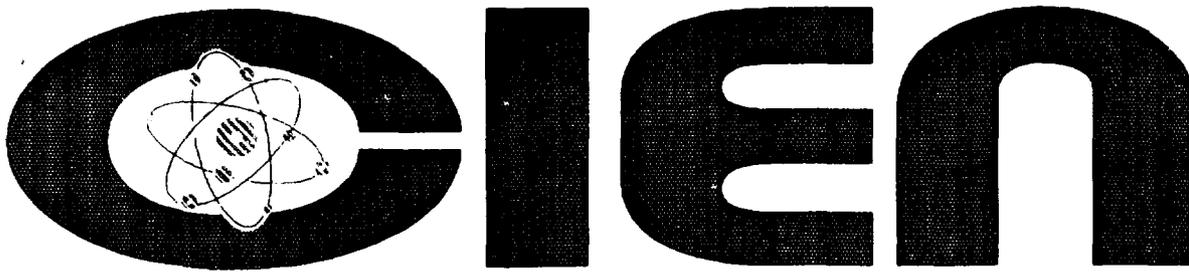




CU9700451

11-97



IMPLEMENTACION DEL ANALISIS POR ACTIVACION NEUTRONICA EN EL
MULTIPLICADOR NEUTRONICO CS-ISCTN (segunda parte)

IMPLEMENTATION OF NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS IN THE NEUTRON
MULTIPLIER CS-ISCTN (second part)

Contreras, R.; Herrera, E.; Ixquiac, M.; Hernandez, O.;
Diaz, O.; Lopez, R.; Manso, M.V.
Padron, G.
D'Alessandro, K:

*
**

- * Instituto Superior de Ciencias y Tecnologias Nucleares, La Habana. Cuba
- ** Instituto Superior Politecnico, Pinar del Rio. Cuba
- *** Centro de Isotopos, Habana. Cuba

La Habana, Cuba
1997

**POOR QUALITY
ORIGINAL**

VOL 28 No 13

IMPLEMENTACION DEL ANALISIS POR ACTIVACION NEUTRONICA EN EL MULTIPLICADOR NEUTRONICO CS-ISCTN (segunda parte).

**R. CONTRERAS¹, E. F.HERRERA, M. IXQUIAC¹, O. HERNANDEZ¹,R. LOPEZ,
O. DÍAZ, G. PADRON², K. D'ALESSANDRO³, I. ALVAREZ, M.V. MANSO**

Instituto Superior de Ciencias y Tecnología Nucleares
Ave. Salvador Allende eq. Luaces, Habana, Cuba

¹Universidad de San Carlos, Ciudad de Guatemala

²Instituto Superior Politécnico de P. del Río

³Centro de Isótopos
Autopista nacional, km 31/2 . Pedro PI, Habana Cuba

1997

Subject Categories E3600

Key-Words: Neutron Activation Analysis: Q1, Subcritical Assemblies: M1,
Standardization, Neutron Flux, Gamma Spectroscopy, Sources, Design

IMPLEMENTACION DEL ANALISIS POR ACTIVACION NEUTRONICA EN EL MULTIPLICADOR NEUTRONICO CS-ISCTN (segunda parte).

R. CONTRERAS¹, E. F. HERRERA, M. IXQUIAC¹, O. HERNÁNDEZ¹, R. LOPEZ,
O. DÍAZ, G. PADRÓN², K. D'ALESSANDRO³, I. ALVAREZ, M.V. MANSO

Instituto Superior de Ciencias y Tecnología Nucleares (ISCTN)
Ave. Salvador Allende eq. Luaces, Habana, Cuba

¹Universidad de San Carlos, Ciudad de Guatemala

²Instituto Superior Politécnico de P. del Río

³Centro de Isótopos
Autopista nacional, km 31/2. Pedro PI, Habana Cuba

RESUMEN

En este trabajo se determinan los límites de detección de 32 elementos, una vez que se conocen y se califican experimentalmente a las componentes del flujo de neutrones en la posición de irradiación del multiplicador neutrónico CS-ISCTN. El control del valor del flujo térmico se realizó comparando los resultados experimentales de éste, obtenidos por medio de tres convenciones usadas en la actualidad para la determinación de la velocidad de reacción por unidad de núcleo del blanco, con el resultado teórico calculado con anterioridad.

ABSTRACT

The detection limit of 32 elements are determined after experimental evaluation of the neutron flux components in the irradiation position of the neutron multiplier CS-ISCTN. The control of the thermal flux was carry up, comparing the experimental results obtained through three convention used to determination of the reaction rate, with the theoretical obtained before.

INTRODUCCION

Para conocer qué niveles de detección de los elementos pueden lograrse usando al multiplicador de neutrones o conjunto subcrítico del ISCTN (CS-ISCTN) como irradiador de muestras y de esa forma llevar a cabo el análisis por activación neutrónica instrumental (AANI), es necesario conocer experimentalmente los valores de las componentes del flujo neutrónico rápido, epitérmico y térmico en la posición de irradiación (PI) [1]. La determinación experimental del flujo neutrónico está asociada directamente a los métodos absolutos de análisis y por tanto a la necesidad de determinar de una manera eficiente la velocidad de reacción por unidad de núcleo del blanco (R) [2]. El modo más general de evaluar a R es por medio de la integración de las funciones del espectro neutrónico del irradiador y la sección de absorción del elemento irradiado en todo el rango energético de los neutrones:

$$R = \int_0^{\infty} \sigma_a(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE \quad (1)$$

Sin embargo, este procedimiento es difícil, ya que la forma del espectro neutrónico no sólo varía en dependencia del tipo de irradiador empleado, sino que depende también de la ubicación de la PI en el irradiador, sin contar con que la distribución de la función $\sigma_a(E)$ también es bastante compleja en todo el

rango energético. Por esta causa, para determinaciones rápidas de los parámetros de una instalación nuclear se ha recurrido a convenciones que simplifican mucho el cálculo de R.

En este trabajo se lleva a cabo la determinación experimental de todas las componentes de flujo por tres convenciones diferentes. Los valores de los flujos térmicos son comparados con los obtenidos teóricamente, para hacer un control de los resultados. Por último, se muestran los cálculos de los límites de detección de 32 elementos obtenidos en las condiciones de irradiación del CS-ISCTN

EXPRESION PARA LA DETERMINACION EXPERIMENTAL DE LOS FLUJOS

La expresión usada para la determinación experimental de cualquier componente del flujo del campo neutrónico creado alrededor de una posición de irradiación, se obtiene despejando el flujo a partir de la función de respuesta del detector de la radiación gamma emitida por un monitor activado con neutrones en la dicha posición. En dependencia de las secciones térmicas, resonantes, o rápidas del monitor empleado, así será el tipo de flujo que se esté midiendo[3]:

$$A_{nc} = \frac{0,6 \cdot \gamma \cdot \Theta \cdot \varepsilon_p \cdot R \cdot S \cdot D \cdot C \cdot m \cdot t_v}{W} \quad (2)$$

donde:

A_{nc} es la actividad neta corregida por tiempo muerto, coincidencias reales y aleatorias para reacciones (n, γ) ó (n,p)

W peso atómico del elemento

γ intensidad relativa de la radiación gamma

Θ abundancia isotópica

ε_p eficiencia del pico de absorción total del detector

R velocidad de la reacción por unidad de núcleo del blanco en dependencia del tipo de reacción seleccionada

S factor de saturación $[1 - \exp(-\lambda \cdot t_i)]$, t_i tiempo de irradiación

D factor de decaimiento $\exp(-\lambda \cdot t_d)$, t_d tiempo de decaimiento o enfriamiento

C factor de conteo $[1 - \exp(-\lambda \cdot t_r)] / \lambda \cdot t_r$, t_r tiempo real

m masa del monitor

t_v tiempo vivo

TIPOS DE CONVENCIONES PARA LA DETERMINACION DE R EMPLEADAS EN ESTE TRABAJO

• Determinación del flujo de los neutrones rápidos

La determinación experimental del flujo de neutrones rápidos es muy sencilla, pues se obtiene a través de aquellos elementos con secciones para reacciones (n,p) relativamente altas (milibarns). No aparecerá en este caso ninguna interferencia con otra zona energética de los neutrones, ya que la región de Watt de los neutrones de fisión está muy bien definida. Sin embargo,

debe aclararse que no es sencillo delimitar que fracción de los neutrones rápidos detectados en la PI corresponde a los de fisión en el combustible y cual proviene de las fuentes radioisotópicas. La forma de R será entonces :

$$R = \sigma(n, p) \cdot \Phi_{rap} \quad (3)$$

por lo que sustituyendo (3) en (2) y despejando Φ_{rap} queda:

$$\Phi_{rap} = \frac{A_{nc} \cdot W}{0,6 \cdot \gamma \cdot \Theta \cdot \epsilon_p \cdot \sigma_{(n,p)} \cdot S \cdot D \cdot C \cdot m \cdot t_v} \quad (4)$$

• Determinación del flujo de los neutrones térmicos y epitérmicos

La Determinación de cualquiera de las componentes de neutrones térmicos y epitérmicos en la PI es un poco más complicada que en el caso de los neutrones rápidos, ya que ambas regiones energéticas del espectro neutrónico si interfieren. Como ya fue explicado, para no recurrir al cálculo de R por medio de la integral (1) es preferible recurrir a las convenciones que se usan en la determinación de la función de respuesta del detector a la radiación gamma proveniente de la reacción (n,γ).

La primera de las convenciones para la determinación de R fue propuesta por Westcott en 1955 [4], seguida de la de Stoughton y Halpering en 1959 [5] y por último la de Høgdahl en 1965 [6]. Estas convenciones no fueron, en sus inicios concebidas para ser aplicadas en el AANI, sino para la determinación de algunos datos nucleares necesarios en la Física de los reactores. En la actualidad se han introducido nuevas convenciones para ser usadas en el análisis por activación instrumental paramétrico (AANIP) como es el caso de la de Smakhtin [7] en 1991 o la de Blaauw [8] en 1993.

La aplicación del AANI relativo o comparativo no necesita del conocimiento de R, mientras que no puede dejarse de tener en cuenta en el AANIP.

El primero en introducir el método paramétrico del AANIP fue Giradi en 1965 usando como convención el simple producto de la sección y el flujo térmicos $\sigma_0 \cdot \Phi_{Th}$ [9]. No fue hasta 1975 que se introduce la de Stoughton-Halpering por Simonit al implementar el método de estandarización k_0 [10] la que posteriormente fue cambiada por la de Høgdahl.

En 1993, De Corte [11] hace un intento por recurrir a la convención original de Westcott, pero considerando la dependencia energética del flujo epitérmico como $E^{-(1+\alpha)}$ según el trabajo de Ryves [12], llamándole a la nueva convención: Modificada de Westcott. El parámetro α representa la pendiente de la caída epitérmica en el espectro del flujo neutrónico en la PI, y su valor tiene una extraordinaria importancia para la interpretación de las características físicas del irradiador.

En 1996 Herrera [3] realiza algunas transformaciones a la convención de Stoughton-Halpering previamente modificada por Ahmad [13] introduciendo cambios en la magnitud de corrección de la ley $1/v$ entre las energías de corte epitérmicas y cádmicas y considerando los nuevos valores $Q_0(\alpha)$ que

relacionan las integrales de resonancia $I_0(\alpha)$ y las secciones medias de activación térmicas σ_0 .

En el presente trabajo se comparan los valores de flujo térmico obtenidos por medio de la magnitud R de acuerdo a tres de las convenciones mencionadas (Høgdahl, Westcott Modificada y Stoghton-Halpering Modificada), tomando como referencia el valor del flujo teórico obtenido para determinada configuración fuente combustible del CS-ISCTN:

CONVENCIONES PARA LA DETERMINACION DE R (n, γ)	
Høgdahl	$R = \sigma_0 \cdot \Phi_{th} \cdot (C_{abT} + C_{abE} \cdot f^{-1} \cdot Q_0(\alpha))$ (5)
Westcott Modificada	$R = \sigma_0 \cdot \Phi_{th} \cdot \left(C_{abT} \cdot g(T_n) + C_{abR} \cdot r(\alpha) \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} \cdot s_0(\alpha) \right)$ (6)
S-H-M.	$R = \sigma_0 \cdot \Phi_{th} \cdot \left(C_{abT} \cdot g(T_n) + C_{abE} \cdot f^{-1} \cdot [f_1(\alpha) \cdot g(T_n) + Q_0(\alpha) + W'(\alpha, T_n)] \right)$ (7)

En las expresiones (5,6 y7):

R es la velocidad de la reacción (n, γ) por unidad de núcleo del blanco
 σ_0 sección de captura radiativa media para los neutrones con velocidades medias de 2200 m s^{-1}

$Q_0(\alpha)$ es la relación $I_0(\alpha)/\sigma_0$, donde $I_0(\alpha)$ es la integral de resonancia diluida entre las energías de corte cádmico y el ∞ (ver expresión de $Q_0(\alpha)$ más abajo)

Φ_{th} es el flujo de neutrones térmicos

C_{abT} es el coeficiente de autoblandaje a los neutrones térmicos*

C_{abE} es el coeficiente de autoblandaje a los neutrones epitérmicos*

C_{abR} es el coeficiente de autoblandaje a los neutrones resonantes y cuyo valor se obtiene por medio de $C_{abR} = C_{abE} + \epsilon (C_{abE} - 1)$

$f = \Phi_{th}/\Phi_{epi}$ relación de los flujos térmicos y epitérmicos. Esta magnitud junto con α representan los parámetros más importante para la caracterización de la PI

$s_0(\alpha) = \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} Q_0 - 0.484 \right] \bar{E}_r^{-\alpha}$ es la integral de resonancia modificada [11 y 14]

$\bar{E}_r^{-\alpha}$ es la energía efectiva de resonancia [14]

$r(\alpha) \sqrt{\frac{T_n}{T_0}}$ es el índice espectral modificado y representa la fracción de neutrones térmicos del total

$W'(\alpha, T_n)$ es la corrección de alejamiento de la ley $1/v$ entre las energías de corte epitérmicas y cádmicas [3]

$f_1(\alpha)$ es el borde $1/v$ entre las mismas energías que se determina $W'(\alpha, T_n)$ *

$g(T_n) = \frac{2}{\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{E} \cdot \sigma_0} \int_0^{\infty} \sqrt{E} \cdot \alpha(E) \cdot \sqrt{\frac{E}{E_{T_n}}} \cdot e^{-\left(\frac{E}{E_{T_n}}\right)} \cdot \frac{dE}{E_{T_n}}$ es el factor de Westcott y sus valores para todos los elementos están reportados en tablas para $T = 20^\circ \text{C}$

* Corregidos por efecto Doppler

Para cualquiera de las tres convenciones se considera que el flujo total de neutrones lentos viene dado por la suma de los flujos térmicos y epitérmicos:

$$\Phi_{Tot} = \Phi_{Th} + \Phi_{Epi} \quad (8)$$

de modo que conociendo $f = \Phi_{Th}/\Phi_{Epi}$, se pueden determinar cualquiera de las componentes de flujo, una vez que el valor de R de (5,6 y 7) de sustituye en (2) y se despeja al flujo térmico:

$$\Phi_{Tot} = \left(\frac{1+f}{f} \right) \cdot \Phi_{Th} \quad (9)$$

$$\Phi_{Epi} = f^{-1} \cdot \Phi_{Th} \quad (10)$$

DETERMINACION DE LOS PARAMETROS f , α Y $r(\alpha)\sqrt{\frac{T_n}{T_0}}$

La determinación de los parámetros f , α y $r(\alpha)\sqrt{\frac{T_n}{T_0}}$, no está dentro de los objetivos de este trabajo, pero fueron obtenidos, en todos los casos, por el método de la relación cádmica descrito en [3, 11, 14, 15 y 16], usando la convención correspondiente.

Las expresiones de f usadas en este trabajo son las siguientes:

Høgdal
$$f = (F_{Cd} \cdot R_{Cd} - 1) \cdot \frac{C_{abE}}{C_{abT}} \cdot Q_0(\alpha) \quad (8)$$

S-H-M
$$f = (F_{Cd} \cdot R_{Cd} - 1) \cdot \frac{C_{abE}}{g(T_n) \cdot C_{abT}} \cdot (f_1(\alpha) \cdot g(T_n) + Q_0(\alpha) + W(\alpha, T_n)) \quad (9)$$

Para el caso de la convención de Westcott Modificada, De Corte [15] le da al índice espectral el sentido físico de f^{-1} , pero esto solamente es válido en el caso de que la PI esté lo suficientemente termalizada ya que f^{-1} representa el número de neutrones epitérmicos respecto al de los térmicos, mientras que el índice espectral representa el número de neutrones epitérmicos respecto al total. La forma en que fue calculado el índice espectral en este trabajo fue:

$$r(\alpha)\sqrt{\frac{T_n}{T_0}} = \frac{g(T_n) \cdot C_{abT}}{F_{Cd} \cdot R_{Cd} \cdot \left[\frac{(1eV)^{-\alpha} \cdot g(T_n)}{(2\alpha + 1) \cdot E_{Cd}^{-\alpha}} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} W'(\alpha) + s_0(\alpha) \cdot C_{abR} \right] - s_0(\alpha) \cdot C_{abR}} \quad (10)$$

En las expresiones (8, 9 y 10):

F_{Cd} es el factor de transparencia epicádmica y

$R_{Cd} = A_{sp}/(A_{sp})_{Cd}$ es la relación cádmica.

$A_{sp} = (A_{nc}/t_v)/(S.D.C.m)$ es la razón de conteo específica

Según puede deducirse de [15], el valor de f sería:

$$f = \sqrt{\frac{\pi \cdot \mu \cdot T_n}{16 \cdot T_0}} \cdot (1 + 2\alpha) \cdot (\mu \cdot k \cdot T_n)^\alpha (1eV)^{-\alpha} \cdot \left(r(\alpha)\sqrt{\frac{T_n}{T_0}} \right)^{-1} \quad (11)$$

En todas estas expresiones la magnitud R_{Cd} se conoce como relación cádmica y se puede determinar por medio de:

$$R_{Cd} = \frac{A_{sp}}{(A_{sp})_{Cd}} \quad (12)$$

El valor de α para las tres convenciones fue aproximadamente el mismo. Como es de esperar, debido a que se trabaja con una PI muy cercana a las fuentes radioisotópicas, el valor de α se encuentra en los límites de dureza epitérmica, o sea $\alpha = -0.2$

RESULTADOS EXPERIMENTALES DE LOS FLUJOS

En la figura 1 se muestra la configuración de la posición de irradiación dentro del CS-ISCTN. Fueron usadas seis fuentes: A, C, E, y F de Pu-Be y B y D de Am-B.

Como el flujo se determinó usando la relación cádmica, a través de las tres convenciones mencionada para cada uno de los monitores, se introduce el concepto de posición media de irradiación. Este concepto se tuvo en cuenta para la determinación teórica del flujo térmico.

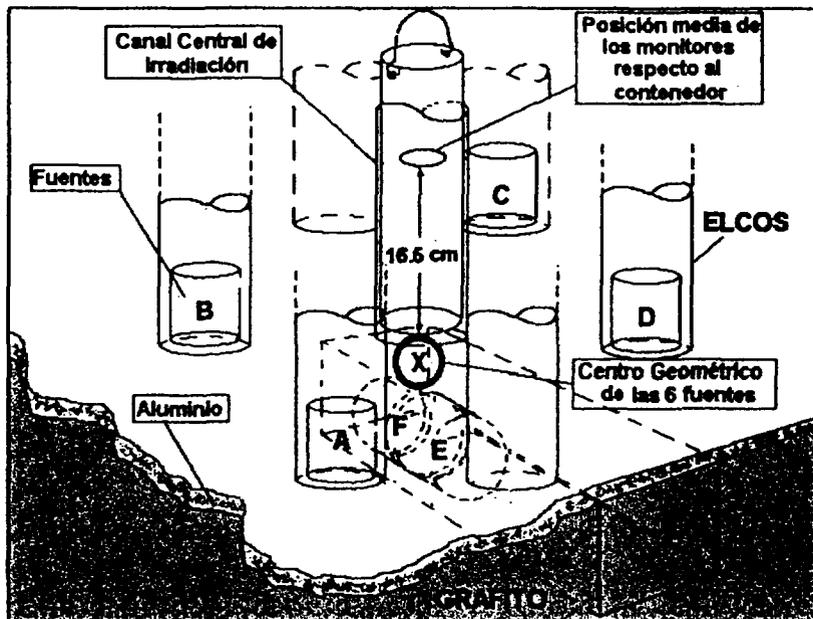


Fig 1 Configuración de irradiación de los monitores de flujo en el CS-ISCTN empleando seis fuentes de neutrones que están colocadas en el fondo del tanque de moderación

En la figura 2 se observa con más detalle como fueron colocados dentro del contenedor de plástico.

El contenedor de cadmio de la figura 2, es un cilindro con paredes de 1 mm de espesor con un radio de 2 cm y una altura de 5 cm dentro del cual fueron colocados ocho monitores de Zr, Ti, Ni, In, Au, Co y Ta, separados entre sí por pequeñas almohadillas de espuma plástica, para mejorar la geometría de irradiación. En la parte inferior de la envoltura cilíndrica de cadmio fueron colocados ocho monitores más, del mismo tipo, pero desnudos, para poder determinar la relación cádmica con cada uno de ellos. En este caso también se separaron por almohadillas de espuma plástica. Las dimensiones aproximadas de los cilindros de 0.5 cm de radio por 0.1 cm de alto.

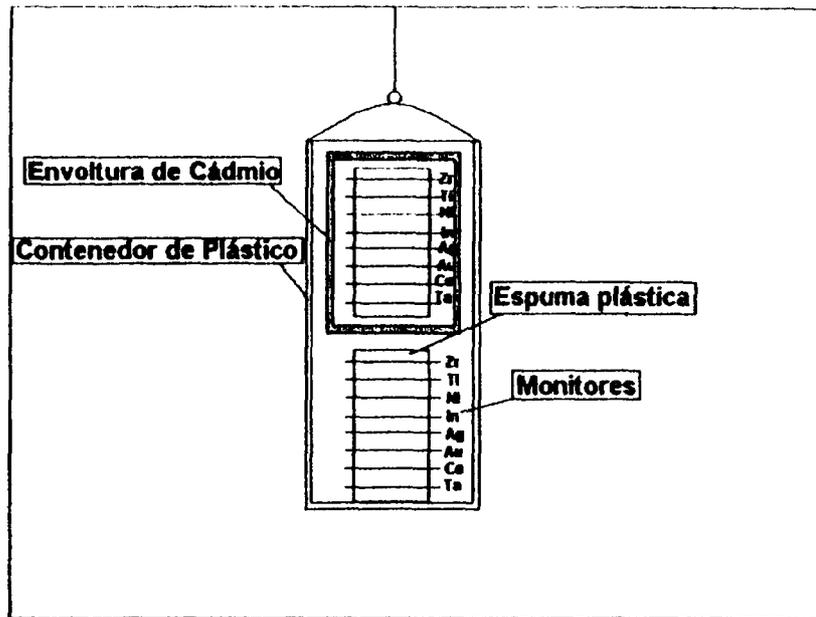


Fig 2 Disposición de los monitores dentro del contenedor de plástico

El tiempo de irradiación de los monitores fue de 13 días, después de los cuales fueron extraídos uno por uno los monitores para poder medir la señal de retardo de la radiación gamma emitida por cada una de ellos.

El sistema de detección de la radiación gamma consistió en un sistema de detección de la firma francesa INTERTECHNIC, con amplificador modelo 7200, una fuente de alto voltaje, modelo 761 y un ADC SILENA de 8k canales modelo 7411, conectados todo a un rack INTERTECHNIC modelo 7000H.

La resolución del detector de HPGe fue de 3.9 keV en la línea de 1332.4 keV del ^{60}Co .

A continuación se muestran los resultados experimentales de las diferentes componentes del flujo neutrónico en la PI del CS-ISCTN.

• Determinación del flujo de neutrones rápidos

Para determinar el valor del flujo de neutrones rápidos se usaron monitores de níquel y titanio desnudos, ya que poseen secciones para la formación de la reacción (n,p) relativamente grandes. En la Tabla 1 se muestran las reacciones escogidas para los isótopos de estos elementos:

Tabla 1 Datos de las reacciones (n,p) analizadas para la determinación del flujo de neutrones rápidos

Reacción	Abundancia isotópica θ	Sección $\sigma_{(n,p)}$ (mb)	$T_{1/2}$ días	E_{γ} (keV)	Probabilidad de emisión (%)
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	0.7380	0.272	1.821	938.52	1.000
				1037.52	0.9750
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	0.6827	113.0	70.820	810.77	0.9995

* Tomados de [17]

El flujo de neutrones rápidos fue determinado a partir de la expresión (4). Los resultados de los valores de esta componente de flujo con sus errores se muestran en la Tabla 2.

Tabla 2 Flujos de neutrones rápidos para la PI del CS-ISCTN

Reacción	Peso de la lámina (mg)	línea escogida (keV)	Φ_r (n cm ⁻² s ⁻¹)
⁴⁸ Ti(n,p) ⁴⁸ Sc	148.7	1037.52	$(3.4 \pm 1.1) \times 10^5$
⁵⁸ Ni(n,p) ⁵⁸ Co	54.6	810.77	$(1.3 \pm 0.2) \times 10^5$

La estadística de las áreas netas en ambos casos fue deficiente, ya que el tiempo de irradiación fue de 13 días. Los errores en la determinación de los flujos fueron de 32 y 15 % para los monitores de titanio y níquel respectivamente.

• Determinación de los flujos térmicos y epitérmicos

Como se explicó al inicio de este trabajo, no existe ningún elemento que responda solamente a la activación con neutrones térmicos o epitérmicos, por separado. En cualquier caso existen componentes para ambas ramas energéticas de los neutrones. Tanto la sección media de activación de los elementos con neutrones térmicos ($v_0 = 2200 \text{ m s}^{-1}$ ó $E_0 = 0.0253 \text{ eV}$) o la integral de resonancia, son propiedades de los elementos y no del campo neutrónico del irradiador. Sin embargo, la determinación de la relación cádmica ó la relación de los flujos térmicos y epitérmicos varía más o menos fuertemente con el tipo de monitor. Esto no debería ocurrir así, ya que ambas magnitudes responden a las características del campo neutrónico del irradiador y no a las propiedades de determinado elemento. En todos los trabajos que tratan al AANIP, este problema es resuelto considerando la no idealidad del espectro epitérmico, o sea considerando que la dependencia de esta parte del espectro es del tipo:

$$\phi'_e(E) \propto \frac{1}{E^{1+\alpha}} \quad (13)$$

donde α es conocido como parámetro de forma del espectro epitérmico.

En este trabajo α fue determinado por las tres convenciones comparadas siguiendo la metodología planteada en [14, 15 y 16] y su valor está cercano a -0.2 en el CS-ISCTN. Teniendo en cuenta que:

$$|\alpha| < 0.2$$

este valor extremo es lógico, ya que debido al aumento del número de fuentes radioisotópicas o semillas alrededor de la PI, la termalización es pobre (espectro epitérmico duro).

La no idealidad se corrige por medio de:

$$Q_0(\alpha) = (Q_0 - 0,429 \cdot g(T_n)) \cdot [E_r(\alpha)]^{-\alpha} + g(T_n) \cdot \frac{0,429 \cdot 1eV^\alpha}{(2\alpha + 1) \cdot 0.55^\alpha} \quad (14)$$

siendo Q_0 el valor de $Q_0(\alpha)$ para $\alpha = 0$.

La expresión (14) solamente es válida para la convención de S-H-M. Para la de Høgdahl sería exactamente igual, pero considerando que los factores de Westcott $g(T_n)$ serían igual a la unidad para la mayoría de los elementos. Para el caso de la convención de Westcott, $Q_0(\alpha)$ se convierte en $s_0(\alpha)$.

En la Tabla 3 se muestran los datos fundamentales de las reacciones (n,γ) sobre los monitores escogidos para la determinación de las componentes de flujo térmico y epitérmico. También aparecen las energías de los cuantos gamma y sus probabilidades de emisión. Se reporta el peso del monitor sin envoltura de cadmio (superior) y sin cadmio (inferior).

Tabla 2 Datos de las reacciones (n,γ) analizadas para la determinación de los flujos térmicos y epitérmicos.

Reacción	Abundancia isotópica (%)	Peso del monitor (mg)	Sección $\sigma_{(n,\gamma)}$ (b)	W (b)	\bar{E}_γ (eV)	$T_{1/2}$	E_γ (keV)	Probabilidad de emisión (%)
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	0.957(0.2)	227.4	157(3)	2638(4)	1.56(15)	54.15m(0.1)	138.33	3.29(3.6)
		185.6					417.02	29.2(4.9)
							818.72	11.48(3.7)
							1097.32	56.21(2.0)
							1293.43	84.40(2.0)
						1507.85	9.96(3.4)	
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	100(0)	97.1	98.65(0.9)	1550(1.6)	5.65(7.1)	2.695 d(0.1)	411.8	95.56(0.1)
		95.8						
$^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$	99.99(0.002)	226.5	20.4(1.1)	679(3.5)	10.4(5.8)	114.41d(0.01)	67.80	41.00(5)
		226.5					100.10	14.40(5)
							152.44	6.95(1.3)
							156.39	2.70(5)
							179.39	3.10(5)
							198.40	1.50(5)
							222.11	7.50(1.3)
							229.32	3.70(5)
							264.07	3.60(5)
							1121.30	35.30(0.9)
							1157.40	1.00(5)
							1189.05	16.44(0.9)
	1221.40	27.17(0.9)						
	1231.04	11.58(0.9)						

Tabla 2 Datos de las reacciones (n,γ) analizadas para la determinación de los flujos térmicos y epitérmicos (continuación).

Reacción	Abundancia isotópica 0	Peso del minorador (mg)	Sección $\sigma_{(n,\gamma)}$ (b)	$W(b)$	\bar{E}_γ (eV)	$T_{1/2}$	E_γ (keV)	Probabilidad de emisión (%)
$^{60}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	100(0)	60.6	37.13(0.2)	74.0(2.7)	136(5.1)	5.271 a(0.02)	1173.2	99.88(0.2)
		59.8					1332.5	99.98(0.002)
$^{110}\text{Ag}(n,\gamma)^{110m}\text{Ag}$	48.16(0.01)	167.1	3.9(0.8)	72.30(5.5)	6.08(1)	249.76 d(0.01)	657.74	94.51(0.1)
		165.9					884.67	72.7(0.6)
							937.48	34.37(0.5)
$^{90}\text{Zr}(n,\gamma)^{90}\text{Zr}$	17.38(0.12)	96.0	0.053(1.0)	0.268(2.2)	6260(4)	64.03 d(0.01)	724.18	44.10(0.5)
		105.5					742.2	98.69(0.2)
							756.72	99.79(0.02)
$^{90}\text{Zr}(n,\gamma)^{91}\text{Zr}$	2.80(0.4)	-	0.0213(1.0)	5.28(2.0)	338(2.1)	16.74 h(0.1)	743.41	97.90(0.3)

Para realizar el cálculo de los valores de flujo por medio de las tres convenciones comparadas se confeccionó el programa KOFLEX escrito en FORTRAN 90. En la Tabla 3 se muestra un ejemplo del fichero de salida correspondiente a los valores de flujo calculados a través de la convención de Stoughton-Halpering Modificada (S-H-M). Se puede observar que al final de cada fichero aparecen los promedios de los flujos total, térmico y epitérmico calculados a partir de todas las líneas escogidas, representadas en la Tabla 2.

En esta tabla, los valores del parámetro f y del índice espectral corresponden en todos los casos a los obtenidos por medio del oro.

Cada uno de los flujos reportados están acompañados de los errores que se cometieron, teniendo en cuenta los de las áreas netas y los de varianza fija, reportados en la Tabla 2.

En el caso de las otras dos convenciones fueron también obtenidas sendas tablas semejantes.

Los valores de los flujos térmicos promedios fueron comparados, usando como control al flujo térmico teórico, que se obtuvo con la configuración fuente-combustible discutida.

Este valor fue reportado en trabajo previo y es igual a:

$$\Phi_{th}(z) = (0.297 \pm 0.028) \times 10^5 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

En la Tabla 4 se presenta un resumen de los promedios del flujo total y las dos componentes de flujo térmico y epitérmico, determinados por las tres convenciones. Al lado de cada valor aparecen las desviaciones estadísticas debidas a las varianzas que proporcionan cada monitor. La diferencia entre las varianzas producidas por cada una de las convenciones es pequeña, sin embargo, se observa menos desviación de los valores de flujo entre los ocho monitores cuando se usa la convención de Stoughton-Halpering modificada.

Tabla 4 Resultados experimentales de las componentes de flujo para las tres convenciones comparadas (en $n\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$)

Comp. Media de Flujo	Høgdahl	Westcott	S-H-M
Φ_{Tot}	31900 ± 5000	32900 ± 5300	31500 ± 4860
Φ_{Th}	29900 ± 4690	30800 ± 4960	29600 ± 4560
Φ_{Epi}	19800 ± 3110	20500 ± 3310	19800 ± 3110

De la Tabla 4 se puede observar valores de discordancia hasta de un 4.2 % entre los valores de flujo total de neutrones lentos calculados por la convención de Westcott y los calculados por la de S-H-M.

PRUEBAS DE PRECISION Y EXACTITUD

En este trabajo no se comparan los valores experimentales de las diferentes componentes de flujo en el CS-ISCTN contra ningún valor patrón certificado reportado previamente. Sin embargo, es posible realizar una comparación de la componente térmica del flujo en cada una de las convenciones con el valor teórico del flujo térmico obtenido.

Las pruebas de precisión y exactitud se llevaron a cabo utilizando la subrutina BXLANDAT.XLS del programa BABXEL, escrito en VISUALBASIC DEL EXEL [18].

En el caso de las pruebas de precisión se usó la norma ISO-33-89. La prueba de exactitud se realizó aplicando el test del NIST que es el más estricto de los utilizados en el programa BABXEL.

En la Tabla 5 se reportan los resultados de los test de precisión y exactitud. Para el caso del test de precisión se considera el resultado preciso si se cumple que:

$$\chi^2(\text{Calculado}) < \chi^2(\text{Tabla})$$

mientras que para el test de exactitud debe cumplirse que la discriminación observada (D. Obs.) sea menor que la discriminación crítica (D. Crit.).

Tabla 5 Resultados de la aplicación de los test de precisión y exactitud

Convención	$\Phi_{\text{Th}}(\text{TEO.})$ $n\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$	$\Phi_{\text{Th}}(\text{EXP.})$ $n\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$	Concord. (%)	Precisión		Exactitud	
				$\chi^2(\text{cal.})$	$\chi^2(\text{Tab.})$	D. Obs.	D. Crit.
Høgdahl	29700 ± 2800	29900 ± 4690	99.33	2.81	2.99	200	43457
Westcott	*	30800 ± 4960	96.29	3.14	2.99	1100	45959
S-H-M	*	29600 ± 4560	99.66	2.65	2.99	-100	42252

De estos resultados, no se puede llegar a una conclusión definitiva en cuanto a la exactitud de los valores de flujo térmico, ya que el valor teórico, solamente debe dar una medida del orden del valor de flujo. En cambio, se observa una menor dispersión estadística de los valores de flujo térmico, obtenido por medio de la convención de Stoughton-Halpering modificada. Esto

implica que tal parámetro característico del reactor sea menos dependiente del tipo de monitor empleado, una vez que se han practicado las correcciones correspondientes.

La precisión de los resultados obtenidos por medio de la convención de Westcott falla, o sea, en este caso el valor experimental del flujo térmico es más dependiente del tipo de monitor empleado.

Por último son calculados los límites de detección de 32 elementos, siguiendo el criterio de Currie [1], para dar una idea de la efectividad del AANI usando la configuración estudiada. Estos límites de detección fueron determinados con los valores de flujo obtenidos por medio de la convención de Stoughton-Halpering modificada, para dos meses de irradiación y tres pesos de muestra diferentes. Dichos resultados son presentados en la Tabla 6. Se puede observar que solamente se logran niveles de detección aceptables para muestras de un kilogramo de peso y dos meses de irradiación.

Tabla 6 Límites de detección en ppm de 32 elementos obtenidos para 5, 500 y 1000 g de muestra irradiada con un flujo total de $3.2 \times 10^4 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, durante dos meses.¹

Elemento	Para 5 g	Para 500 g	Para 1000 g
Nd	3241.986000	32.419860	16.209930
Sm	8.150144	8.150143E-02	4.075072E-02
Mo	720.230800	7.202308	3.601154
Ce	1566.764000	15.667640	7.833819
Sc	4948677.00000	49486.770000	24743.380000
Yb	222.977500	2.229775	1.114888
Lu	39.675530	3.967552E-01	1.983776E-01
U	139.825000	1.398250	6.991249E-01
Th	85.627130	8.562713E-01	4.281356E-01
Ti	73820.550000	738.205400	369.102700
Cr	2060.345000	20.603450	10.301720
Sn	12445.450000	124.454500	62.227230
Au	2.061797	2.061797E-02	1.030898E-02
In	3.812516	3.812516E-02	1.906258E-02
Hf	120.141200	1.201412	6.007061E-01
As	31.708690	3.170869E-01	1.585435E-01
Ag	362.074200	3.620742	1.810371
Mg	75670.870000	756.708700	378.354300
Mn	9.347520	9.347520E-02	4.673760E-02
Tb	41.914330	4.191433E-01	2.095716E-01
Sc	10.136230	1.013623E-01	5.068117E-02
Rb	1736.285000	17.362850	8.681426
Fe	109020.600000	1090.206000	545.103100
Zn	4870.853000	48.708530	24.354260
Ta	68.169370	6.816937E-01	3.408469E-01
Co	136.708700	1.367087	6.835436E-01
Na	138.389300	1.383893	6.919464E-01
Eu	59.091340	5.909134E-01	2.954567E-01
V	266.280400	2.662804	1.331402
Ni	44710.450000	447.104500	223.552200
K	5423.928000	54.239280	27.119640
La	48.229780	4.822978E-01	2.411489E-01
Cl	4674.071000	46.740710	23.370350
Sb	247.491800	2.474918	1.237459
Al	8549.321000	85.493220	42.746610

¹ Tomada directamente del programa LD.FOR

CONCLUSIONES

Se obtienen valores del flujo de neutrones rápidos que superan en un orden a los valores del flujo de neutrones térmicos y epitérmicos, pero no puede delimitarse que fracción de los neutrones rápidos pertenecen a la fisión en el combustible y cual a los provenientes de las fuentes.

El valor del promedio del flujo térmico teórico determinado a través de la convención de S-H-M es más preciso que en las otras convenciones, lo que responde mejor a las correcciones de f y α . Coincide, además que este valor es el que más se acerca a cálculo teórico.

En las condiciones de irradiación del presente trabajo, solamente se logran niveles de detección aceptables para muestras de un kilogramo de peso y dos meses de irradiación.

REFERENCIAS

- 1- Rucker, T. L. Journal of Radioanal. and Nucl. Chem. Vol 192 (1995) 345-350
- 2- Erdmann, G. and Petri, H. "NAA. Fundamentals..". Part.1, Vol 14. John Wiley & Sons, New York, (1986)
- 3- Herrera E. "Evaluación de los Métodos Param.." Tesis. Dr. p164 (1996)
- 4- Westcott, C. H. Nucl. Energ. 2, 58-79 (1955)
- 5- Stoughton, R and Halpering, J. Nuc. Sci, & Engng. 6.109-118 (1959)
- 6- Høgdahl, O. T., MMPP-216-1 (1962)
- 7- Smakhtin, L. A. y otros.. J. Radioanal. and Nucl. Chem 155(1)1-8(1991)
- 8- Blaauw, M; .;"The Holistic Analysis of Gamma Ray Spectra in INAA", Philosophical Thesis, Delft University, Netherlands, (1993).
- 9- Girardi, F.; Guzzi, G.; Pauly, I., Anal. Chem, 36 (8) 1588 (1964).
- 10- Simonit, A.; De Corte, F; Hoste, J. J. Radioanal. Chem., 24,31 (1975).
- 11- De Corte F., Simonit A., Bellemans, M; y otros. 169 (1) 125-158 (1993).
- 12- Ryves, T. B. y Paul, E. B., J. Nucl. Energ., 22, 759 (1968).
- 13- Ahmad, A.; Mac. Mahon, D. y otros. Proc. 4th Int. Conf. on Nuclear Meth. in Environmental and Energy Research, Missouri, CONF-800433 (1980)
- 14- De Corte, F.;"The k_0 Standardization Method", Philosophical Thesis, Gent University, Belgium, 1987
- 15- De Corte, F. Jour. Radioanal. And Nucl. Chem. Articles. Vol. 179 No. 1, 93-103 (1994)
- 16- De Corte, F.; Sordo El-Hammami, Moens L.; Simonit, A.; De Wispelaere, A., Hoste, J. J. Radioanal. Nucl. Chem., 62(1) 209-255 (1981).
- 17- Verheijke, M. L.; Jansen, R. M. W.J. Radioanal. and Nucl. Chem.125 (1) 103-111 (1988)
- 18- Programa BABXEL (v. pre.). Manual del Usuario., ARCAL-IV.RLA/02/003 (1993)



CIEA

**CENTRO DE INFORMACION
DE LA ENERGIA NUCLEAR**

Calle 20 No. 4113 e/ 18A y 47, Playa

Telf.: 22-7527. Fax: 331188.

E mail: cien @ceniai cu