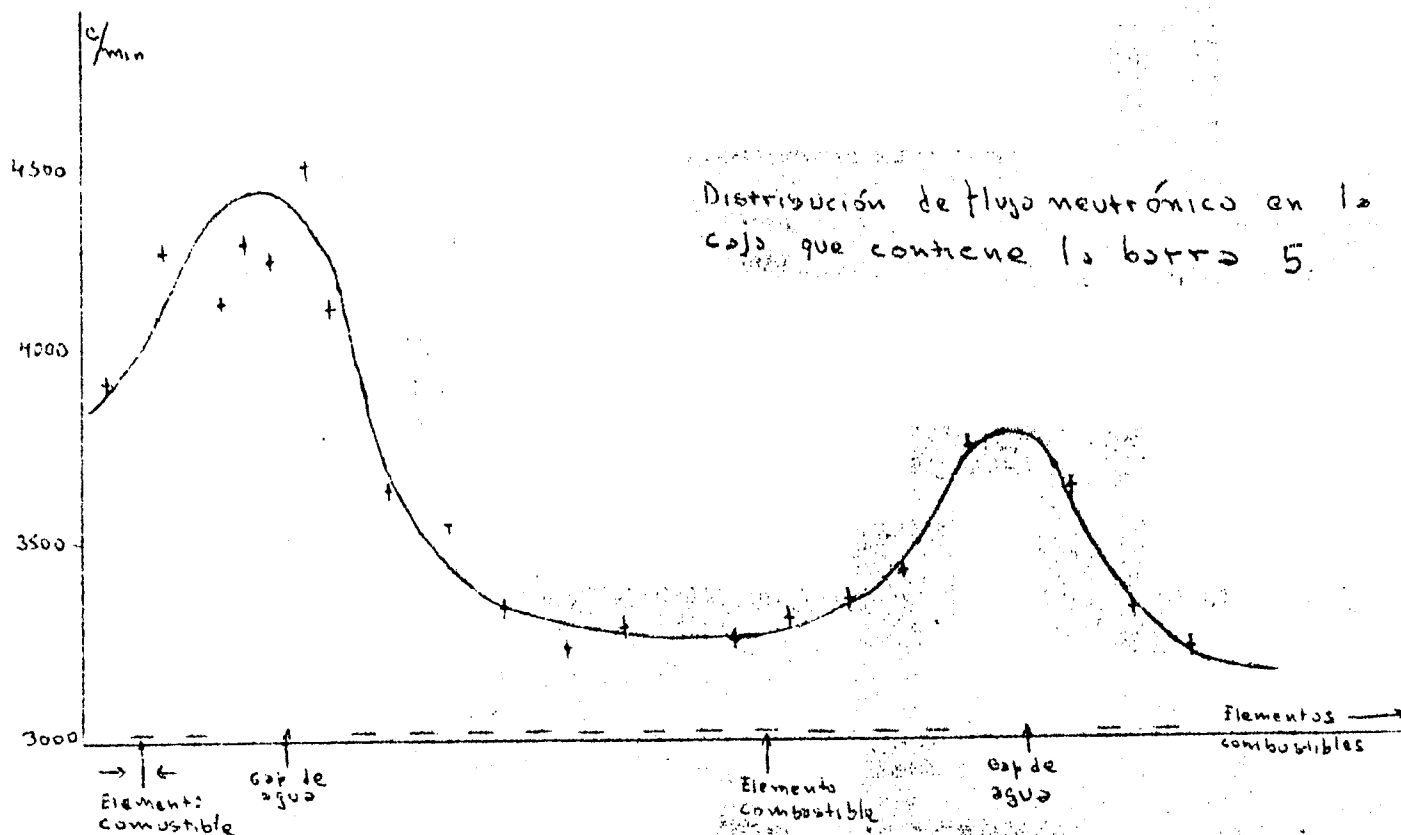


Fig. 14

Nota: En los gráficos anteriores la lectura de la posición de B5 debe ser corregida sustrayéndole 4 unidades a cada valor.

CONCLUSIONES

Los programas para calcular mediante computadora a la constante de decaimiento del modo fundamental (α) y al parámetro α_0 en el método de Carrelis-Russell, parecen ser los últimos pasos para entrar en la etapa de elaboración concreta y confiable de valores de reactividad mediante el uso de la fuente pulsada de neutrones, aplicando los distintos métodos mencionados precedentemente. Consecuentemente la labor de los próximos meses estará preferentemente dirigida a la redacción y puesta a punto de estos programas, tarea que ya se ha iniciado. Es necesario decidir aún el tipo de computadora que se utilizará, a fin de adecuar el lenguaje y suministro de datos correspondientes.

También se harán nuevas mediciones del flujo neutrónico mediante el método de activación tendientes a apreciar la perturbación introducida por los distintos tipos de barras ensayados, tratando de obtener resultados menos dispersos que los actuales.

REFERENCIA BIBLIOGRAFICA

- 1.- Gezani, T., et al., Pulsed Neutron Research, IAEA, II (1965)49.-
- 2.- Garellis, E. and Russell, Jr., J.L., Nucl. Sci. Eng. 16(1963)263.-
- 3.- Scott, A.S., Trans. Am. Nucl. Sec., 8, 278(1965).-
- 4.- Pieroni, M., Rapoport, H., Ricabarra, G., Inf. N° 1, Julio-Agosto 1966.-
- 5.- Gezani, T., et al., Trans. Am. Nucl. Sec. 8, 434(1965).-