

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 2	AÑO 1970

02.70.21

Reprint from

"NUCLEAR DATA FOR REACTORS"
VOL. II

MEDIDAS DE INTEGRALES DE RESONANCIA DE ACTIVACION A DILUCION INFINITA CON UN ESPECTROMETRO DE RAYOS GAMMA DE Ge-Li Y COMPARACION CON LOS VALORES CALCULADOS

G. H. RICABARRA, R. TURJANSKI, M. D. RICABARRA
Comisión Nacional de Energía Atómica,
Buenos Aires, Argentina

Abstract — Resumen

MEASUREMENT OF ACTIVATION RESONANCE INTEGRALS AT INFINITE DILUTION WITH A LITHIUM-DRIFTED GERMANIUM GAMMA-RAY SPECTROMETER AND COMPARISON WITH CALCULATED VALUES.

Activation resonance integrals are cross-sections which can be used to confirm the accuracy of microscopic neutron cross-sections and neutron resonance parameters in the evaluation of reactor-neutron cross-sections. In the past the accuracy of neutron cross-sections has been frequently limited by the poor resolution of the measuring instruments used and the consequent inability to separate completely the desired activity from other activities in the sample. The high resolution attainable with a lithium-drifted germanium gamma-ray spectrometer makes it possible by activation analysis of the samples to select an energy region which is completely free from contaminants and furthermore to include the standard in the sample so as to avoid, by simultaneous measurement of photo-peaks relating to the standard and the unknown, the need for weight calibrations and corrections due to slight differences in irradiation position and counter geometry.

The flux in the RA-1 reactor where the irradiations were made was sufficiently large (2×10^{12} n/cm² s) to permit the use of samples with negligible self-shielding correction. The reactor spectrum at the irradiation site was calculated by means of multi-group diffusion theory and a correction factor allowing for the slight deviation from the 1/E spectrum was applied to the resonance integral.

In consequence the systematic errors which have been common in the majority of previous resonance integral determinations, such as insufficient discrimination of spurious activities, self-shielding of epithermal neutrons and uncertain or incomplete description of the thermal spectrum at the irradiation site have been carefully avoided in the present method. This technique has been used to obtain an accurate determination of the ratio of the activation resonance integral to the thermal cross-section either by measurement of the cadmium ratio or by comparing the ratios in a reactor spectrum and in a quasi-thermal spectrum in respect of 28 isotopes (of mass number less than 220).

Where serious doubts exist on the accuracy of the published values for thermal activation cross-sections, an absolute determination of the activation resonance integral was performed. Up-to-date neutron resonance parameters have also been used to calculate the resonance integrals for 23 isotopes. From the final results presented a better agreement is observed with the calculated values than in previous experimental determinations. Serious deviations from previous determinations are discussed in the light of present data on neutron resonance parameters.

MEDIDAS DE INTEGRALES DE RESONANCIA DE ACTIVACION A DILUCION INFINITA CON UN ESPECTROMETRO DE RAYOS GAMMA DE Ge-Li Y COMPARACION CON LOS VALORES CALCULADOS.

Integrales de resonancia de activación son secciones eficaces que pueden ser usadas para comprobar la exactitud de las secciones eficaces neutrónicas microscópicas y los parámetros neutrónicos de resonancia por los evaluadores de secciones eficaces neutrónicas para reactores. En el pasado la exactitud de las secciones eficaces neutrónicas ha estado a menudo limitada por la pobre resolución de los instrumentos de medición usados, que impedía la completa separación de la actividad analizada de otras actividades en las muestras. La alta resolución alcanzable con un detector de rayos gamma de Ge con litio difundido permite, mediante análisis de activación de las muestras, seleccionar una región de energía que este completamente libre de contaminantes y, además, incluir el standard dentro de las muestras, por lo que la simultánea medición de los fotopicos del standard y la incógnita eliminan calibraciones de peso y corrección debidas a ligeras diferencias en la posición de irradiación y contaje.

El flujo en el reactor RA-1 donde las irradiaciones fueron hechas era lo suficientemente grande (2.10^{12} n/cm² s) para permitir el uso de muestras con corrección de «self-shielding» despreciable. El

espectro del reactor en el lugar de irradiación fue calculado con teoría de difusión a multigrupos y un factor de corrección que tiene en cuenta la pequeña desviación del espectro del reactor del espectro $1/E$ fue aplicada a la integral de resonancia.

Por lo tanto errores sistemáticos que son comunes a la mayoría de las determinaciones previas de integrales de resonancia como deficiente discriminación de actividades espúreas, «self-shielding» de neutrones epitérmicos y descripción incierta o incompleta del espectro epitérmico en el lugar de irradiación han sido cuidadosamente evitados por la técnica presente. Esta técnica ha sido usada para hacer determinaciones exactas de la relación de la integral de resonancia a la sección eficaz térmica midiendo ya sea la relación de Cd o las relaciones relativas en el espectro de un reactor y un espectro «cuasi» térmico para 28 isótopos (con número de masa menor que 220).

En algunos casos que existían serias dudas sobre la exactitud de las determinaciones publicadas de secciones eficaces térmicas de activación se hizo una determinación absoluta de la integral de resonancia de activación. Igualmente, parámetros de resonancia neutrónicas puestos al día se usaron para hacer cálculos de las integrales de resonancia para 23 isótopos. Los resultados finales son presentados, y se observa que el acuerdo con los valores calculados son mayores que los resultados experimentales anteriores de otros investigadores, las discrepancias serias con los valores anteriores son discutidas teniendo en cuenta el actual conocimiento de los parámetros de resonancia neutrónica.

INTRODUCCION

Las secciones eficaces efectivas, ya sea la integral de resonancia o la relación de la integral de resonancia a la sección eficaz térmica, son magnitudes experimentales útiles para comprobar la exactitud de los parámetros neutrónicos obtenidos por los espectroscopistas neutrónicos. Además, puesto que estas secciones eficaces efectivas son aplicadas, en definitiva, por los calculistas y usuarios de reactores, su importancia práctica es evidente.

DISCUSION DE ERRORES

Las principales dificultades inherentes al método de medición de las integrales de resonancia de activación han consistido fundamentalmente en la inadecuada capacidad para separar la actividad deseada de las actividades de contaminantes en la muestra irradiada. El procedimiento usual para resolver este problema consistía en el estudio de los períodos de las actividades pertinentes.

Este procedimiento puede ser bastante exacto si la diferencia entre los períodos es suficientemente grande y si el período de la actividad de interés es conocido con exactitud.

Además si se desea medir actividades de período mayor que 10 días las mediciones se hacen prohibitivamente largas y exigen una estabilidad excepcional de los equipos electrónicos.

La alta resolución de un espectrómetro de rayos gamma de Ge con Li difundido nos ha permitido resolver las actividades en estudio de manera que podemos aislar un fotopico identificado sin ninguna ambigüedad como perteneciente a la actividad producida por captura neutrónica en el elemento cuya integral de resonancia queremos medir.

Este fotopico se caracteriza por tener fuera de él un razonable número de canales con una distribución satisfactoriamente constante de cuentas debido al efecto Compton de picos de mayor energía y, mediante una simple interpolación lineal a ambos lados del fotopico, podremos abstraer cómodamente y con exactitud las actividades debidas al efecto Compton de otros rayos gamma.

CUADRO I. ESTIMACION DE ERRORES Y CORRECCIONES

Isótopo	Desviación «standard» (%)	Corrección, autoprotección, resonancia (%)	Corrección por espectro (%)
⁶⁴ Zn	0,9	< 0,1	- 12%
⁶⁸ Zn	2,5	< 0,1	- 10
⁷⁴ Ge	1,0	0,7	- 12
⁷⁶ Ge	0,5	1,5	- 10
⁷⁴ Se	0,5	< 0,1	- 3
⁷⁸ Se	1,4	< 0,1	- 10
⁸⁰ Se	0,5	< 0,1	- 13
⁸¹ Br	0,3	1,0	- 9
⁸⁵ Rb	2,2	< 0,1	- 9,8
⁸⁴ Sr	0,8	< 0,1	- 9,7
⁹⁴ Zr	0,4	< 0,1	- 13
⁹⁶ Zr	0,1	2,0	- 10
¹⁰⁰ Mo	1,2	< 0,1	- 10
¹⁰² Ru	3,0	< 0,1	- 9
¹¹³ In	0,6	< 0,1	- 1,8
¹²⁴ Sn	0,4	2,4	- 6,6
¹²¹ Sb	2,1	< 0,1	- 1
¹²³ Sb	2,1	< 0,1	- 3,5
¹²⁷ I	1,0	2,0	- 4
¹³⁸ Ba	0,5		
¹⁴⁰ Ce	0,4		
¹⁴² Ce	0,3		
¹⁵⁹ Tb	2,1	< 0,1	- 1
¹⁸⁰ Hf	3,1	< 0,1	- 7

Otra posibilidad de este método que hemos utilizado consiste en la introducción del «standard» (Au) en la muestra. Estas muestras están preparadas mediante soluciones en las cuales la relación de concentraciones del elemento a medir y el standard es la misma.

La medida final no depende, por lo tanto, ni de los pequeños gradientes de flujo que podrían existir en el lugar de irradiación ni de las calibraciones en peso o de pequeñas diferencias que podría haber en la geometría del contaje.

La reproducibilidad estadística de las medidas es por lo tanto mejorada substancialmente debido a la mucha mejor resolución y a la medida e irradiación simultáneas del «standard» y del elemento a medir.

En el cuadro I se consignan las desviaciones standards en por ciento que hemos obtenido para la $R_{Cd}(x)/R_{Cd}(Au)$ de diversos elementos.

Otra fuente de error sistemático importante en la determinación de la integral de resonancia consiste en la autoprotección de los neutrones epitérmicos en las resonancias. Si las muestras son gruesas desde el punto de vista neutrónico la corrección teórica de la autoprotección puede resultar inexacta, particularmente si las resonancias en cuestión son resonancias en donde la dispersión predomina sobre la captura.

El procedimiento que hemos adoptado para evitar este error sistemático consistió en preparar soluciones suficientemente diluidas de manera que las muestras preparadas a partir de ella tuvieran una autoprotección casi despreciable. En el cuadro I están especificadas las correcciones de «self-shielding» para los espesores usados en nuestras medidas; se observa que para la casi totalidad de los elementos es menor que 0,1%.

Otra fuente importante de errores sistemáticos es la incompleta o incierta descripción del espectro de la zona de irradiación en la cual se ha medido la integral de resonancia.

En un trabajo previo [32] se muestran las distribuciones de flujo en la zona de irradiación del Reactor Argentino 1. El R. A. 1 es un reactor anular compacto con ^{235}U al 20% moderado con agua ligera, y el reflector interno de 17 cm de diámetro es de grafito. Las muestras eran irradiadas en el reflector interno a 2 cm del núcleo. El flujo epitérmico medido con hojas de Mn bajo cadmio es plano desde el centro del anillo a través del reflector; existe por lo tanto una región de flujo epitérmico constante de alrededor de 20 cm.

Axialmente el índice epitermal es constante en una región de 20 cm. Como se irradió en el centro del reactor los gradientes de flujo térmico son pequeños (1% cada 3 cm).

Irradiando en una zona como la indicada se consigue, en primer lugar, que no haya variación del índice epitermal entre la muestra desnuda y bajo cadmio y, en segundo lugar, puesto que la distribución de flujo epitermal es plana, no hay variación de la forma del flujo de moderación en la zona de irradiación ya que el escape de los neutrones es nulo sobre una amplia zona.

El espectro de moderación ha sido calculado con un código a 54 grupos de difusión [32]. Este espectro señala una desviación apreciable del comportamiento $1/E$, que a la energía de 2 keV es del 13% debido a la captura de los neutrones epitérmicos en la zona de resonancia del ^{238}U .

Con el flujo calculado se ha corregido la integral de resonancia medida, y estas correcciones se presentan tabuladas en por ciento para los diversos elementos consignados en el cuadro I.

Resumiendo, los errores sistemáticos que son comunes a la mayoría de las determinaciones previas, como pobre discriminación de las actividades contaminantes, autoprotección de los neutrones epitérmicos y descripción inadecuada del espectro en el lugar de irradiación, han sido cuidadosamente corregidos.

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

El análisis detallado de nuestra técnica experimental ha sido descrito en trabajos previos [32, 33, 34].

Brevemente, consiste en irradiar en el flujo neutrónico del reactor R. A. 1 muestras especialmente preparadas a base de soluciones en las cuales se incluye el standard (Au).

Dos muestras son irradiadas, una desnuda y otra bajo cadmio, o en dos espectros distintos. Después de la irradiación son medidas en forma alternada con un cambiador automático en un espectrómetro de Ge con Li difundido. El número de cuentas sobre el fotopico es calculado y la doble relación de actividades corregidas da:

$$R_{Cd}(x)/R_{Cd}(Au) = \frac{(A(x)/A(Au))_{\text{desnuda}}}{(A(x)/A(Au))_{\text{cadmio}}}$$

La relación de cadmio del oro $R_{Cd}(Au)$ fué medida en forma independiente y dió $R_{Cd}(Au) = 1,684 \pm 0,003$ y el índice epitermal de Westcott $r\sqrt{T/T_0} = 0,0794 \pm 0,0003$.

En algunas mediciones se usó el método de irradiar una muestra en el espectro del reactor y otra muestra en la columna térmica.

Se obtuvo la siguiente relación

$$R = \frac{(A(x)/A(Au))_{\text{espectro del reactor}}}{(A(x)/A(Au))_{\text{columna térmica}}}$$

De las cantidades medidas $R_{Cd}(x)/R_{Cd}(Au)$ y R es posible obtener el valor de I'/σ_0 del elemento estudiado donde I' es la integral de resonancia reducida definida como:

$$I' = \int_{\mu kT}^{\infty} \left[\sigma(E) - g\sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \right] \frac{dE}{E}$$

y donde σ_0 es la sección eficaz de absorción a la energía $E_0 = 0,025$ eV y μkT es la energía de corte equivalente de un espectro $1/E$.

La notación y los factores correctivos definidos en el formalismo de Westcott se han seguido consistentemente en todo el análisis [32, 35, 36].

Nuestro procedimiento general para obtener el valor de I' ha consistido básicamente en normalizar el valor de I'/σ_0 medido por nosotros a mediciones de σ_0 (sección eficaz térmica de activación) efectuadas por otros autores.

En general se han adoptado los valores de secciones eficaces térmicas recomendados en BNL-325 [1].

En algunos casos se han elegido otros valores cuando resultados mejores han aparecido en la literatura de los recientes años.

Solamente en el caso del ^{94}Zr y del ^{96}Zr se midió en forma absoluta el valor de I' y de σ_0 debido a que las mediciones previas de la sección eficaz de activación térmica de estos elementos habían sido hechas en el espectro de un reactor.

El cálculo de la integral de resonancia se realizó mediante la ecuación de Breit-Wigner para las resonancias resueltas y se estimó la contribución de las resonancias no resueltas mediante el formalismo de Dresner.

Los parámetros de resonancia recomendados en BNL-325 [1] han sido usados en general, aunque también han sido usados datos recientes provenientes de varios laboratorios.

Los detalles experimentales y el análisis de las mediciones de las integrales de resonancia para cada elemento están descritos en trabajos publicados y por publicarse [32, 33, 34].

CUADRO II. INTEGRALES DE RESONANCIA EN BUEN ACUERDO CON LOS VALORES CALCULADOS

Isótopo	σ_0^a (barns)	$1/\sigma_0^b$	I^{exp} (barns)		I^{c} calculado ^a (barns)	Comentarios
			Este trabajo	Otros autores		
⁶⁸ Zn	1,095 ± 0,150	3,30 ± 0,12	3,61 ± 0,51		3,0	
⁷⁴ Se	50 ± 7 [3]	9,13 ± 0,09	456 ± 64		530 607 [2]	
⁷⁸ Se	0,42 ± 0,05	10,9 ± 0,3	4,58 ± 0,60	4,49 [5]	5,8 3,3 [2] 4,5 [4]	Mejor acuerdo obtenido con ref. [4]
⁸¹ Br	3,1 ± 0,4	21,5 ± 0,4	67 ± 10	41 [6]	63,0	
⁸⁴ Sr	0,49 ± 0,10	13,6 ± 3,0	6,7 ± 1,3		8,6	
⁹⁴ Zr	0,063 ± 0,008 ^c 0,058 ^d	5,87 ± 0,05	0,37 ± 0,04		0,28 ^f	
¹⁰² Ru	1,44 ± 0,16 [3]	3,33 ± 0,03	4,8 ± 0,5		5,4 [31]	
¹¹³ In	11,1 ± 1,3 [23]	21,9 ± 0,4	243 ± 29		259 [3]	
¹²⁴ Sn	0,13 ± 0,02	53,1 ± 1,3	6,9 ± 1,0	4,4 ± 0,4 [10]	10,7 6,3 [4]	Discrepancia en Γ_n entre [1] y [4]
¹²¹ Sb	6,56 ± 0,81	27,2 ± 0,1	178 ± 26	145 [12]	191	
¹²³ Sb	4,50 ± 0,14 ^e	25,1 ± 1,9	113 ± 9	138 [15]	114	

CUADRO II. (cont.)

^{127}I	$6,2 \pm 0,2$	$24,6 \pm 0,4$	153 ± 6	130 106 ± 13 183 ± 3	156
^{159}Tb	22 ± 2 [23]	$15,6 \pm 0,8$	343 ± 35	440 ± 50	382
^{168}Yb	5500 ± 2600	$6,49 \pm 0,13$	35706 ± 17139		30950 [18]
^{180}Hf	$12,6 \pm 0,7$	$1,92 \pm 0,08$	$24,3 \pm 1,6$	11 ± 6 43 ± 8 $15,5$	$29,6$

Medido en dos espectros

a Cuando no se indica otra procedencia, los valores de sección eficaz térmica y de los parámetros de resonancia son los recomendados en la referencia [1].

b Medido en este trabajo.

c Deducido por los autores de los valores medidos de Γ^* e Γ^*/σ_0 .

d De la referencia [9] corregido por contribución epitérmica.

e Promedio de las secciones eficaces térmicas de las referencias [13] y [14].

f Se usaron los parámetros de la referencia [7] para resonancias entre 2,2 keV y 14,2 keV; para energías mayores se usaron los valores de Γ_n de la referencia [8] y $\Gamma_\gamma = 0,300$ eV [7].

CUADRO III. INTEGRALES DE RESONANCIA PARA ISOTOPOS CUYOS PARAMETROS DE RESONANCIA SON MAL CONOCIDOS

Isótopo	σ_0^a (barns)	Γ^b / σ_0^b	Este trabajo	Γ^b exp. (barns)	Otros autores
^{96}Ru	$0,21 \pm 0,02$ [29]	$31,8 \pm 4,1$	$6,87 \pm 0,11$		
^{104}Ru	$0,47$ [23]	$9,28 \pm 0,54$	$4,36$		$4,6$ [30]
^{138}Ba	$0,35 \pm 0,15$	$0,575 \pm 0,04$	$0,20 \pm 0,09$		
^{140}Ce	$0,60 \pm 0,06$	$0,422 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,03$		$0,255$ [30]
^{142}Ce	$0,95 \pm 0,05$	$0,767 \pm 0,04$	$0,73 \pm 0,04$		

^a Cuando no se indica otra procedencia, los valores de sección eficaz térmica son los recomendados en la referencia [1].

^b Medido en este trabajo.

CUADRO IV. INTEGRALES DE RESONANCIA ANOMALAS

Isótopo	σ_0^a (barns)	I' / σ_0^b	I' exp. (barns)		I' calculado ^a (barns)	Comentarios
			Este trabajo	Otros autores		
⁶⁴ Zn	0,47 ± 0,05	1,83 ± 0,03	0,86 ± 0,09	0,67 [21]	0,59	
⁷⁴ Ge	0,45 ± 0,20	1,35	0,61		0,22 [22]	
⁷⁶ Ge	0,166	12,07	2,01		1,20 [22]	
⁷⁶ Ge → m	0,11	10,93	1,20			
⁷⁶ Ge → g	0,056 [23]	14,35	0,80			
⁸⁰ Se	0,61 ± 0,05	2,35 ± 0,02	1,43 ± 0,16		0,56	Probable captura p
⁸⁵ Rb	0,45 ± 0,04 [24]	16,31 ± 0,53	7,34 ± 0,88	24,5 [25]	2,77	
⁹⁶ Zr	5,7 ± 1 mb. c	879 ± 96	4,97 ± 0,50		5,61 0,90 ^d	Valor anómalo de I' / σ_0
¹⁰⁰ Mo	0,199 ± 0,003 [27]	19,24 ± 0,71	3,82 ± 0,15	3,71 ± 0,2 [27]	8,04	
¹³⁰ Te	0,26 ± 0,08	1,86 ± 0,06	0,48 ± 0,14	4,06 [28]	0,17	

a Cuando no se indica otra procedencia, los valores de sección eficaz térmica y de los parámetros de resonancia, son los recomendados en la referencia [1].

b Medido en este trabajo.

c Deducido por los autores de los valores medidos de I' e I' / σ_0 .

d La primera resonancia se calculó con los parámetros de la referencia [26]. Para las resonancias de energía mayor que 2 keV, se usaron los valores de Γ_n de [8] y $\Gamma_\gamma = 0,300$ eV [7].

En este trabajo sólo se hace una presentación global de estos resultados para su mejor evaluación y discusión con respecto a los valores calculados a partir de los datos microscópicos.

En el cuadro II se muestran los resultados de las integrales de resonancia en que se observa un acuerdo razonable con los resultados calculados mediante los parámetros de resonancia.

En el cuadro III están tabulados los resultados para los cuales no existen parámetros de resonancia confiables.

En el cuadro IV están tabulados aquellos resultados que podríamos llamar «anómalos» puesto que difieren en forma sustancial de los resultados calculados con los parámetros de resonancia.

Igualmente en todos los cuadros se han incluido los resultados de la integral de resonancia medida por otros autores normalizando sus resultados a la sección térmica adoptada por nosotros y se ha sustraído la parte $1/V$ en caso de que la integral de resonancia citada la incluyera.

El standard al cual todas nuestras medidas han sido referidas es el Au; los valores de secciones eficaces adoptados para el Au en este trabajo son los siguientes: $I'_{Au} = 1551$ barns, $\sigma_0 = 98,8 \pm 0,3$ barns y $I'/\sigma_0 = 15,69$.

DISCUSION DE LOS RESULTADOS DE I'_{exp} EN RELACION A LAS INTEGRALES DE RESONANCIA CALCULADAS

En el cuadro II se puede observar que de los 15 elementos medidos, 11 coinciden con los valores calculados dentro del 15% y los cuatro restantes concuerdan dentro del 15 al 30%.

El error de I'_{exp} para los diversos elementos es alrededor del 10% fluctuando los valores de acuerdo al error con que ha sido medida la sección eficaz térmica que es el valor con que hemos normalizado el valor de I'/σ_0 medido en el presente trabajo para obtener el I' experimental.

Por otro lado, el error citado para los parámetros de resonancia en BNL-325 [1] varía entre un 10% y un 20% aparte de las discrepancias de mayor importancia provenientes de los datos de diversos laboratorios.

Por lo tanto es posible ver que el acuerdo de los valores que hemos medido con los valores calculados es excelente y confirma en general los parámetros recomendados en BNL-325 [1].

Las únicas excepciones podrían ser el ^{78}Se y el ^{124}Sn en que nuestros resultados confirman aparentemente como mejores resultados los del grupo de Saclay (ver cuadro II).

En cuanto a los valores consignados en el cuadro III los valores de las integrales de resonancia experimental difieren entre un 60% y un 200% de los valores calculados. Igualmente se ha incluido en este cuadro el ^{96}Zr a pesar que el I'_{exp} coincide con el valor de I' calculado, ya que el I'/σ_0 experimental es un valor realmente «anómalo» puesto que es más grande por un orden de magnitud que el I'/σ_0 calculado o experimental de cualquiera de los elementos de la tabla periódica. Estos elementos están caracterizados por tener sus resonancias más importantes de 0,3 keV en adelante.

Dos efectos pueden explicar la discrepancia: por un lado, la incertidumbre en el valor de Γ_γ que es una magnitud sujeta a errores en su determinación cuando $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ y, por otro lado, el efecto de la captura p en la zona de energía de los keV.

Por ejemplo los resultados para el ^{74}Ge y el ^{76}Ge fueron calculados con los valores de Maletzki et al. [22]; $\Gamma_i = 0,120$ eV obtenido por estos autores para el ^{76}Ge es por lo menos un factor de dos más bajo que los valores de Γ_i obtenidos por Julien et al. [4] para el ^{74}Se y el ^{76}Se . Si se usaran los resultados obtenidos en la sistemática de los anchos radiativos del grupo de Saclay, se obtendría un acuerdo mucho mejor de la integral de resonancia calculada con la experimental.

Igualmente Maletzki et al. [22] han observado una variación de la función fuerza (strength function) S_0 entre el intervalo de $0 < E < 15$ keV y el intervalo de $15 < E < 30$ keV de un factor de 40 para el ^{76}Ge que podría ser explicado por un aumento de interacciones p entre el intervalo de 0-15 keV y el intervalo de 15-30 keV.

El ^{80}Se muestra una discrepancia considerable y en este caso la suposición de una incertidumbre en Γ_i no puede explicar la discrepancia. El valor de $\Gamma_i = 0,250$ keV para las resonancias de energía de los keV es una suposición razonable en vista de los valores obtenidos de los isótopos par del Se y de la sistemática de los anchos radiativos. Una estimación hecha con el modelo estadístico de la probable contribución de la captura p en la integral de resonancia del ^{80}Se pondría en buen acuerdo el valor calculado con el valor experimental [32].

Un caso interesante es el ^{96}Zr , el valor de I'/σ_0 experimental es de 979, que es un orden de magnitud más grande que cualquier valor esperado y por otro lado el valor de I' calculado coincide con el valor de I'_{exp} . La sección eficaz térmica de activación resulta ser entonces de 5 mb, mientras que la sección eficaz térmica de absorción calculada a partir de los parámetros de resonancia da 200 mb. Esto sugiere que casi el 100% de las capturas neutrónicas en la integral de resonancia del ^{96}Zr son debidas a capturas p .

Este hecho no puede ser explicado en base al conocimiento actual de las funciones fuerzas p en esa región de masa, puesto que habría que admitir que la función de fuerza p podría tomar un valor de $30,10^{-4}$ para el ^{96}Zr .

Esta anomalía confirma resultados anteriores de Newson et al. [37] Biggerstaff et al. [38] y Good and Kim [8], de que la sección eficaz y los anchos neutrónicos reducidos para los núcleos par del Zr subían mucho más rápidamente en función de la energía que lo esperado para una interacción de onda s . La explicación propuesta por el grupo de Oak Ridge a este fenómeno implica que la función fuerza s tendría que variar en función de la energía, o que la función fuerza p podría tomar valores anómalamente altos. Nuestros resultados para el I'/σ_0 del ^{96}Zr aparentemente confirman la segunda parte de la explicación propuesta por el grupo de Oak Ridge.

La integral de resonancia del ^{100}Mo difiere también sustancialmente del valor calculado. En este caso el valor $\Gamma_i = 0,260$ eV supuesto en nuestros cálculos puede ser más alto por un factor de 2 o más si los resultados obtenidos para los isótopos del Mo de Julien et al. [4] son ciertos. Por otro lado las experiencias efectuadas con filtros de boro de Baumann [28] nos muestran que una contribución significativa a la integral de resonancia proviene de resonancias mucho más altas que 364 eV, y esto no está de acuerdo con el valor obtenido por el cálculo que indica que solamente el 30% de las capturas neutrónicas proviene de energías más altas. Es posible pues para el ^{100}Mo dos efectos que pueden obrar en

sentido opuesto, por un lado un valor mucho más bajo de Γ_γ que el supuesto y por otro lado capturas neutrónicas adicionales en la zona de los keV.

Finalmente para el ^{85}Rb , ^{64}Zn , y ^{130}Te estimaciones aproximadas de la posible contribución de la captura de onda neutrónica p a la integral de resonancia [39] nos muestra que su contribución sería significativa, pero dado el pobre conocimiento que existe de las funciones fuerzas p , estos cálculos sólo tienen un significado cualitativo.

Concluyendo, los valores de I'_{exp} concuerdan satisfactoriamente con los valores calculados a partir de los parámetros de resonancia. Las discrepancias significativas pueden ser cualitativamente explicadas y provienen de que el actual conocimiento de los parámetros de resonancia en la zona de los keV tiene una doble incertidumbre: el valor de Γ_γ y la contribución de capturas de neutrones de momento angular igual a 1.

Nuestros resultados experimentales sugieren que esa contribución puede como en el caso del ^{96}Zr llegar hasta ser el 100% de la integral de resonancia.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido parcialmente apoyado por el Organismo Internacional de Energía Atómica, Viena y se agradece la dirección y entusiasmo del Dr. C. B. Bigham que trabajó inicialmente en este proyecto bajo los auspicios del OIEA.

BIBLIOGRAFIA

- [1] GOLDBERG, M. D., MUGHABGHAB, S. F., PUROHIT, S. N., MAGURNO, B. A., MAY, V. M., BNL Rep. BNL-325, 2^a ed. supl. 2 (1966).
- [2] MALETSKI, Kh., PIKELNER, L. B., SALAMATIN, I. M., SHARAPOV, E., INDC (CCP)-7/U (1970) 56.
- [3] HUGHES, D. J., SCHWARTZ, R. B., BNL Rep. BNL-325, 2^a ed. (1958).
- [4] JULIEN, J., ALVES, R., DE BARROS, S., HUYNH, V. D., MORGENSTERN, J., SAMOUR, C., Nucl. Phys. A132 (1969) 129.
- [5] KRAMER, H. H., WAHL, W. H., Nucl. Sci. Engng 22 (1965) 373.
- [6] EMERY, J. F., J. inorg. nucl. Chem. 27 (1965) 903.
- [7] BARTOLOME, Z. M., HOCKENBURY, R. W., MOYER, W. R., TATARCZUK, J. R., BLOCK, R. C., Nucl. Sci. Engng 37 (1969) 137.
- [8] GOOD, W. M., KIM, H., Phys. Rev. 20 (1968) 1329.
- [9] LYON, W. S., Nucl. Sci. Engng 8 (1960) 378.
- [10] LANTZ, P. M., ORNL Rep. ORNL-3832 (1965).
- [11] MURADYAN, G. V., ADAMCHUK, Yu. G., SHCHEPKIN, Yu. G., INDC-260 E (1969) 64.
- [12] HARRIS, S. P., MUEHLHAUSE, C. O., THOMAS, G. E., Phys. Rev. 79 (1950) 11.
- [13] COURTEMANCHE, R., EASTWOOD, T. A., WERNER, R. D., Can. J. Phys. 44 (1966) 2956.
- [14] SIMS, G. H. E., JUHNKE, D. G., J. inorg. nucl. Chem. 30 (1968) 349.
- [15] MACKLIN, R. L., POMERANCE, H. S., Prog. nucl. Energy, Ser. I, 1 (1956).
- [16] KLIMENTOV, V. B., GRIAZEV, V. M., Atomn. Energ. (traducción inglesa) 3 (1957) 1387.
- [17] TATTERSALL, R. B., ROSE, H., PATTENDEN, S. K., JOWITT, D., J. nucl. Energy 12 (1960) 32.
- [18] MUGHABGHAB, S. F., CHRIEN, R. E., Phys. Rev. 174 (1968) 1400.
- [19] SCOVILLE, J. J., FAST, E., ROGERS, J. W., AEC Rep. WASH-1053 (1964).
- [20] FULMER, C. B., AEC Rep. WASH-E 20 (1968).
- [21] BRUNE, D., JIRLOW, K., J. nucl. Energy, A y B 17 (1963) 350.
- [22] MALETSKI, Kh., PIKELNER, L. B., SALAMATIN, I. M., SHARAPOV, E. I., Atomn. Energ. (traducción francesa) 24 (1968) 173.
- [23] WALKER, W. H., AECl-3037, Parte I (1969).
- [24] KEISCH, B., Phys. Rev. 129 (1963) 769.

- [25] SIMS, G.H.E., JUHNKE, D.J., *J. inorg. nucl. Chem.* 29 (1967) 2031.
- [26] MORGENSTERN, J., Centre d'études nucl. Saclay, Rep. CEA-R-3609 (1968).
- [27] CABELL, M.J., *Nucl. Energy*, A12 (1960) 172.
- [28] BAUMANN, N.P., AEC Rep. DP-817 (1963).
- [29] HUGHES, D.J., MAGURNO, B.A., BRUSSEL, M.K., BNL Rep. BNL-325 2^a ed. suppl. 1 (1960).
- [30] LANTZ, P.M., BALDOCK, C.R., IDOM, L.E., *Nucl. Sci. Engng* 20 (1964) 302.
- [31] BOLOTIN, H.H., CHRIEN, R.E., *Nucl. Phys.* 42 (1963) 676.
- [32] RICABARRA, M.D., TURJANSKI, R., RICABARRA, G.H., BIGHAM, C.B., *Can. J. Phys.* 46 (1968) 2473.
- [33] RICABARRA, M.D., TURJANSKI, R., RICABARRA, G.H., *Can. J. Phys.* 47 (1969) 2031.
- [34] RICABARRA, M.D., TURJANSKI, R., RICABARRA, G.H., present. para public. en *Can. J. Phys.* (1970).
- [35] WESTCOTT, C.H., WALKER, W.H., ALEXANDER, T.K., «Effective cross-sections and cadmium ratios for the neutron spectra of thermal reactors», *Int. Conf. peaceful Uses atom. Energy (Proc. Conf. Geneva, 1958)* 1b, UN, New York (1958) 70.
- [36] WALKER, W.H., COPLEY, L.A., *Can. J. Phys.* 44 (1966) 1985.
- [37] NEWSON, H.W., BLOCK, R.C., NICHOLS, P.F., TAYLOR, A., FURR, A.K., MERZBACHER, E., *Ann. Phys.* 8 (1959) 218.
- [38] BIGGERSTAFF, J.A., GOOD, W.M., KIM, H., *Proc. Internat. Conf. Study of Nuclear Structure with Neutrons*, paper 76, Antwerp (1965).
- [39] MUSGROVE, A.R. de L., Australian AEC Rep AAEC/E198 (1969).

Printed by the IAEA in Austria