

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 1	AÑO 1975

02.75.03

PAV

CNEA NT 33/75

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
Dependiente de la Presidencia de la Nación
AREA DE REACTORES NUCLEARES

OBTENCION DE LAS SECCIONES EFICACES INELASTICAS DEL U-238 A PARTIR DE MEDIDAS DEL ESPECTRO NEUTRONICO EN MEDIOS A NEUTRONES RAPIDOS. RELACION ENTRE LAS INCERTEZAS EN LAS SECCIONES EFICACES DE LAS REACCIONES (n,n) (n, γ) y (n, n') DEL U-238 Y LAS DISCREPANCIAS ENTRE LOS ESPECTROS MEDIDOS Y CALCULADOS EN MEDIOS A NEUTRONES RAPIDOS.-

Tesis

Raquel Paviotti Corcuera

BUENOS AIRES
Diciembre 1975

OBTENCION DE LAS SECCIONES EFICACES INELASTICAS DEL U-238 A PARTIR DE MEDIDAS DEL ESPECTRO NEUTRONICO EN MEDIOS A NEUTRONES RAPIDOS. RELACION ENTRE LAS INCERTEZAS EN LAS SECCIONES EFICACES DE LAS REACCIONES (n,n) (n, γ) y (n, γ, n') DEL U-238 Y LAS DISCREPANCIAS ENTRE LOS ESPECTROS MEDIDOS Y CALCULADOS EN MEDIOS A NEUTRONES RAPIDOS.-

Trabajo de tesis para optar al
título de Doctora en Física de la

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO

INSTITUTO DE FISICA "Dr. JOSE A. BALSEIRO"



Prof. F. STORRER
Director de Tesis



Raquel A. PAVIOTTI CORCUERA
Doctorando

RESUMEN

Se efectúan modificaciones en la matriz inelástica del U-238, con el objeto de estudiar su repercusión sobre el laplaciano material, los índices de espectro, otros parámetros integrales y el espectro neutrónico, en varios tipos de medios a neutrones rápidos con alta concentración de uranio natural o enriquecido.

Se procede a un análisis de las distintas evaluaciones actuales de las secciones eficaces inelásticas del U-238 y se observan discrepancias en el espectro calculado con dichas evaluaciones con respecto al espectro medido en varias facilidades a neutrones rápidos.

Un nuevo conjunto de valores de las secciones eficaces es obtenido mediante un ajuste general sobre los espectros experimentales. Los nuevos valores presentados en este trabajo se comparan con valores obtenidos en otros laboratorios.

Se analiza el efecto sobre el espectro neutrónico de otras dos reacciones del U-238, la captura radiocativa (n, γ) y la reacción $(n, \gamma n')$.

ABSTRACT

The Uranium-238 inelastic scattering matrix has been modified in different energy regions, with the aim of studying its effect on the material buckling, spectral indices, other integral parameters and on the neutron spectrum, in several fast neutron media with high content in U-238.

An analysis of present evaluations of U-238 inelastic scattering cross sections, has been carried out, and strong discrepancies have been found between the neutron spectrum calculated with such evaluated values of σ_{in}^{238} and neutron spectra measured in different fast neutron facilities.

A new set of inelastic cross sections is obtained through a general adjustment on the experimental neutron spectra. The new set of values obtained in this work are compared with values of other laboratories.

The effect on the spectrum due to other U-238 reactions, the radiative capture (n, γ) and the $(n, \gamma n')$ reaction, has been analyzed.

A Danielle y Valerie

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fué realizado durante el período 1969-1974 en el Centro de Estudios Nucleares de Cadarache dentro del plan de desarrollo de Reactores a Neutrones Rápidos de la Comisión Nacional de Energía Atómica Francesa. La tarea fué comenzada en el Servicio de Estudios Teóricos de Reactores a Neutrones Rápidos y finalizada en el Servicio de Experiencias Críticas y Física de Reactores.

Deseo expresar mi más sincero reconocimiento al Profesor Dr. F. Storrer que ha asumido la responsabilidad de la dirección de esta tesis.

Agradezco infinitamente la colaboración del Dr. P. Govaerts sin cuya ayuda permanente y su experiencia en el tema no hubiera sido posible la realización de este trabajo. Agradezco también la participación del Dr. A. Khairallah en nuestras numerosas discusiones sobre la interpretación de los resultados.

No puedo dejar de expresar mi gratitud a la Dra. E. Pezzoni por el interés prestado a este trabajo y sus valiosas sugerencias.

Agradezco la colaboración del Lic. J. Babino y a la Sra. Patricia G. de Gaudio la esmerada presentación del trabajo.

INDICE DE TEMAS

Capítulo I	-	Introducción	1
Capítulo II	-	Métodos teóricos del cálculo para el flujo de neutrones	12
Capítulo III	-	Sensibilidad del espectro de neutrones y de los parámetros integrales de reactores rápidos a la matriz inelástica del U-238	28
Capítulo IV	-	Análisis de las secciones eficaces inelásticas del U-238	88
Capítulo V	-	Estudio de los medios seleccionados	106
Capítulo VI	-	Secciones inelásticas ajustadas	118
Capítulo VII	-	Efecto de otras secciones eficaces de reacción del U-238 sobre el espectro de neutrones	139
Capítulo VIII	-	Consideraciones finales	142

CAPITULO I

I INTRODUCCION

I.1 Evolución de los Reactores Rápidos

Un reactor rápido se diferencia básicamente de un reactor térmico por el hecho de no tener moderador. Recordemos que en un reactor térmico el moderador se introduce con el objeto de disminuir la energía cinética de los neutrones a fin de que las fisiones se realicen esencialmente a muy bajas energías ($E < 1$ eV) para las cuales las secciones eficaces de esta reacción son muy elevadas. En un reactor rápido las fisiones se producen a energías mucho más altas, por lo tanto, no es necesario introducir materiales moderadores. (En los medios rápidos habituales, el flujo en la región térmica es despreciable; por ello esta región de energía es suprimida en los cálculos de flujo).

La posibilidad de mantener una reacción de fisión en cadena sin moderar los neutrones y crear a la vez nuevos núcleos fisionables a partir de elementos fértiles (U-238 → Pu-239) data de la época en que se realizaron los estudios del proyecto Manhattan (1941-1945).

Con el propósito de probar la posibilidad de tal reacción en cadena se realizaron los primeros reactores como "Clementine" (Los Alamos, 1945), EBR-1 (Experimental Breeder Reactor N^o 1, Chicago 1949), BR-1 (U.R.S.S.), todos de muy baja potencia (< 1 MeV). (Detalles sobre estos reactores pueden verse en ref. 1).

Una vez superada esta etapa fue necesario resolver

los problemas tecnológicos ocasionados por el pasaje a potencias más elevadas, y con tal propósito se construyeron reactores como : BR-5 y BOR-60 (U.R.S.S.), D.F.R. (Gran Bretaña), EBR-2 y Fermi (USA), Rapsodie (Francia), etc.

Los estudios de física de reactores rápidos comenzaron hacia 1955 con la construcción de facilidades críticas de neutrones rápidos.

Entre las facilidades críticas se pueden citar: ZPR-3; ZPR-6; ZPR-9 en USA, VERA y ZEBRA en Inglaterra; BFS-1 en U.R.S.S.; SNEAK en Alemania; Mazurca y Harmonie, en Francia, etc.. (En las facilidades subrayadas se realizaron parte de las experiencias que se analizarán en este trabajo).

Los buenos resultados obtenidos en los estudios físicos y tecnológicos incitó a ciertos países a proceder a la construcción de prototipos de centrales de potencia tales como: BN-350 (350 MWe) en U.R.S.S.; PHENIX (250 MWe) en Francia y P.F.R. (250 MWe) en Gran Bretaña. A estas tres centrales en funcionamiento pueden agregarse las siguientes en proyecto o construcción: Super-Phenix (1.200 MWe, en Francia); BN-600 (600 MWe, U.R.S.S.); DEMO (350 MWe, USA); S.N.R. (300 MWe, Alemania); ^MMOJU (300 MWe, Japón).
(Detalles sobre los puntos mencionados en este apartado pueden verse en ref. 2).

I.2 Principales características de un núcleo rápido y su espectro de neutrones.

Los primeros reactores rápidos que se construyeron se hicieron con U-238 enriquecido en U-235 por no dispo-

nerse de Pu-239.

Para ese tipo de reactores, el coeficiente $\sigma_f(\text{U-235})/\sigma_c(\text{U-238})$ es del orden de 10 a alta energía mientras que a energías térmicas vale aproximadamente 200. De allí la necesidad indispensable de utilizar combustibles enriquecidos al 10% como mínimo en los núcleos rápidos.

Actualmente se emplean para estos núcleos los elementos "quemados" de las centrales térmicas que poseen en general una alta concentración en Pu-239. Las que producen más cantidad de Pu-239 son evidentemente las centrales a U-natural.

En ambos tipos de reactores (a U-235 o a Pu-239), el U-238 es siempre un elemento presente con alta concentración.

Dada la gran sección de captura del U-238, su presencia en un reactor provoca siempre una pérdida de reactividad y el consiguiente aumento de la masa crítica.

A pesar de ésto, los efectos "benéficos" de su presencia son:

- 1) contribuye a la reacción en cadena con sus fisiones producidas a alta energía ($E > 1 \text{ MeV}$);
- 2) por captura de un neutrón y emisiones β sucesivas se transforma en Pu-239 que es un elemento fisiónable importante;
- 3) conduce a un efecto Doppler negativo y elevado que garantiza una contrareacción muy deseable dada la presencia de un coeficiente sódico positivo.

La regeneración de material fisiónable a partir del U-238 es una característica importante de los reactores

rápidos. El Pu que se forma puede luego servir para alimentar otros reactores. Además la producción de Pu en el núcleo minimiza las variaciones de reactividad durante la vida útil del núcleo y permite alcanzar niveles de combustión muy elevados (100 000 MW día/tonelada ; para un reactor de agua pesada la tasa de combustión es del orden de 10.000 MW día/tonelada).

Desde el punto de vista de la seguridad, el U-238 contribuye con un coeficiente de temperatura negativo por efecto Doppler y por otro lado aumenta notablemente la fracción efectiva de neutrones retardados.

El espectro en energía de los neutrones, definido como la densidad de flujo por unidad de letargo, en un núcleo rápido está determinado principalmente por:

- a alta energía (15-1 MeV) los neutrones de fisión son moderados por choques inelásticos con los elementos pesados (U, Pu) y el acero hasta energías del orden de 100 KeV a 1 MeV.
- por debajo de 100 KeV los aportes de neutrones por fisión o por choques inelásticos son despreciables, por lo tanto el espectro está determinado esencialmente por la competición entre la absorción y los choques elásticos.
- debajo de 1 KeV prácticamente todos los neutrones son capturados por las resonancias del U-238 y el flujo se atenúa rápidamente en letargo.

Los espectros típicos de reactores rápidos cubren una extensa gama de energías (de 15 MeV a 0.5 eV) para la cual es necesario conocer con precisión las secciones eficaces de las reacciones más importantes.

Estas secciones eficaces se obtienen inicialmente en experiencias "diferenciales" y con ellas se realizan todos los cálculos pertinentes al reactor en estudio.

Estas medidas realizadas con un haz de neutrones quasi-monoenergético obtenido usualmente por medio de un acelerador lineal o un Van-Der-Graff, permiten determinar los valores de las secciones eficaces neutrónicas de manera puntual en energía.

Finalmente estas secciones eficaces, afectadas de errores experimentales apreciables, conducen a una predicción errónea de ciertos parámetros neutrónicos medidos en un reactor y que son de gran importancia práctica. Es entonces necesario recurrir a otro tipo de medidas, las medidas "integrales" que permiten disminuir la incerteza en las secciones eficaces aunque perdiendo detalle en energía. El problema que trataremos en este trabajo es el de obtener secciones eficaces inelásticas del U-238 a partir de mediciones del espectro en reactores rápidos.

I.3 Mediciones integrales

La información obtenida a partir de experiencias integrales y que ha contribuido a la evaluación de secciones eficaces, ha estado limitada hasta el presente esencialmente a la masa crítica, a los índices de espectro y a los valores en reactividad de ciertas perturbaciones. Todas estas cantidades son de naturaleza integral, es decir son función de las secciones eficaces y del espectro integrado sobre todo el dominio de energía. Esto conduce a que las secciones eficaces obtenidas por ajuste sobre una serie de valores

experimentales de mediciones integrales, sean entonces determinadas de una manera macroscópica (y no puntual) en energía. Además las secciones eficaces que desempeñan un papel importante en este tipo de mediciones, y que por consiguiente es legítimo proceder a su ajuste, son generalmente las secciones de captura y de fisión.

I.4 Mediciones del Espectro Neutrónico

Durante estos últimos años se realizó un progreso notable en la precisión de las medidas del espectro de neutrones, en particular por los métodos de protón de retroceso y tiempo de vuelo.

Es así que varios trabajos realizados en diferentes laboratorios (2-7) pusieron en evidencia la existencia de importantes desacuerdos entre los espectros medidos y calculados en medios de neutrones rápidos con una alta concentración en U-238.

Esto condujo a estudiar en que forma estos nuevos valores experimentales podrían ser utilizados para verificar los métodos teóricos de cálculo, o bien introducidos en los ajustes de secciones eficaces. Resultados en esta dirección se exponen en la referencia (8) donde los cocientes de flujo integrados sobre ciertas bandas de energía se introducen como nuevos parámetros integrales suplementarios en un ajuste general de las secciones eficaces.

La importancia de las medidas de espectro en el ajuste de datos neutrónicos ya ha sido claramente demostrada.

El lector puede referirse al artículo de Rowlands et al. (9) que muestra las diferencias que resultan en las secciones eficaces ajustadas cuando las medidas de espectro se incluyen o no en el ajuste.

I.5

Las secciones eficaces inelásticas del U-238 y su importancia sobre el espectro

En este trabajo se propone un procedimiento diferente del utilizado en las referencias 8 y 9, mencionadas en el apartado precedente, y se lo aplica a las secciones eficaces inelásticas del U-238. Para ello se buscan relaciones más directas entre el espectro neutrónico y las secciones inelásticas del U-238. La existencia de estas relaciones se basa en el hecho de que el espectro depende de la sección eficaz total, en particular a alta energía, de las secciones eficaces inelásticas mientras que el balance neutrónico global está determinado por las secciones eficaces de captura y fisión.

Para buscar el origen de los desacuerdos entre el espectro medido y calculado, se realizaron estudios de sensibilidad (10) y se encontró que las secciones eficaces inelásticas del U-238, σ_{in} (U-238) juegan un papel de primera importancia con respecto a otras reacciones en la determinación del espectro entre 10 keV y 1 MeV, mientras que los parámetros integrales son muy poco sensibles a las secciones eficaces σ_{in} (U-238).

La importancia relativa entre las colisiones elásticas e inelásticas fue estudiada por Campbell (11) quien mostró que por encima de 100 keV la moderación de neutrones

está dominada por las colisiones inelásticas en el U-238. Por otro lado se han observado subestimaciones sistemáticas en los valores calculados del espectro a baja energía (4,6,7) que pueden modificar fuertemente la predicción del efecto Doppler. Veremos en este trabajo que tales subestimaciones pueden ser debidas a un mal conocimiento de las secciones eficaces σ_{in} (U-238) en la región comprendida entre 45 keV y 120 keV.

El conocimiento de σ_{in} (U-238) está lejos de ser satisfactorio en el presente. Las medidas diferenciales de estas secciones eficaces en ciertos dominios de energía (1 a 3 MeV por ejemplo) pueden diferir en un 25% o más de una experiencia a otra (12).

Veremos luego que a bajas energías ($E < 100$ keV) existen diferencias de más de 30% entre diferentes evaluaciones de la sección eficaz a pesar de que estas evaluaciones están basadas en los mismos resultados experimentales.

I.6 Esquema de trabajo realizado

Para la realización de este trabajo se pudo disponer de los valores experimentales del espectro neutrónico medido en cinco facilidades críticas distintas, pertenecientes a varios laboratorios: ZPR-9 (Argonne National Laboratory); ZEBRA (A.E.E. Winfrith, U.K.); SNEAK (Karlsruhe, Alemania); Harmonie (C.E.N. Cadarache, Francia) y Ermine (C.E.N. Fonténay-aux-Roses, Francia).

En todos los casos las mediciones se realizaron

en medios rápidos de K_{∞} próximo a la unidad y constituidos esencialmente de uranio metálico enriquecido en aproximadamente el 6% con un bajo porcentaje de materiales de estructura.

El U-238 representa así un 80% de la composición atómica en todos los medios.

Cuatro conjuntos distintos de datos inelásticos de base del U-238 son analizados. Estos son: la evaluación de Prince (13), en la cual se basan los valores de la biblioteca de datos nucleares ENDF/B-II, (Brookhaven National Laboratory), La evaluación de Pitterle (14) empleada para la biblioteca de ENDF/B-III, la evaluación de Vastel (15) utilizada en el juego Cadarache de secciones eficaces versión I y en la biblioteca inglesa de datos nucleares U.K.N.D.L. (DFN-401) y finalmente los valores del juego Cadarache versión II (16). Sobre otras fuentes de datos nucleares para el U-238 se hará referencia en el capítulo VII.

Todos los análisis de este trabajo se realizaron en el esquema a multigrupos en energía del juego Cadarache (25 grupos).

Los bornes en energía de cada grupo se dan en la Tabla I.

Los métodos teóricos de cálculo son expuestos en el capítulo II. Los estudios preliminares de sensibilidad del espectro y de los parámetros integrales a la matriz inelástica del U-238 se realizan en el capítulo III.

El capítulo IV presenta un análisis comparativo de los distintos juegos multigrupo que resultan de las eva-

TABLA I

Bornes en energía del juego multigrupo y espectro de ponderación de las secciones eficaces.-

Grupo	Energía superior (MeV)	$\psi (E)$
1	14,5	fission
2	3,68	fission
3	2,23	E^{-2}
4	1,35	E^{-2}
5	0,821	E^{-2}
6	0,498	E^{-1}
7	0,302	E^{-1}
8	0,183	E^{-1}
9	0,111	E^{-1}
10	$6,74 \cdot 10^{-2}$	E^{-1}
11	$4,09 \cdot 10^{-2}$	$E^{-1/2}$
12	$2,48 \cdot 10^{-2}$	$E^{-1/2}$
13	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$E^{-1/2}$
14	$9,12 \cdot 10^{-2}$	$E^{-1/2}$
15	$5,53 \cdot 10^{-3}$	$E^{-1/2}$
16	$3,36 \cdot 10^{-3}$	$E^{-1/2}$
17	$2,04 \cdot 10^{-3}$	$E^{-1/2}$
18	$1,23 \cdot 10^{-3}$	1.
19	$7,48 \cdot 10^{-4}$	1.
20	$4,54 \cdot 10^{-4}$	1.
21	$2,75 \cdot 10^{-4}$	1.
22	$1,01 \cdot 10^{-4}$	1.
23	$2,26 \cdot 10^{-5}$	E
24	$3,06 \cdot 10^{-6}$	E
25	$4,14 \cdot 10^{-7}$	Maxw.

luaciones precedentes y se seleccionan así dos matrices de probabilidades de transferencia inelástica del U-238.

En el capítulo V se analizan las discrepancias entre los valores medidos y calculados del espectro en función del medio considerado y de los valores de la matriz inelástica del U-238.

En el capítulo VI se obtiene, a partir de los espectros neutrónicos experimentales, un nuevo juego de secciones inelásticas del U-238 que concuerda con otros juegos recientes de secciones eficaces.

Los nuevos espectros neutrónicos calculados con este juego resultan dentro del margen del error experimental de los espectros medidos.

En el capítulo VII se considera el efecto de otras reacciones tales como la captura radiativa (n, γ) y la reacción $(n, \gamma n')$ que se revelan sin importancia en la determinación del juego de secciones eficaces inelásticas del U-238 obtenido en el capítulo VI.

CAPITULO II

II METODOS TEORICOS DE CALCULO DEL FLUJO NEUTRONICO

II.1 Ecuación Unidimensional de Transporte

La ecuación unidimensional de transporte para los medios usuales de neutrones rápidos es en la notación habitual:

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial x} + \Sigma_{tr,i}(E) \right] \Phi(x, E, \mu) = \frac{\chi_i(E)}{2K} \int_0^{\infty} (\nu \Sigma_{f,i})(E') \Phi(x, E') dE' + \frac{1}{2} \int_E^{\infty} \tilde{\Sigma}_i(E' \rightarrow E) \Phi(x, E') dE' \quad (2.1)$$

donde las secciones eficaces $\Sigma_h(E)$ de transporte, $(\nu \Sigma_f)_i(E)$ de producción por fisión y $\Sigma_i(E' \rightarrow E)$ de transferencia de energía y el espectro de fisión $\chi_i(E)$, dependen del espacio sólo a través del medio i considerado.

Las incógnitas a determinar son la constante de multiplicación k del sistema (valor propio de la ecuación) y el flujo angular $\Phi(x, E, \mu)$ ligado al flujo escalar $\phi(x, E)$ por la relación:

$$\phi(x, E) = \int_{-1}^1 d\mu \Phi(x, E, \mu) \quad (2.2)$$

En (2.1) se consideró la dispersión (scattering) como isotrópica; la anisotropía se tiene en cuenta en forma aproximada por medio de la corrección completa de transporte. Es por ello que en lugar de la sección eficaz total $\Sigma(E)$ en (2.1) aparece la sección eficaz de transporte $\Sigma_{tr,i}(E)$

$$\Sigma_{tr,i}(E) = \Sigma_{t,i}(E) - \Sigma_{(A),i}(E) \quad (2.3)$$

donde

$$\Sigma_{(4),i}(E) = \int_{-1}^1 \mu_0 d\mu_0 \int_0^E \Sigma_i(E' \rightarrow E, \mu_0) dE' \quad (2.4)$$

es la sección eficaz de dispersión de orden 1 y $\Sigma_i(E' \rightarrow E, \mu_0)$ es la sección eficaz diferencial de transferencia energética y angular de E' a E en energía y con un ángulo de desviación cuyo coseno es μ_0 .

De manera similar en (2.1) la sección eficaz de transferencia de energía $\tilde{\Sigma}_i(E' \rightarrow E)$ corregida de transporte, está dada por:

$$\tilde{\Sigma}_i(E' \rightarrow E) = \Sigma_i(E' \rightarrow E) - \Sigma_{(4),i}(E) \delta(E' \rightarrow E) \quad (2.5)$$

donde

$$\Sigma_i(E' \rightarrow E) = \int_{-1}^1 d\mu_0 \Sigma_i(E' \rightarrow E, \mu_0) \quad (2.6)$$

es la sección eficaz real de transferencia de energía.

II.2 Balance en medio infinito sin fugas

En el caso idealizado de un medio infinito y sin fugas la ecuación general (2.1) se reduce a:

$$\Sigma_{tr}(E) \Phi(E) = \frac{\chi(E)}{K_\infty} \int_0^\infty (\nu \Sigma_f)(E') \Phi(E') dE' + \int_E^\infty \tilde{\Sigma}(E' \rightarrow E) \Phi(E') dE' \quad (2.7)$$

ya que el primer término (de fugas) en (2.1) es nulo. Si en (2.7) se suma el término $\Sigma_1(E) \Phi(E)$ a cada miembro se obtiene:

$$\Sigma_t(E)\Phi(E) = \frac{\chi(E)}{K_\infty} \int_0^\infty (\nu\Sigma_f)(E')\Phi(E')dE' + \int_E^\infty \Sigma(E' \rightarrow E)\Phi(E')dE' \quad (2.8)$$

que es la forma usual de expresar el balance en un medio de neutrones rápidos, considerado infinito y sin fugas. En (2.7) y (2.8) el autovalor a determinar es K_∞ . Esta constante de multiplicación es un parámetro integral de importancia práctica pues permite caracterizar un medio multiplicativo. En particular K_∞ es inferior a la unidad y muy pequeño en los medios "coberturas" y superior a uno en los medios "núcleos".

II.3

Balance en un medio infinito en modo fundamental

Si en un medio infinito no se hace la hipótesis que las fugas son nulas, el balance resultante puede obtenerse por una transformación de Fourier de la ecuación (2.1) con respecto a la variable espacial x y el desarrollo de $\phi(x, E, \mu)$ en serie de polinomios de Legendre $P_1(\mu)$.

Se obtiene así una ecuación que contiene sólo la variable energía y cuyo valor propio a determinar es B^2 .

$$[\Sigma_t(E) + D(E) \cdot B^2] \Phi(E) = \chi(E) \int_0^\infty (\nu\Sigma_f)(E')\Phi(E')dE' + \int_E^\infty \Sigma(E' \rightarrow E)\Phi(E')dE' \quad (2.9)$$

y el coeficiente de difusión $D(E)$ está dado por:

$$D(E) = \frac{1}{3\gamma(E)\Sigma_{tr}(E)}, \quad \gamma(E) = \frac{\alpha(E) \operatorname{arctg} \alpha(E)}{3 \left[1 - \frac{\operatorname{arctg} \alpha(E)}{\alpha(E)} \right]}, \quad \alpha(E) = \frac{B}{\Sigma_t(E)} \quad (2.10)$$

Un estudio detallado de diversas aproximaciones corrientemente utilizadas para Σ_{tr} puede consultarse en la referencia 17.

En la ecuación (2.9) el sistema infinito es crítico (constante de multiplicación $k=1$), por medio de la introducción de las fugas.

El mayor valor propio B_m^2 en (2.9) es el Laplaciano material del medio considerado, y la función propia asociada $\phi(E)$ es el espectro fundamental del medio.

B_m^2 es positivo si K_∞ es mayor que uno (núcleos típicos), y negativo si K_∞ es menor que la unidad (coberturas, núcleos subcríticos tales como el uranio natural puro). En el caso muy especial en que el medio tiene K_∞ igual a la unidad, B_m^2 es nulo. En ese caso las fugas del modo fundamental son nulas y los dos espectros correspondientes a las ecuaciones (2.7) (medio infinito sin fugas) y (2.9) (modo fundamental) coinciden.

En el caso general, el espectro correspondiente al medio considerado infinito y sin fugas (ec. 2.7) tiene poco interés práctico. El espectro fundamental, en cambio, representa el espectro asintótico que se observa en la realidad en un medio fisionable lejos de sus interfaces, es decir, en zonas donde las perturbaciones sobre el flujo, debido a la presencia de otros medios son despreciables.

En dichas zonas el medio se comporta entonces como si fuese realmente infinito, y su espectro es prácticamente constante en espacio y coincide con el espectro fundamental.

II.4 Aproximación de la difusión

Integrando la ecuación de transporte (2.1) sobre μ (entre -1 y 1) y aplicando la ley de Fick que relaciona el flujo escalar $\phi(x, E)$ y la corriente $J(x, E)$

$$J(x, E) = \int_{-1}^1 \mu \phi(x, E, \mu) d\mu \cong -D(E) \nabla \phi(x, E, \mu)$$

se obtiene la ecuación de balance en teoría de la difusión:

$$[-D(E) \nabla^2 + \Sigma_{tr}(E)] \phi(x, E) = \frac{\chi(E)}{k} \int_0^{\infty} (\nu \Sigma_f)(E') \phi(x, E') dE' + \int_E^{\infty} \tilde{\Sigma}(E' \rightarrow E) \phi(x, E') dE' \quad (2.11)$$

que depende de la definición adoptada por el coeficiente de difusión $D(E)$.

Si se define $D(E)$ por la relación (2.10) las soluciones de las ecuaciones (2.11) y (2.1) son prácticamente idénticas, al menos en la zona asintótica de un núcleo, y la gran ventaja de emplear la (2.11) en lugar de la (2.1) es, evidentemente, la eliminación de la variable angular μ .

II.5 Secciones eficaces a multigrupos

La resolución numérica de la ecuación de balance (2.1) (o sus casos particulares vistos más arriba) exige considerar a la variable energía como discreta dada la estructura compleja de las secciones eficaces involucradas.

El dominio energético total utilizado en los reactores rápidos ^{se} extiende usualmente entre las energías térmicas y una energía superior E_0 del orden de 15 MeV. Este dominio energético es subdividido en N intervalos (grupos). Así el grupo g está limitado por las energías E_g y E_{g+1} ;

el índice g del grupo aumenta con el letargo $U = \ln(E_0/E)$ y disminuye por consiguiente con la energía (el grupo 1 corresponde a las energías más altas).

La integración de la ecuación de balance (2.1) entre las energías E_g y E_{g+1} (con g de 1 a N), permite obtener las ecuaciones de balance a multigrupos:

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial x} + \sum_{tr}^g \right] \Phi^g(x, \mu) = \frac{\chi^g}{2k} \sum_{g'=1}^N (\nu \Sigma_f)^{g'g'} \Phi^g(x) + \frac{1}{2} \sum_{g'=1}^g \sum_{g''=g'+g}^g \Phi^{g''}(x) \quad (2.12)$$

En este sistema de ecuaciones, las incógnitas son la constante de multiplicación k , el vector $\Phi^g(x, \mu)$, el flujo angular a multigrupos

$$\Phi^g(x, \mu) = \int_{E_{g+1}}^{E_g} \Phi(x, E, \mu) dE \quad (2.13)$$

y el flujo escalar a multigrupos

$$\Phi^g(x) = \int_{-1}^1 d\mu \Phi^g(x, \mu) = \int_{E_{g+1}}^{E_g} \Phi(x, E) dE \quad (2.14)$$

Las secciones eficaces macroscópicas a multigrupos en (2.12) son por consiguiente:

$$(\nu \Sigma_f)^g(x) = \left[\Phi^g(x) \right]^{-1} \int_{E_{g+1}}^{E_g} (\nu \Sigma_f)(E) \Phi(x, E) dE \quad (2.15)$$

$$\tilde{\Sigma}^{g' \rightarrow g}(x) = [\Phi^{g'}(x)]^{-1} \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \int_{E'_{g+1}}^{E'_{g'}} dE' \tilde{\Sigma}(E' \rightarrow E) \Phi(x, E') \quad (2.16)$$

$$\Sigma_{tr}^g(x, \mu) = [\Phi^g(x, \mu)]^{-1} \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE Z_{tr}(E) \Phi(x, E, \mu) \quad (2.17)$$

Como el flujo $\phi(x, E, \mu)$, que interviene en las definiciones precedentes como función de ponderación no es conocido a priori se lo aproxima por un cierto espectro detallado calculable directamente en un problema a cero dimensión.

Dicho espectro, llamado "espectro de ponderación", está definido de manera de aproximarle lo mejor posible al espectro real en el medio considerado, promediado en espacio sobre el volumen de dicho medio (18). Como en el núcleo el espectro real es normalmente próximo al espectro fundamental (ec. 2.9) sobre una importante zona espacial, este espectro es utilizado entonces como espectro de ponderación.

Por otro lado en la práctica, las secciones eficaces macroscópicas Σ_x^g de las distintas reacciones ($x =$ producción, transporte, transferencia, etc) se obtienen a partir de los valores microscópicos $\sigma_{x,j}^g$ de cada elemento j del medio en cuestión.

$$\Sigma_x^g = \sum_j N_j \sigma_{x,j}^g \quad (2.18)$$

donde N_j es la concentración atómica del elemento j . Los valores microscópicos a multigrupos, se definen por consiguien-

te de manera similar a las relaciones (2.15) a (2.17) pero reemplazando el flujo real $\phi(x, E)$ o $\phi(x, E, \mu)$ por el espectro de ponderación $\psi_i(E)$ del medio i

$$(\nu \sigma_f)_{i,j}^g = [\Psi_i^g]^{-1} \int_{E_{g+1}}^{E_g} (\nu \sigma_f)_j(E) \Psi_i(E) dE \quad (2.19)$$

$$\tilde{\zeta}_{i,j}^{g' \rightarrow g} = [\Psi_i^{g'}]^{-1} \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \int_{E_{g'+1}}^{E_{g'}} \tilde{\zeta}_j(E' \rightarrow E) \Psi_i(E') dE' \quad (2.20)$$

$$\sigma_{tr,i,j}^g = [\Psi_i^g]^{-1} \int_{E_{g+1}}^{E_g} \sigma_{tr,j}(E) \Psi_i(E) dE \quad (2.21)$$

Esta última sección eficaz corresponde por definición a la suma de las secciones eficaces de las diversas secciones:

$$\sigma_{tr,i,j}^g = \sigma_{c,i,j}^g + \sigma_{f,i,j}^g + \sigma_{s,i,j}^g - \sigma_{(1),i,j}^g \quad (2.22)$$

donde las 4 secciones eficaces multigrupo del 2º miembro (de captura, fisión, dispersión o scattering, y de orden 1) se definen de manera análoga a la relación (2.21).

$$\tilde{G}_{s,i,j}^g = G_{s,i,j}^g - G_{(1),i,j}^g$$

representa la sección eficaz de scattering corregida de transporte y se obtiene por consiguiente la relación (omitiendo los índices i y j).

$$\tilde{G}_s^g = \tilde{G}^{g \rightarrow g} + G_{p,s}^g \quad (2.23)$$

El primer término es la sección eficaz de transferencia de energía interna del grupo g (sin cambiar de grupo) corregida de transporte

$$\tilde{G}^{g \rightarrow g} = G^{g \rightarrow g} - G_{(1)}^g \quad (2.24)$$

El segundo término en (2.23) es la sección eficaz de partida por scattering del grupo, o sea que corresponde a todos los neutrones que desaparecen del grupo g por scattering

$$G_{p,s}^g = \sum_{g'=g+1}^N G^{g \rightarrow g'} \quad (2.25)$$

Cada una de las tres relaciones (2.23) a (2.25) pueden a su vez descomponerse en dos partes correspondientes respectivamente al scattering inelástico y al elástico. En particular cada término de la matriz de transferencia puede descomponerse en la forma:

$$\sigma_{g \rightarrow g'} = \sigma_{in}^{g \rightarrow g'} + \sigma_e^{g \rightarrow g'} \quad (2.26)$$

II.6 Transferencias elásticas a multigrupos

Los elementos usuales presentes en los reactores rápidos (O, Na, Fe, Cr, Ni, U, Pu) moderan elásticamente sobre un intervalo $\epsilon = \ln \alpha^{-1}$ ($\alpha = (A-1)/(A+1)^2$) muy pequeño, comprendido entre $\epsilon \approx 0.2$ para el oxígeno y $\epsilon = 0.02$ para los elementos pesados (U, Pu).

Como usualmente se consideran grupos en un intervalo $\Delta u \ll 0.5$ las transferencias elásticas multigrupo sólo son posibles dentro del mismo grupo, $\sigma_e^{g \rightarrow g}$ o hacia el grupo inmediatamente posterior $\sigma_c^{g \rightarrow g+1}$.

Todos los otros elementos de la matriz de transferencia elástica ($\sigma_e^{g \rightarrow g'}$ con $g' > g+2$) son nulos.

II.7 Sección eficaz de partida total

La sección eficaz de transporte (del elemento j. en el medio i) puede ponerse en la forma:

$$\sigma_{tr}^g = \sigma_a^g + \tilde{\sigma}^{g \rightarrow g} + \sigma_{RS}^g \quad (2.27)$$

donde σ_a^g es la sección eficaz de absorción (captura y fisión) Como $\tilde{\sigma}^{g \rightarrow g}$ corresponde a reacciones sin desaparición de neutrones del grupo g, se define la sección eficaz de partida total del grupo:

$$\zeta_{p,t}^g = \zeta_a^g + \zeta_{p,s}^g = \zeta_a^g + \zeta_{p,in}^g + \zeta_e^g \quad (2.28)$$

Esta última sección eficaz corresponde entonces a la "absorción total" en el grupo debido a: la absorción real (captura y fisión), partida inelástica hacia los grupos siguientes y transferencia elástica al grupo siguiente.

II.8 Ecuaciones de balance a multigrupos

En los párrafos precedentes se consideraron cuatro ecuaciones de balance.

- de transporte a una dimensión espacial (ec. 2.1)
- de difusión a una dimensión espacial (ec. 2.11)
- en medio infinito sin fugas (ec. 2.7 ó 2.8)
- en medio infinito en modo fundamental (ec. 2.9)

En la primera de estas ecuaciones (transporte espacial) aparecen dos funciones incógnitas formalmente distintas $\phi(x, E, \mu)$ y $\phi(x, E)$ en los dos miembros de la ecuación. En los otros tres casos, en cambio, aparecen en ambos miembros el flujo escalar $\phi(x, E)$ o $\phi(E)$ (según el caso considerado).

En el esquema multigrupo la ecuación de transporte espacial es la (2.12). En los otros tres casos es posible eliminar en ambos miembros el término $\sum_{g \rightarrow g} \tilde{\Sigma}^{g \rightarrow g} \phi(x, E)$ (en la ecuación de difusión a una dimensión) o $\sum_{g \rightarrow g} \tilde{\Sigma}^{g \rightarrow g} \phi(E)$ (en el medio infinito). En esta forma se tienen las ecuaciones de balance a multigrupos siguientes:

Difusión a una dimensión

$$\left[-D^g \nabla^2 + \Sigma_{p,t}^g \right] \Phi^g(x) = \frac{\chi^g}{K} \sum_{g'=1}^N (\nu \Sigma_f)^{g'g'} \Phi^{g'}(x) + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma^{g' \rightarrow g} \Phi^{g'}(x) \quad (2.29)$$

en el medio infinito sin fugas

$$\sum_{p,t}^g \Phi^g = \frac{\chi^g}{K_\infty} \sum_{g'=1}^{\infty} (\nu \Sigma_f)^{g'g'} \Phi^{g'} + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma^{g' \rightarrow g} \Phi^{g'} \quad (2.30)$$

en el medio infinito en modo fundamental

$$\left(\Sigma_{p,t}^g + D^g B_m^2 \right) \Phi^g = \chi^g \sum_{g'=1}^N (\nu \Sigma_f)^{g'g'} \Phi^{g'} + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma^{g' \rightarrow g} \Phi^{g'} \quad (2.31)$$

Como se observa en estos tres casos en el balance no intervienen ni la sección eficaz de transporte Σ_{tr}^g (o total Σ_t) ni la sección eficaz de transferencia dentro del mismo grupo $\tilde{\Sigma}^{g \rightarrow g}$.

En el caso de la ecuación de transporte, ec. (2.12) dichas secciones eficaces intervienen explícitamente.

II.9 Los juegos de secciones eficaces a multigrupos

Vimos, anteriormente (I.2) que el espectro de un reactor rápido se extiende sobre una extensa gama de energía, donde será necesario dar con precisión las secciones eficaces. Con el objeto de limitar la cantidad de información necesaria se reemplazan las secciones eficaces, en función de la energía, por sus valores promedios en intervalos de energía elegidos a priori. Esto conduce a la creación de juegos de secciones eficaces a multigrupos.

Estos valores promedios se definen de manera de conservar las tasas de reacción de tal modo que el balance de neutrones sea exacto. Como ejemplo, el valor promedio de la sección eficaz de captura en el grupo j (intervalo $[E_j, E_{j+1}]$), está dada por

$$\sigma_{c,j} = \frac{\int_{E_{j+1}}^{E_j} \sigma_c(E) \psi(E) dE}{\int_{E_{j+1}}^{E_j} \psi(E) dE} \quad (2.32)$$

Como el flujo depende del medio considerado, no es entonces posible conocerla de antemano y por lo tanto deben hacerse ciertas hipótesis sobre la variación del flujo con la energía en el intervalo $[E_j, E_{j+1}]$.

Para construir un juego de secciones eficaces, se necesita no sólo conocer la variación de las secciones eficaces con la energía, sino también definir métodos de ponderación y en particular introducir hipótesis sobre la forma del flujo.

Entre los juegos de secciones eficaces a multi-grupos más conocidos se encuentran los siguientes:

- YOM a 16 grupos (19)
- Hansen Roach (H.R.) (20)
- ABBN (26 grupos URSS) (21)
- FD-2 (Inglaterra) (22)
- 26 grupos ANL (23)
- Juego a 26 grupos de Karlsruhe (24)
- Juego Cadarache a 25 grupos (25)

Para proceder a la construcción de un juego de secciones eficaces a multigrupos es necesario archivar (grabar en cinta magnética por ejemplo), todas las secciones eficaces puntuales "evaluadas" para todas las reacciones y todos los elementos de interés. El trabajo de "evaluación" consiste en elegir entre las diferentes medidas de una misma sección eficaz aquélla que está menos afectada de errores y cuando no existen medidas calculadas mediante un modelo de cálculo adecuado para esa sección eficaz. Estos valores son reexaminados cuando aparecen nuevas medidas o nuevas teorías.

Existen archivos ya elaborados entre los que citamos:

- La cinta ENDF-B en cuya preparación participan numerosos laboratorios de EE.UU. y en la cual se basan los cálculos de reactores en ese país.
- La cinta alemana basada sobre la compilación de J. Schmidt⁽²⁶⁾
- La cinta inglesa UKNDL elaborada en Winfried (Inglaterra).

A partir de estas cintas cada laboratorio define un juego de secciones eficaces a multigrupos para lo cual se elige un método y un flujo de ponderación. Luego estas sec-

ciones eficaces son probadas en experiencias integrales y cambiadas si es necesario.

Tal, será el caso, en este trabajo, para las secciones inelásticas del U-238.

El juego de secciones eficaces que utilizaremos es el de Cadarache a 25 grupos fabricados a partir de la cinta inglesa con el espectro de ponderación que se da en la Tabla I.

Este espectro lo designaremos en lo sucesivo como espectro standard y representa el espectro tipo de un reactor refrigerado a sodio.

En este juego las secciones eficaces de variación lenta con la energía (como las secciones de captura y de fisión de los elementos pesados a alta energía) son ponderadas como se indica en la formula (2.32).

Las secciones eficaces de scattering inelástico, por ejemplo la sección inelástica de transferencia de neutrones del grupo j está dada por:

$$\sigma_{in}^{i \rightarrow j} = \frac{\int_{E_{j+1}}^{E_j} dE \int_{E_{i+1}}^{E_i} \sigma_{in}(E' \rightarrow E) \psi(E') dE'}{\int_{E_{i+1}}^{E_i} \psi(E') dE'} \quad (2.33)$$

Para un reticulado en energía suficientemente fino (por ejemplo $\Delta u = 0.5$ que es nuestro caso) el error que se comete empleando el espectro de ponderación standard en lugar del espectro real del reactor considerado es en general pequeño. Este problema será tratado con más detalle en el Capítulo III. Las fórmulas (II.1) y (II.2) junto con la

elección del espectro de ponderación y la red de energía permiten calcular todas las secciones de captura, de fisión y totales en la región de las resonancias y las secciones de scattering elástico. Para calcular estas secciones se utilizan numerosas aproximaciones sobre las cuales no se dan detalles puesto que no conciernen a este trabajo.

CAPITULO III

III SENSIBILIDAD DEL ESPECTRO DE NEUTRONES Y DE LOS PARAMETROS INTEGRALES DE REACTORES RAPIDOS A LA MATRIZ INELASTICA DEL URANIO 238

III.1 Esquema de cálculo

Se consideran en este capítulo un medio multiplicativo en modo fundamental y un sistema núcleo-cobertura a una dimensión espacial. En ambos casos se utilizan como ejemplo, medios reales estudiados en experiencias de física de reactores rápidos.

El procedimiento de cálculo se inicia creando, con el código HETAIRE ⁽²⁷⁾, todas las secciones eficaces microscópicas a 25 grupos de energía de los elementos constituyentes del medio.

Ese juego de secciones eficaces será en nuestro caso el juego de referencia. Con él se calcula mediante el código PERFON ⁽²⁸⁾ todos los parámetros de interés en modo fundamental: laplaciano material, balance, secciones eficaces efectivas a un grupo, coeficientes de reactividad, etc. Estos resultados serán los valores de referencia de dichos parámetros.

Luego, mediante el código CORBAC ⁽²⁹⁾, se modifican en un cierto porcentaje los distintos componentes de la matriz inelástica del Uranio 238 del juego inicial de referencia creado por HETAIRE.

Se obtiene así un nuevo juego modificado con el cual se recalculan mediante PERFON los mismos parámetros.

La comparación de esos dos conjuntos de resulta-

dos obtenidos con PERFON permite evaluar el efecto de la modificación de las secciones eficaces inelásticas del U-238 sobre cada uno de los parámetros considerados. Dado que ciertos parámetros muestran variaciones considerables, este proceso es preferible a un cálculo de perturbaciones usual.

Paralelamente al estudio de ciertos medios de interés considerados en modo fundamental, se analizaron sistemas de dos zonas, núcleo-cobertura, donde evidentemente interviene también la variable espacial.

Los parámetros, cuya sensibilidad al σ_{in} (U-238) se estudió, se determinaron con el código MUDE ⁽³⁰⁾ que permite el cálculo del flujo en espacio y energía con teoría de difusión a una dimensión espacial, aplicándose para geometría cilíndrica.

Se utilizó como núcleo el medio R1 del reactor rápido MASURCA. Este medio se representa en todos los casos mediante el juego de secciones eficaces de referencia, ya que en este tipo de medios (núcleos típicos de reactores rápidos de potencia) las discrepancias entre cálculo y experiencia son suficientemente pequeñas.

Este núcleo es reflejado por coberturas típicas con alto contenido en U-238:

- 1) una cobertura de óxido de uranio empobrecido refrigerado por sodio (cobertura UO_2-Na) correspondiente a reactores de potencia,
- 2) una cobertura de uranio natural metálico, utilizada en las facilidades críticas rápidas.

En ambas coberturas se efectuaron modificaciones

de la matriz inelástica del U-238 por medio del código CORBAC.

En ambos casos del sistema núcleo-cobertura, el caso de referencia debe ser crítico, para ello se ajustó el radio del núcleo, dejando fijo el espesor de la cobertura (150 cm). En cuanto a la dirección axial, eje z, es aproximadamente representada por fugas axiales iguales a una sección eficaz de absorción suplementaria $D(E) \cdot \beta^2$. El factor β^2 fue fijado igual a 1/3 del laplaciano material B_m^2 , que es el valor en el caso de que el flujo en el núcleo coincida con el flujo del modo fundamental.

En los casos perturbados, la geometría y las fugas axiales son idénticas al caso de referencia, con lo que se evalúa el efecto de reactividad (δk_{eff}) debido a la modificación realizada en σ_{in} (U-238).

III.2 Análisis de un medio constituido de Uranio natural puro en modo fundamental.

En un medio constituido de uranio natural puro (metálico) en modo fundamental se efectuaron modificaciones de la matriz inelástica del U-238. En el juego a multigrupos Cadarache, como en los demás juegos similares de otros países, el paso en letargo utilizado $\Delta\mu = 0.5$, conduce a que la matriz $\sigma_{in}^{g \rightarrow g'}$ del U-238 tenga componentes no nulas en los grupos iniciales g de 1 a 10 (Primer nivel excitado del U-238, $E_1 = 45$ keV. Energía inferior del grupo 10, $E = 40.9$ keV). Las transferencias se consideran despreciables a partir del grupo final $g' = 18$.

Las modificaciones realizadas en la matriz

$\sigma_{in}^{g \rightarrow g'}$ del U-238 son las siguientes:

- a) Se aumentó en un +20% la sección eficaz de partida inelástica $\sigma_{P,n}^1$ del grupo 1 y todas las transferencias de neutrones de ese grupo hacia los otros grupos $\sigma_{in}^{1 \rightarrow g'}$ (esta modificación mantiene constante las probabilidades de transición $P_{g \rightarrow g'}$ de un grupo a otro). Luego se efectuaron las mismas modificaciones para el segundo grupo, el tercero, etc, hasta el grupo 10.

Se construyeron así, en total, 10 casos "perturbados" destinados a estudiar el efecto de la sección eficaz inelástica en función de la energía manteniendo fija toda la matriz de probabilidades de transición.

- b) Se modificó en un -20% la sección eficaz de partida inelástica del grupo 2, $\sigma_{P,in}^2$, y las transferencias de neutrones correspondientes $\sigma_{in}^{2 \rightarrow g}$.

Lo mismo se hizo sobre el grupo 6 (dos casos perturbados).

- c) Idem al caso b), pero las modificaciones fueron del 40% (dos casos). El objeto de las modificaciones b) y c) es comprobar el comportamiento aproximadamente lineal de las respuestas del espectro y parámetros integrales a la modificación de $\sigma_{in}^{g \rightarrow g'}$ (U-238).

- d) Se modificó en el -20% todas las secciones eficaces de partida inelástica $\sigma_{P,in}^g$ y todas las transferencias de neutrones $\sigma_{in}^{g \rightarrow g'}$ de todos los grupos (un caso).

- e) Idem al caso d) pero la modificación fue del +20% (un caso).

- f) Modificación del -20% de todas las secciones eficaces de partida inelástica $\sigma_{P,in}^g$ y de las transferencias correspondientes $\sigma_{in}^{g \rightarrow g'}$ de los grupos 4 a 10 (un caso).

La Tabla II muestra el efecto de las modificaciones

TABLA II

0 - Caso de referencia

1 - Modif. del 20% en la sección inelástica del 1º grupo

2 - Modif. del 20% en la sección inelástica del 2º grupo

3 - Modif. del 20% en la sección inelástica del 3º grupo

4 - Modif. del 20% en la sección inelástica del 4º grupo, etc.

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
B^2 m	-0,1338 10 ⁻¹	-0,1352 10 ⁻¹	-0,1357 10 ⁻¹	-0,1358 10 ⁻¹	-0,1352 10 ⁻¹	-0,1356 10 ⁻¹	-0,1358 10 ⁻¹	-0,1361 10 ⁻¹	-0,1347 10 ⁻¹	-0,1342 10 ⁻¹	-0,1340 10 ⁻¹
$\frac{\Delta B^2 m}{B^2 m}$		0,98 10 ⁻²	1,37 10 ⁻²	1,42 10 ⁻²	0,98 10 ⁻²	1,27 10 ⁻²	1,49 10 ⁻²	0,91 10 ⁻²	0,63 10 ⁻²	0,28 10 ⁻²	0,12 10 ⁻²
K*	0,1938	0,18911	0,18728	0,18727	0,19228	0,19342	0,19343	0,19348	0,19349	0,19361	0,19375
$\frac{\Delta K^*}{K^*}$		-2420 10 ⁻⁵	-3364 10 ⁻⁵	-3369 10 ⁻⁵	-784 10 ⁻⁵	-196 10 ⁻⁵	-191 10 ⁻⁵	-165 10 ⁻⁵	-160 10 ⁻⁵	-98 10 ⁻⁵	-20 10 ⁻⁵
$D B^2$ m	-1,0112 10 ⁻²	-1,0193 10 ⁻²	-1,0225 10 ⁻²	-1,0228 10 ⁻²	-1,0177 10 ⁻²	-1,0196 10 ⁻²	-1,0224 10 ⁻²	-1,0193 10 ⁻²	-1,0179 10 ⁻²	-1,0150 10 ⁻²	-1,0123 10 ⁻²
$\frac{\Delta D B^2 m}{D B^2 m}$		0,80 10 ⁻²	1,10 10 ⁻²	1,13 10 ⁻²	0,63 10 ⁻²	0,81 10 ⁻²	1,09 10 ⁻²	0,80 10 ⁻²	0,66 10 ⁻²	0,37 10 ⁻²	0,11 10 ⁻²
$\frac{\sigma_{FLUB}}{A} / \frac{\sigma_{FLUS}}{A}$	0,4161 10 ⁻²	0,3932 10 ⁻²	0,3818 10 ⁻²	0,3804 10 ⁻²	0,4092 10 ⁻²	0,4169 10 ⁻²	0,4184 10 ⁻²	0,4175 10 ⁻²	0,4171 10 ⁻²	0,4165 10 ⁻²	0,4163 10 ⁻²
$\frac{\Delta A}{A}$		-5,83 10 ⁻²	-8,99 10 ⁻²	-9,38 10 ⁻²	-1,7 10 ⁻²	+0,19 10 ⁻²	+0,54 10 ⁻²	+0,33 10 ⁻²	+0,23 10 ⁻²	+0,10 10 ⁻²	-0,04 10 ⁻²
$\frac{\sigma_{FLUB}}{B} / \frac{\sigma_{FLUS}}{B}$	0,1349	0,1351	0,1352	0,1353	0,1352	0,1353	0,1355	0,1354	0,1353	0,1351	0,1350
$\frac{\Delta B}{B}$		0,18 10 ⁻²	0,25 10 ⁻²	0,27 10 ⁻²	0,21 10 ⁻²	0,29 10 ⁻²	0,42 10 ⁻²	0,31 10 ⁻²	0,26 10 ⁻²	0,17 10 ⁻²	0,05 10 ⁻²
$\frac{\sigma_{FLUB}}{c} / \frac{\sigma_{FLUS}}{c}$	0,8632	0,8611	0,8603	0,8601	0,8601	0,8581	0,8567	0,8587	0,8600	0,8521	0,8632
$\frac{\Delta c}{c}$		-0,24 10 ⁻²	-0,34 10 ⁻²	-0,38 10 ⁻²	-0,37 10 ⁻²	-0,59 10 ⁻²	-0,64 10 ⁻²	-0,51 10 ⁻²	-0,38 10 ⁻²	-0,13 10 ⁻²	-0,02 10 ⁻²

descriptas en el punto a) sobre los principales parámetros integrales de un medio de uranio natural puro en modo fundamental.

Los valores de referencia son los de la columna 0. Luego en las columnas 1 a 10 se encuentran sucesivamente los valores correspondientes a los 10 casos de la modificación a).

Puede observarse que el laplaciano material B_m^2 y K^* (relación entre producción y absorción) son notablemente afectados cuando las secciones eficaces modificadas son las de los grupos 1 a 3 : B_m^2 en aproximadamente 1.4% y k^* en 3400 pcm (1 pcm = 10^{-5}).

La variación disminuye luego rápidamente cuando se desciende en energía. Este efecto es más marcado en el caso K^* que en el de B_m^2 .

La modificación de las fugas condensadas a un grupo ($\bar{D} B_m^2$) es más regular en función de la energía : 1% aproximadamente.

El índice de espectro $\bar{\sigma}_f (U-238) / \bar{\sigma}_f (U-235)$ es afectado hasta un 10% cuando las secciones eficaces inelásticas modificadas son las de los tres primeros grupos. Para los otros grupos la variación, es en cambio, muy pequeña.

Para los otros índices de espectro tales como la captura del U-238 y la fisión del Pu-239, condensados a un grupo, la variación es siempre muy débil (inferior al 1%).

En la Tabla III, las columnas I y II corresponden a las modificaciones del -20% de las secciones eficaces del grupo 2 y 6 respectivamente. Las columnas III y IV co-

TABLA III

- I) Modificación del -20% en la sección inelástica del 2º grupo.
 II) Modificación del -20% en la sección inelástica del 6º grupo.
 III) Modificación del +40% en la sección inelástica del 2º grupo.
 IV) Modificación del +40% en la sección inelástica del 6º grupo.

	Caso de Referencia	I	II	III	IV
B_m^2	$-0,1338 \cdot 10^{-1}$	$-0,1311 \cdot 10^{-1}$	$-0,1311 \cdot 10^{-1}$	$-0,137 \cdot 10^{-1}$	$-0,1373 \cdot 10^{-1}$
$\frac{\Delta B_m^2}{B_m^2}$		$-2,07 \cdot 10^{-2}$	$-2,04 \cdot 10^{-2}$	$2,34 \cdot 10^{-2}$	$2,61 \cdot 10^{-2}$
K^*	0,1938	0,2039	0,1943	0,1827	0,1931
$\frac{\Delta K^*}{K}$		$5227 \cdot 10^{-5}$	$283 \cdot 10^{-5}$	$-5701 \cdot 10^{-5}$	$-335 \cdot 10^{-5}$
DB_m^2	$-1,0112 \cdot 10^{-2}$	$-0,9940 \cdot 10^{-2}$	$-0,0995 \cdot 10^{-2}$	$-0,1030 \cdot 10^{-3}$	$0,1030 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\Delta DB_m^2}{DB_m^2}$		$-1,69 \cdot 10^{-2}$	$-1,53 \cdot 10^{-2}$	$1,90 \cdot 10^{-2}$	$1,94 \cdot 10^{-2}$
$A = \frac{\sigma_f UB}{\sigma_f U5}$	$0,4161 \cdot 10^{-2}$	$0,4695 \cdot 10^{-2}$	$0,4130 \cdot 10^{-2}$	$0,3579 \cdot 10^{-2}$	$0,4201 \cdot 10^{-2}$
$\frac{\Delta A}{A}$		$12,23 \cdot 10^{-2}$	$-0,74 \cdot 10^{-2}$	$-13,98 \cdot 10^{-2}$	$0,96 \cdot 10^{-2}$
$B = \frac{\sigma_c UB}{\sigma_f U5}$	0,1349	0,1344	0,1341	0,1355	0,1359
$\frac{\Delta B}{B}$		$-0,38 \cdot 10^{-2}$	$-0,59 \cdot 10^{-2}$	$0,43 \cdot 10^{-2}$	$0,73 \cdot 10^{-2}$
$C = \frac{\sigma_f P u g}{\sigma_f U5}$	0,8632	0,8678	0,8724	0,8580	0,8519
$\frac{\Delta C}{C}$		$0,51 \cdot 10^{-2}$	$1,07 \cdot 10^{-2}$	$-0,58 \cdot 10^{-2}$	$-1,32 \cdot 10^{-2}$

responden a modificaciones similares en los grupos 2 y 6 pero del +40% (estos cuatro casos corresponden a los mencionados anteriormente en los puntos b y c).

Podemos hacer aquí el mismo tipo de análisis que se hizo en la Tabla II : K^* sufre una fuerte perturbación (de 5,000 a 6 000 pcm), lo mismo que la sección eficaz promedio de fisión del U-238 condensadas a un grupo (del 12 al 14%) cuando las modificaciones se hacen en el grupo 2 (columnas I y III). En cambio la perturbación de estos parámetros es débil cuando las modificaciones se hacen en el grupo 6. Con respecto al laplaciano material, las fugas, y los otros índices de espectro, las perturbaciones son pequeñas en general.

Si se comparan la 1ª columna de la tabla III con la 3ª columna de la tabla II se observa que las perturbaciones son más fuertes en valores absolutos cuando se disminuyen las secciones eficaces que cuando se aumentan.

Si se compara el caso tres de la tabla III con el caso dos de la tabla II se observa que si se duplican las modificaciones de las secciones eficaces (del +20% al +40%) los efectos no se duplican.

La Tabla IV muestra los resultados que se obtienen si se modifican todas las secciones inelásticas del U-238 simultáneamente en un mismo factor. El caso I corresponde a una modificación del - 20% y el caso II a una del +20%. Se observa nuevamente que todas las cantidades varían más en el caso I que en el caso II.

Las figuras n^{as} 1 a 10 muestran sucesivamente la variación relativa (porcentual) del espectro neutrónico mul-

TABLA IV

I) Modificación del -20% en las secciones inelásticas de los 10 primeros grupos.-

II) Modificación del 20% en las secciones inelásticas de los 10 primeros grupos.-

	Caso de Referencia	I	II
B_m^2	$-0,1338 \cdot 10^{-1}$	$-0,1170 \cdot 10^{-1}$	$-0,1473 \cdot 10^{-1}$
$\frac{\Delta B_m^2}{B_m^2}$		$-12,54 \cdot 10^{-2}$	$7,35 \cdot 10^{-2}$
K^*	0,1938	0,2276	0,1736
$\frac{\Delta K^*}{K}$		$17425 \cdot 10^{-5}$	$-10419 \cdot 10^{-5}$
DB_m^2	$-1,0112 \cdot 10^{-2}$	$-0,9081 \cdot 10^{-2}$	$-1,0918 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\Delta DB_m^2}{DB_m^2}$		$-10,19 \cdot 10^{-2}$	$7,96 \cdot 10^{-2}$
$A = \frac{\sigma_f U8}{\sigma_f U5}$	$0,4161 \cdot 10^{-2}$	$0,5699 \cdot 10^{-2}$	$0,3252 \cdot 10^{-2}$
$\frac{\Delta A}{A}$		$+36,89 \cdot 10^{-2}$	$-21,8 \cdot 10^{-2}$
$B = \frac{\sigma_c U8}{\sigma_f U5}$	0,1349	0,1305	0,1383
$\frac{\Delta B}{B}$		$-3,26 \cdot 10^{-2}$	$2,47 \cdot 10^{-2}$
$C = \frac{\sigma_f P U9}{\sigma_f U5}$	0,8632	0,9080	0,8307
$\frac{\Delta C}{C}$		$5,17 \cdot 10^{-2}$	$-3,76 \cdot 10^{-2}$

FIGURA 1

Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del + 20 % en la sección enelástica del 1er. grupo.

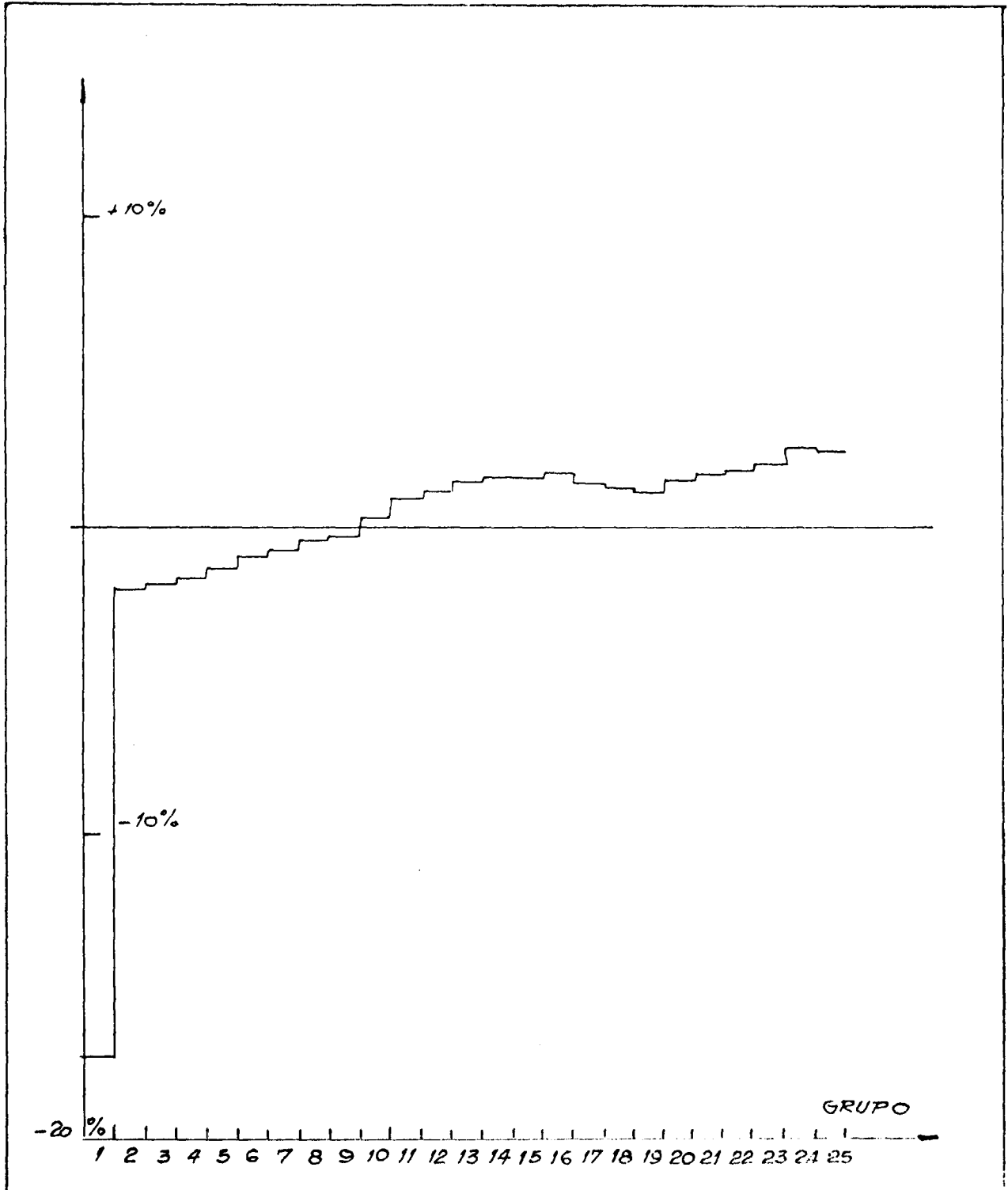


FIGURA 2

Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del + 20 % en la sección inelástica del 2^{do} grupo.-

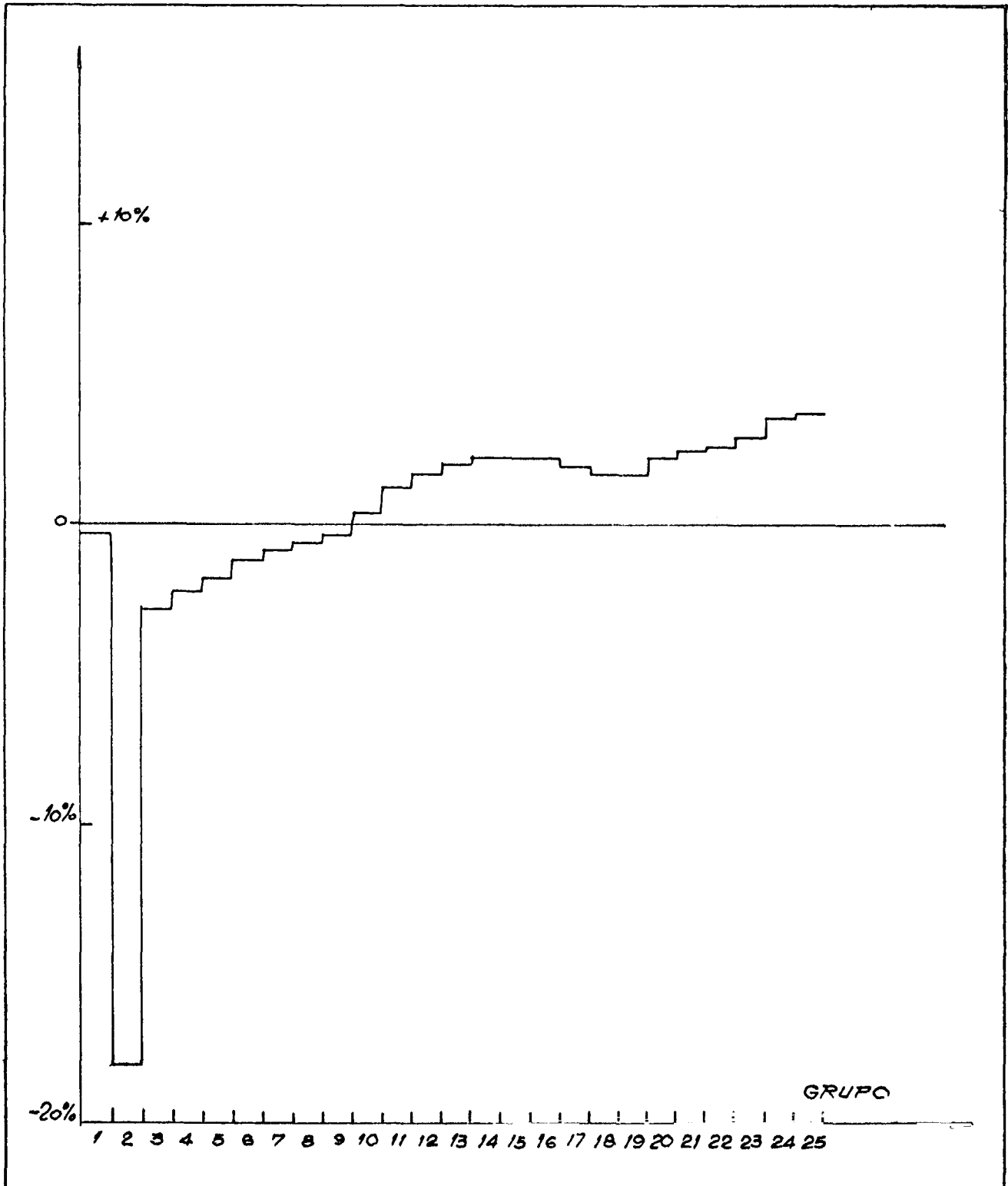


FIGURA 3

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del + 20 % en la sección inelástica del 3^{er} grupo.-

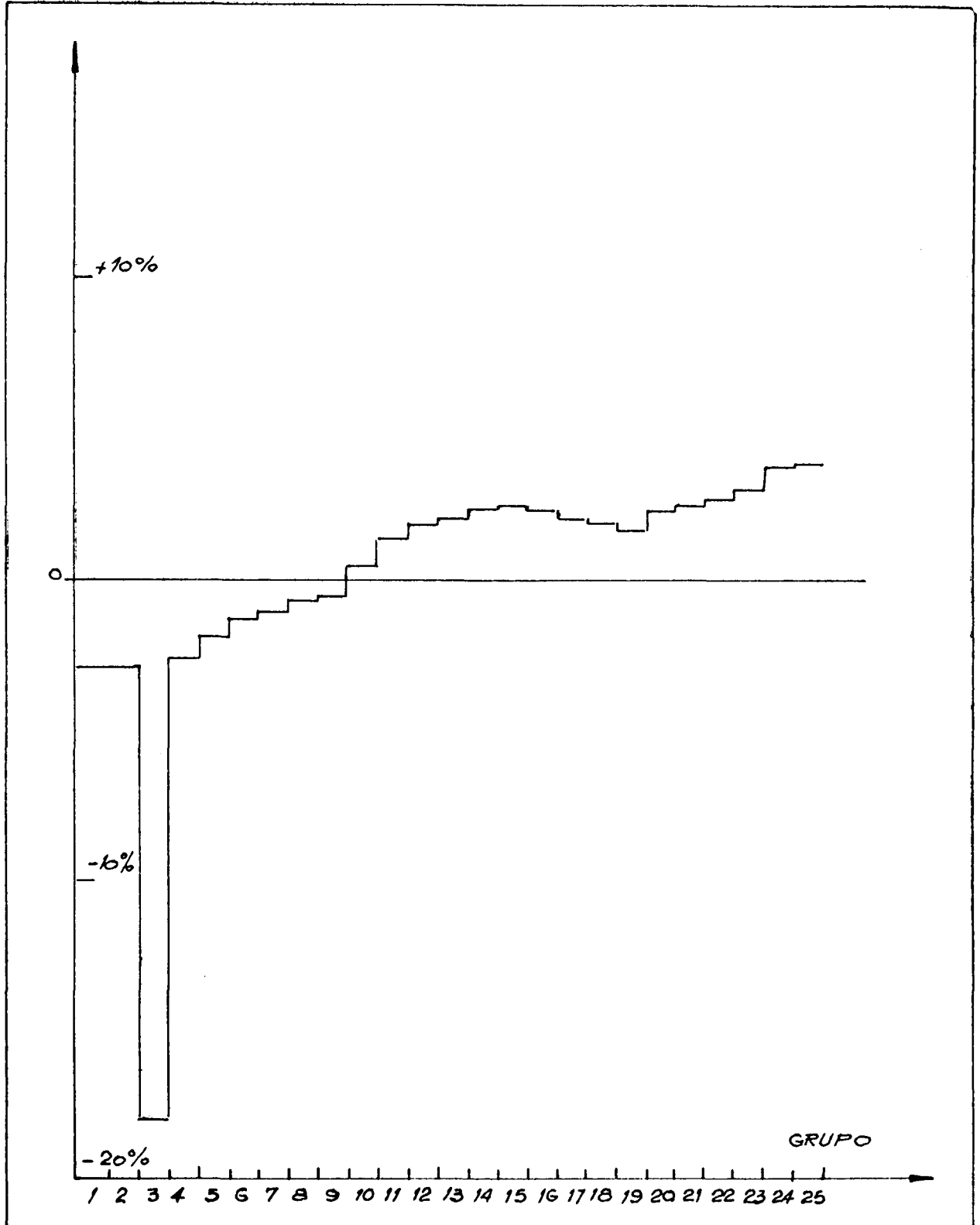


FIGURA 4

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del + 20 % en la sección inelástica del 4^{to} grupo.-

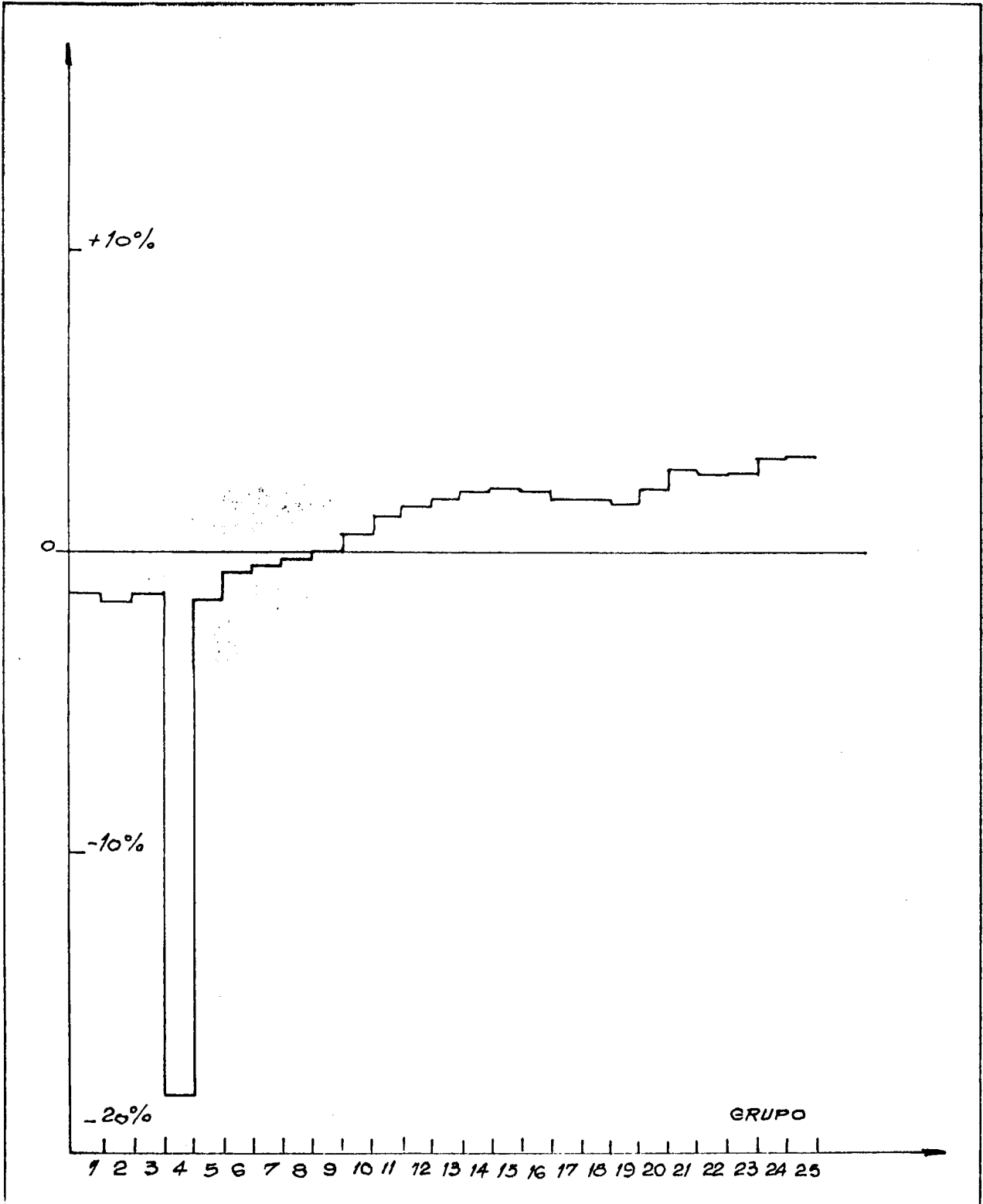


FIGURA 5

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del + 20 % en la sección inelástica del 5^{to} grupo.-

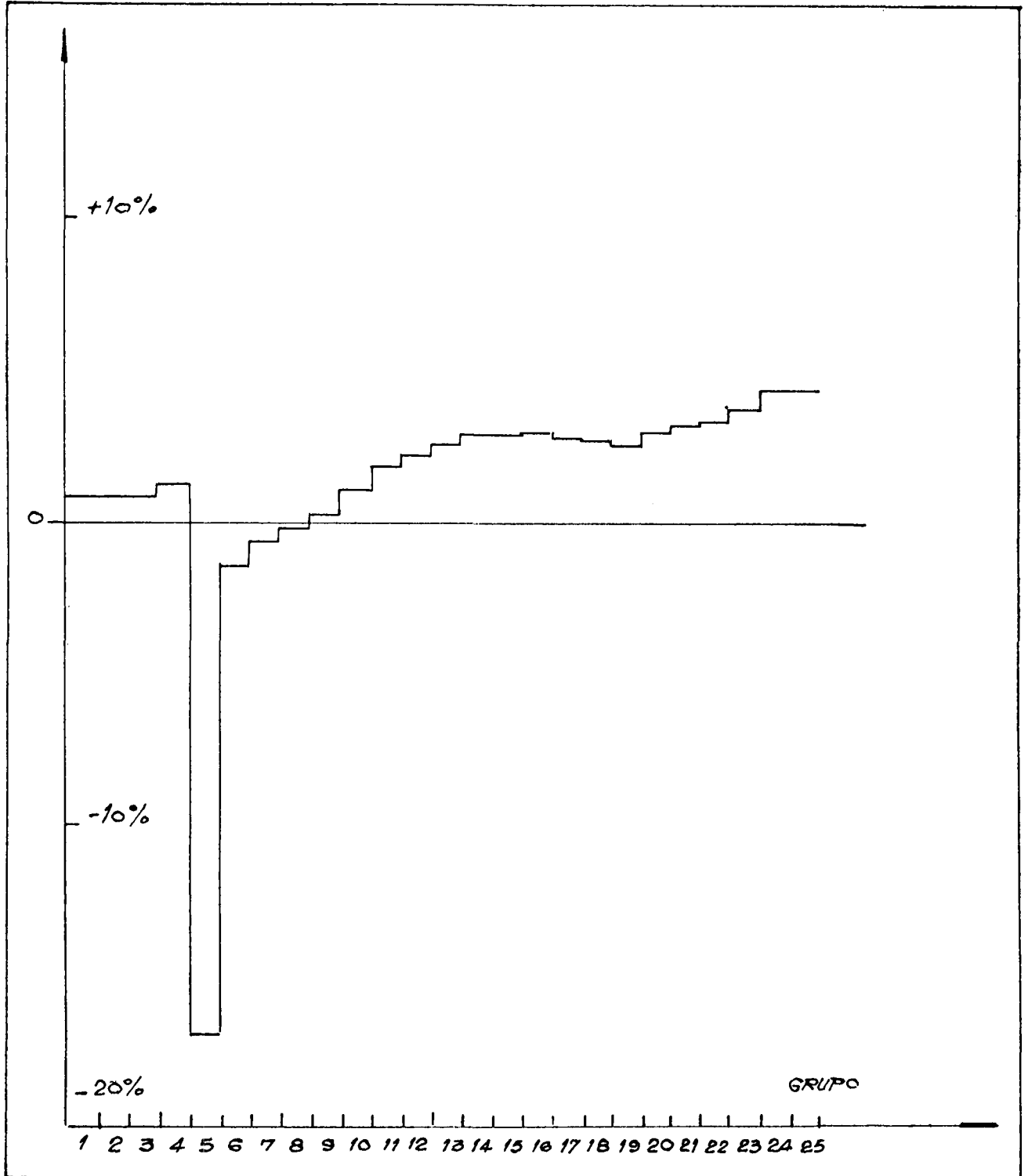


FIGURA 6

Modificación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del + 20 % en la sección inelástica del 6^{to} grupo.

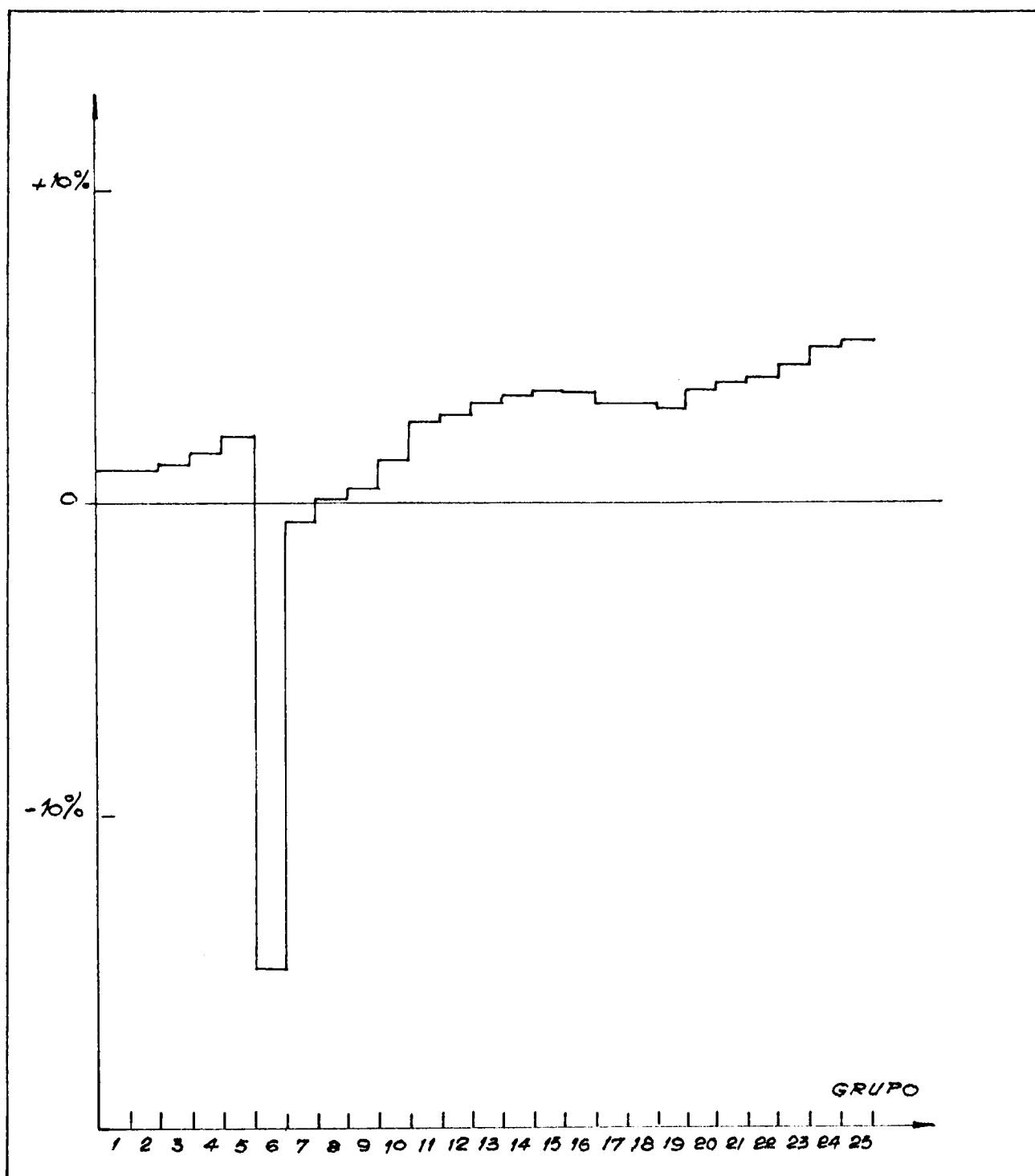


FIGURA 7

Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20 % en la sección inelástica del 7^{mo} grupo.-

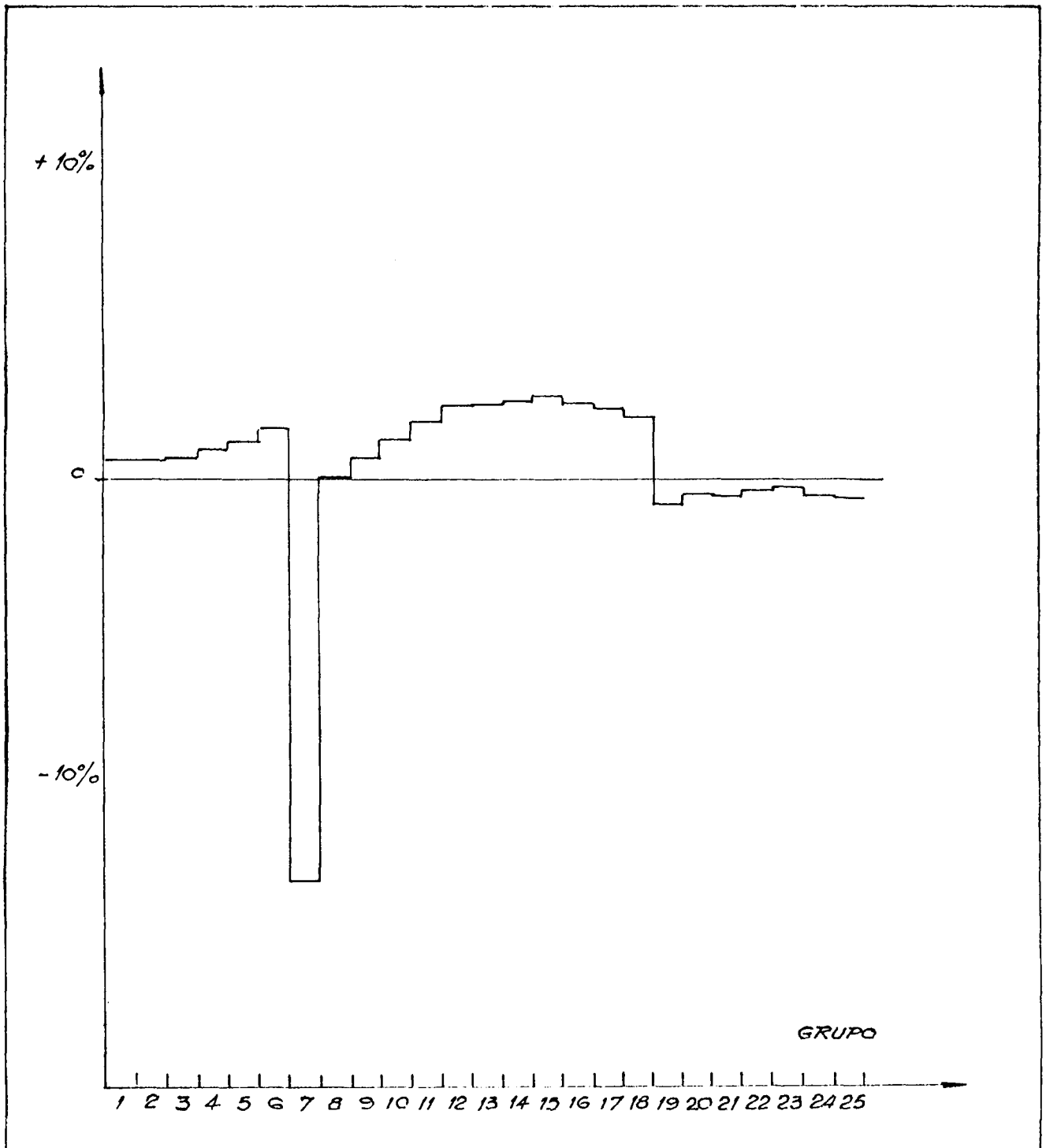


FIGURA 8

Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del + 20 % en la sección inelástica del 8^{vo} grupo. =

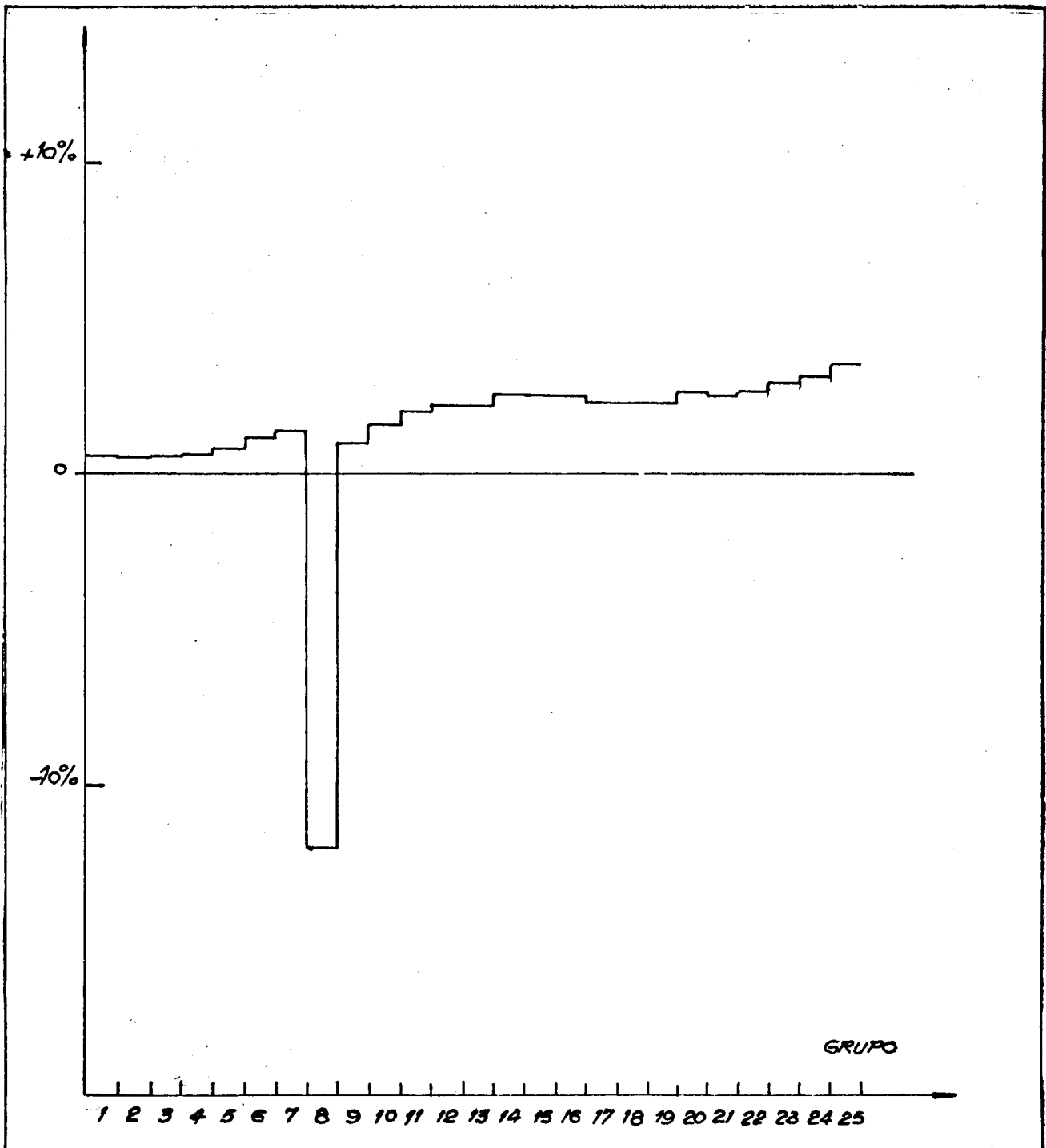


FIGURA 9

Desviación porcentual del **espectro** en función del grupo por modificación del + 20 % en la sección inelástica del 9^{no} grupo.

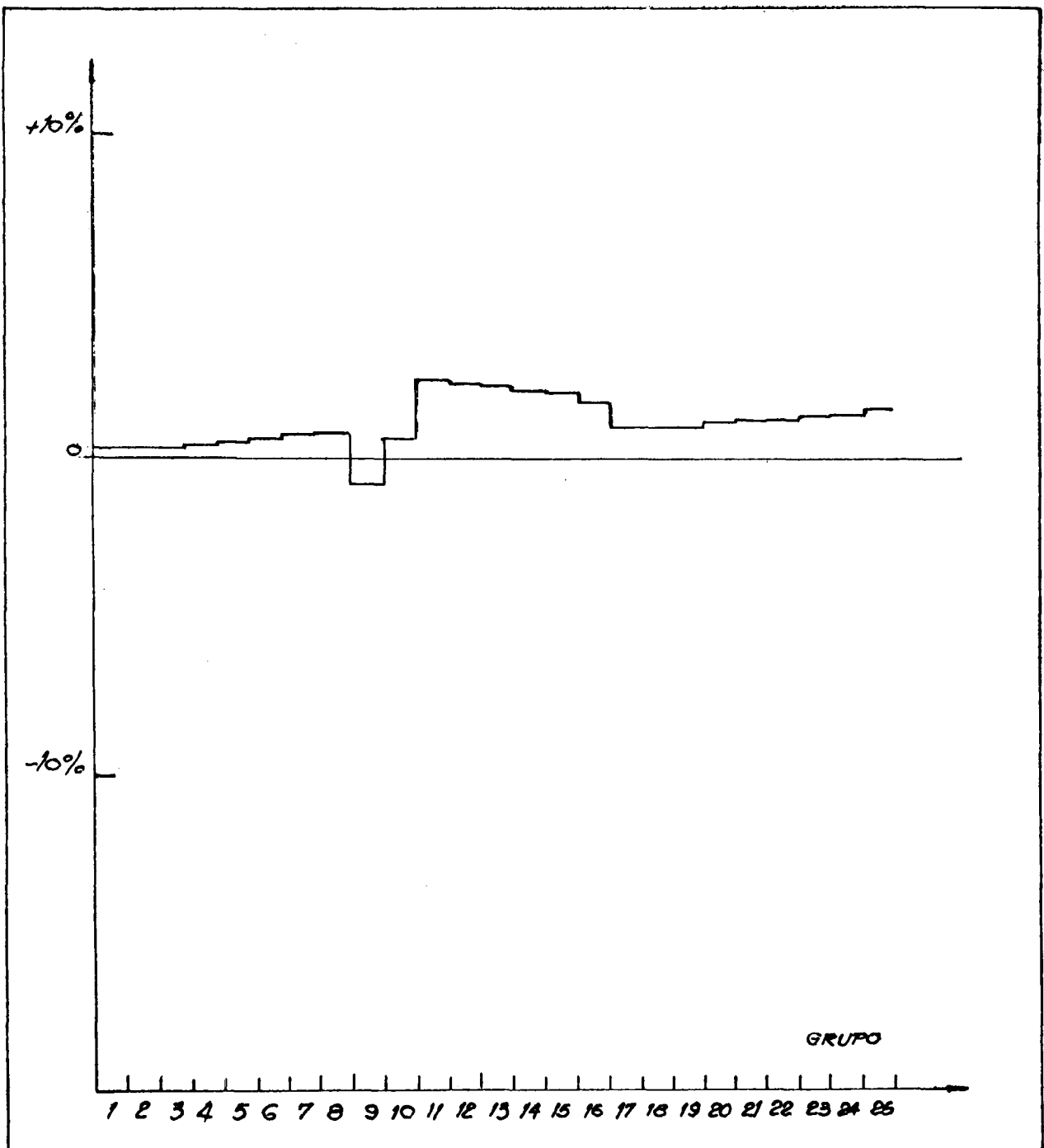
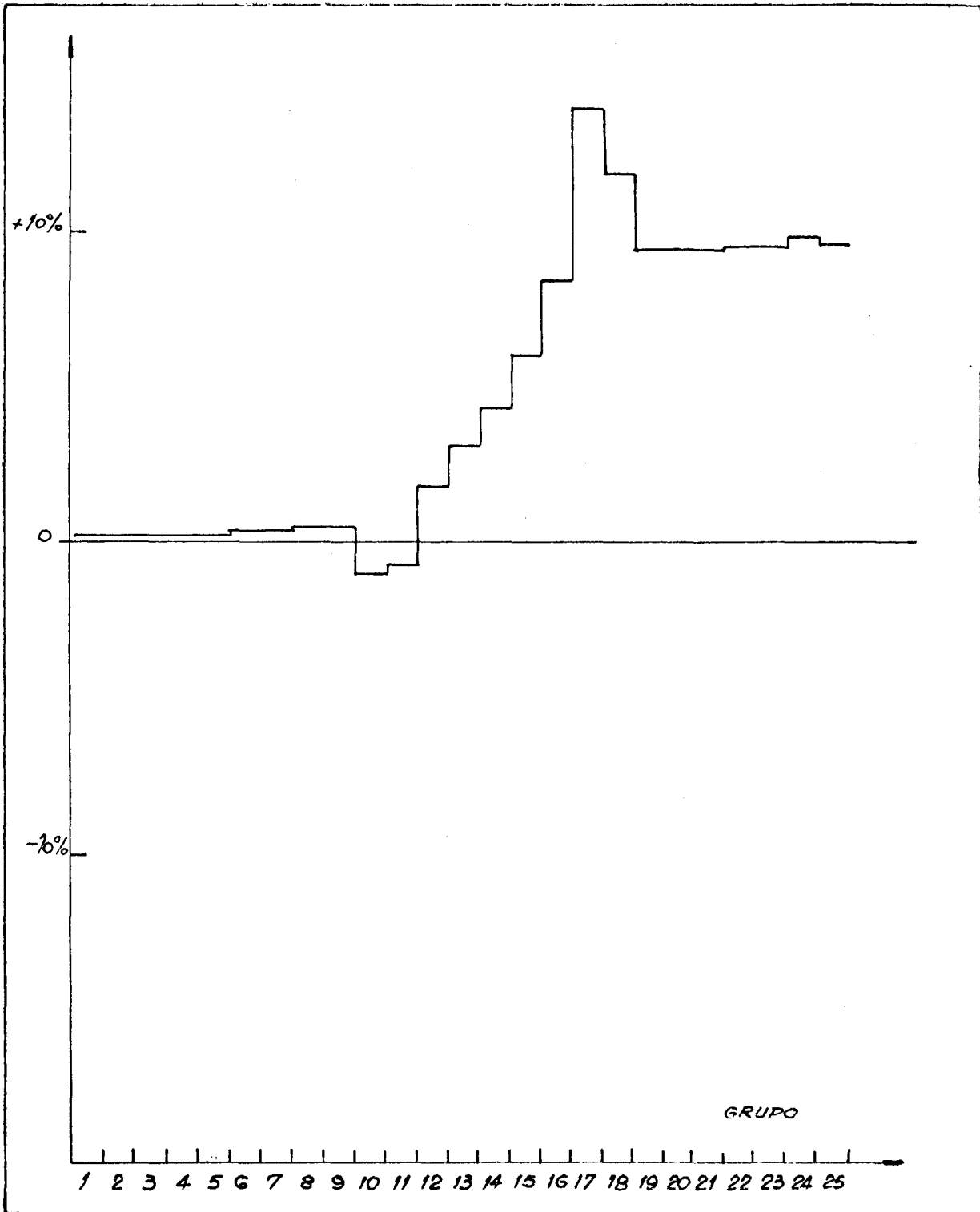


FIGURA 10

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del + 20 % en la sección inelástica del 10^{mo} grupo



tigrupo cuando se modifican en el +20% las secciones eficaces de partida inelástica y las transferencias correspondientes de neutrones en los grupos 1 a 10 respectivamente (modificación "a" mencionada precedentemente). Se observa que en los cuatro primeros casos (figura 1-4) la variación del espectro es de aproximadamente -20% en los primeros grupos y luego disminuye progresivamente en valor absoluto hasta el grupo 10 donde cambia de signo y aumenta hasta un valor constante del +2% aproximadamente.

Cuando las secciones eficaces modificadas son las de un grupo superior al grupo 4, la perturbación sobre el espectro no es tan regular como antes (ver figuras 5 a 10).

Es interesante observar que cualquiera que sea el grupo donde se modifica la sección eficaz inelástica el cambio de signo de las variaciones del espectro se realiza siempre aproximadamente en el grupo 10.

Se comprende entonces que al realizar una modificación sobre todas las secciones al mismo tiempo habrá un efecto acumulativo que hará variar fuertemente el espectro.

Las variaciones espectrales correspondientes a los casos I a IV de la tabla III se encuentran graficadas en las figuras 11 a 14. El espectro de referencia y los espectros correspondientes a los casos I y II de la Tabla IV se comparan en la figura N^o 15. Se observa que el espectro (perturbado) del caso I es superior (30%) al espectro de referencia hasta el grupo 9 y a partir del grupo 10 es inferior (27%). La situación contraria se produce en el caso II de la misma tabla.

En la figura 16 se comparan las variaciones de

FIGURA 11

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del + 40 % en la sección inelástica del 2^{do} grupo.-

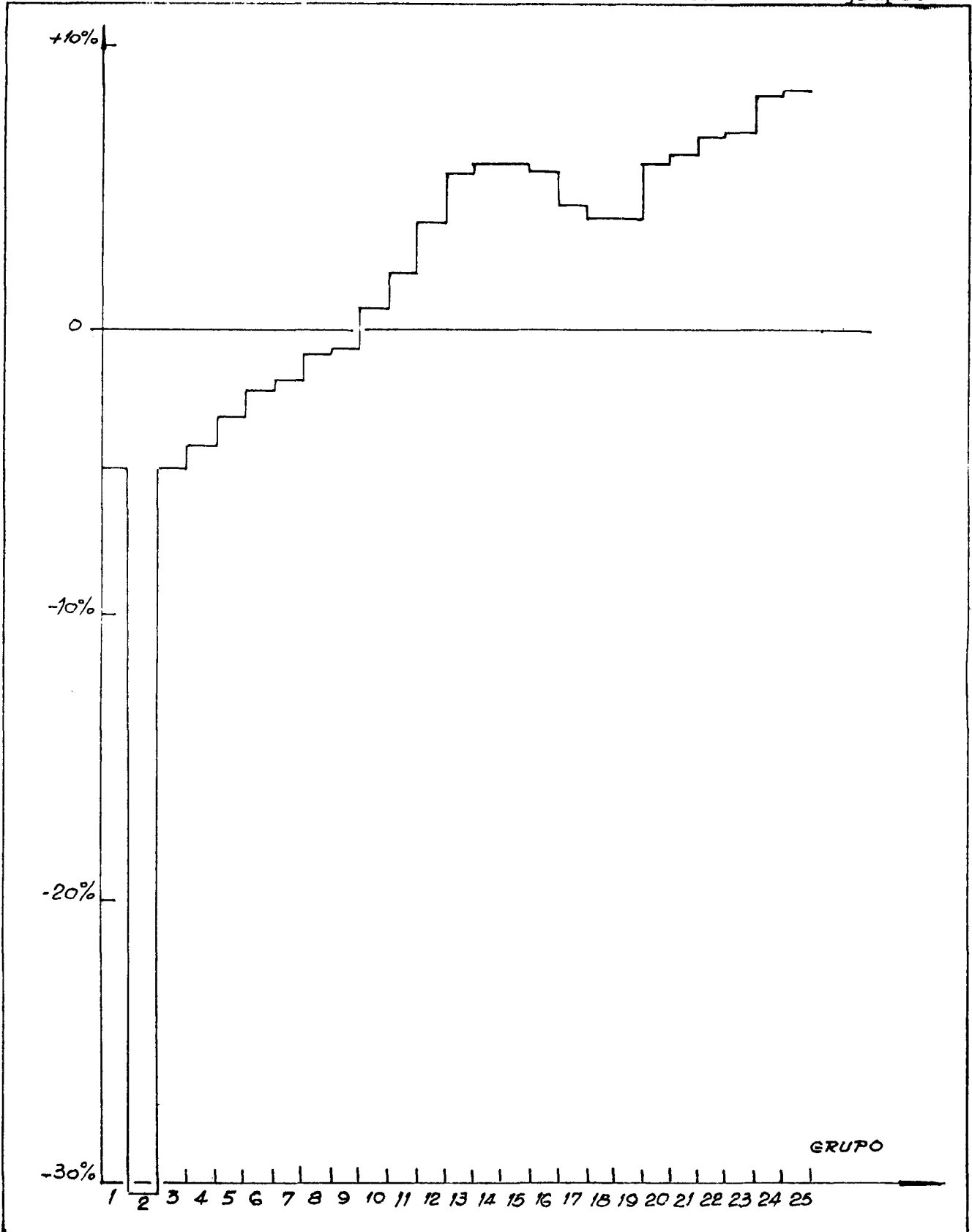


FIGURA 12

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del + 40 % en la sección enelástica del 6^{to} grupo.-

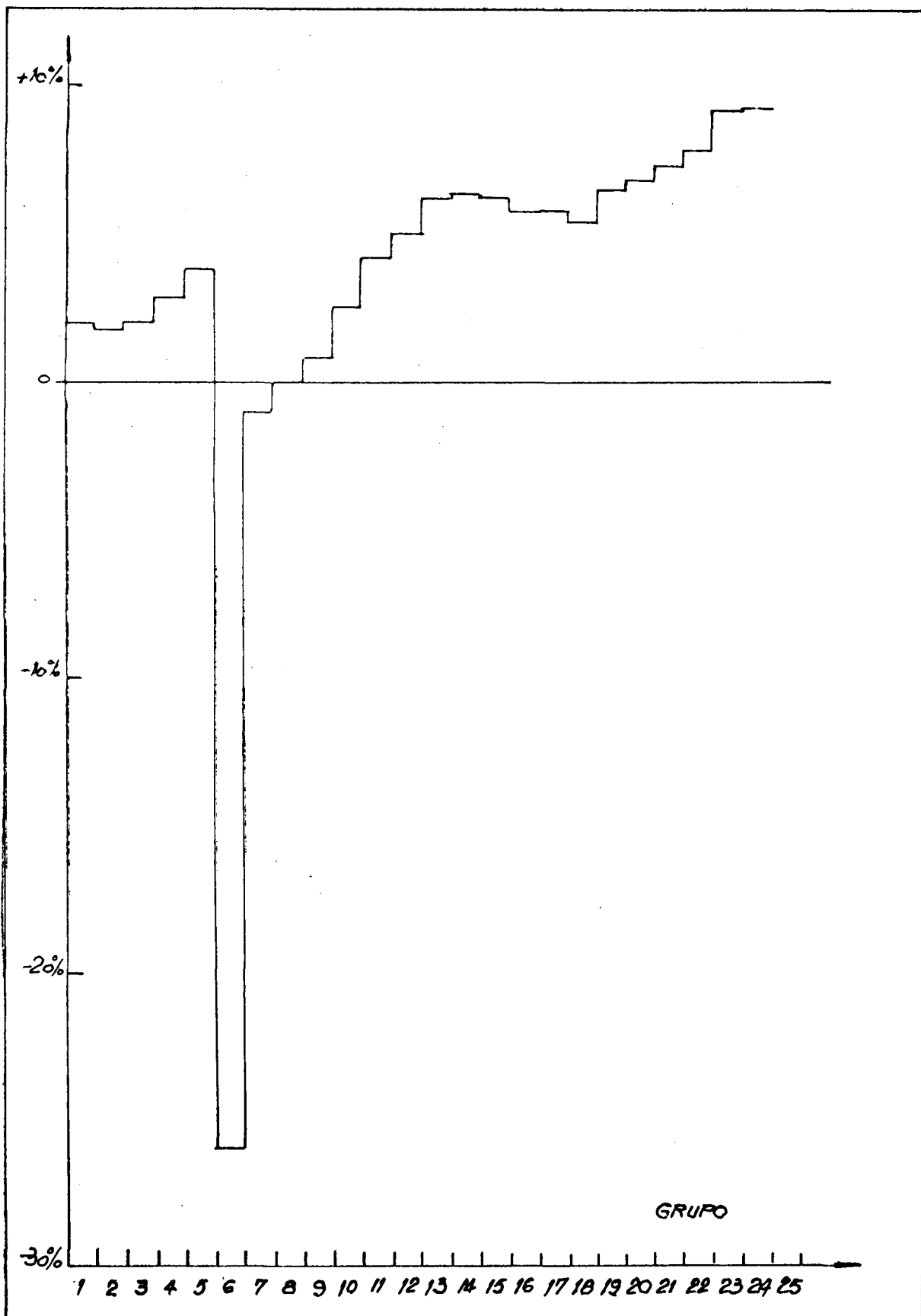


FIGURA 13

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del -20% en la sección inelástica del 2^{do} grupo.-

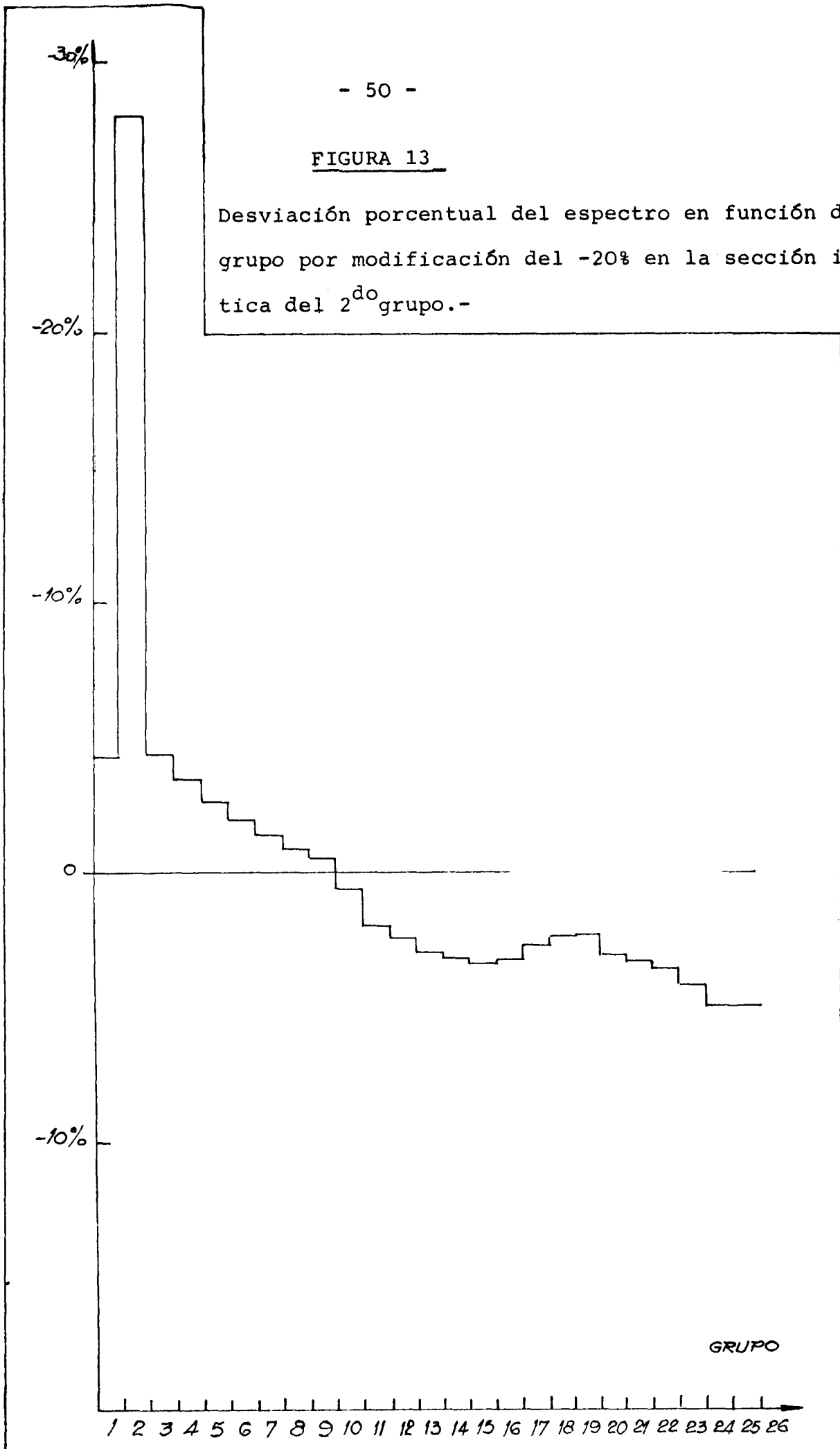


FIGURA 14

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del - 20 % en la sección inelástica del 6^{to} grupo.

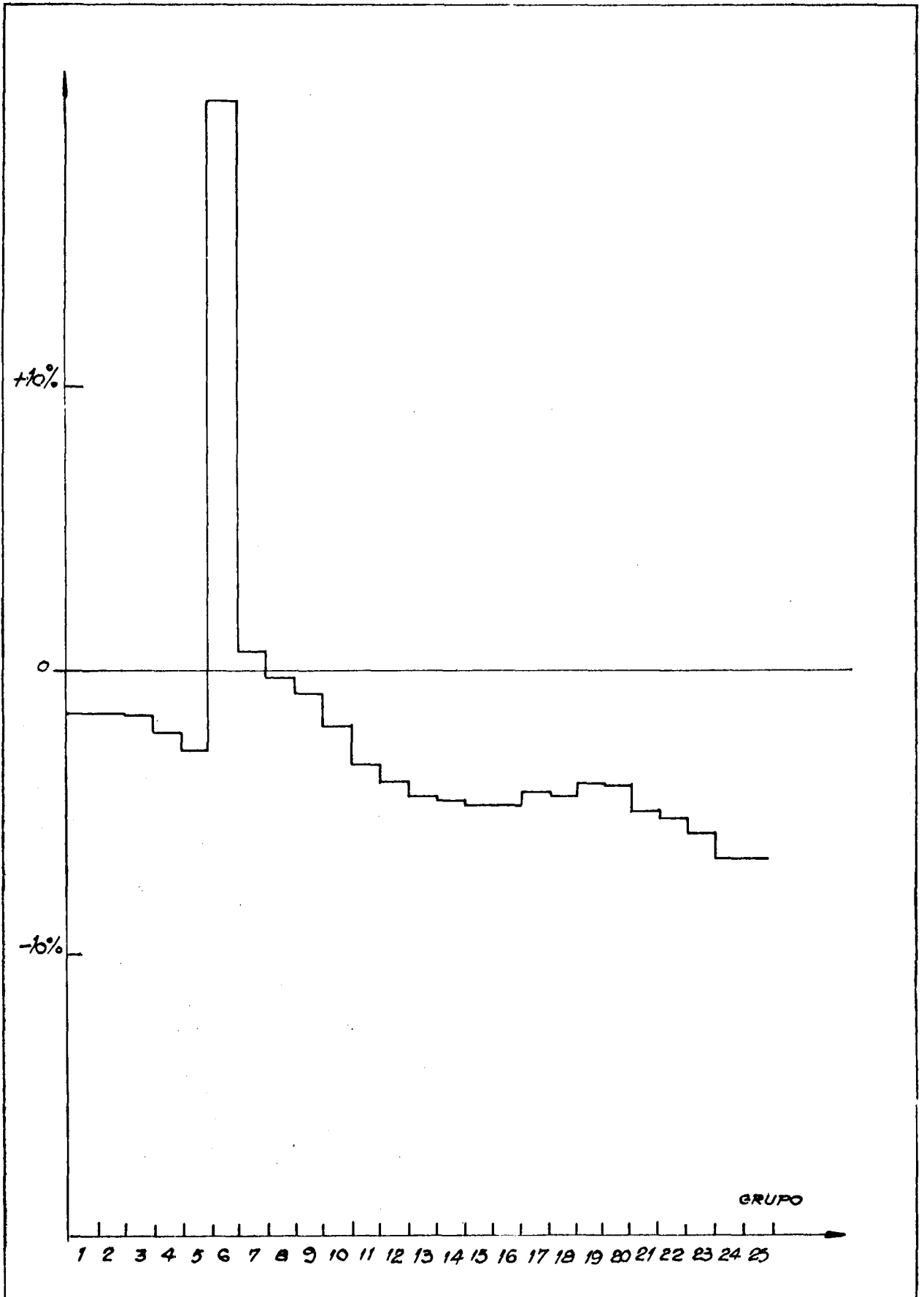


FIGURA 15

Flujo en función del grupo. U-natural (Perfonc).-

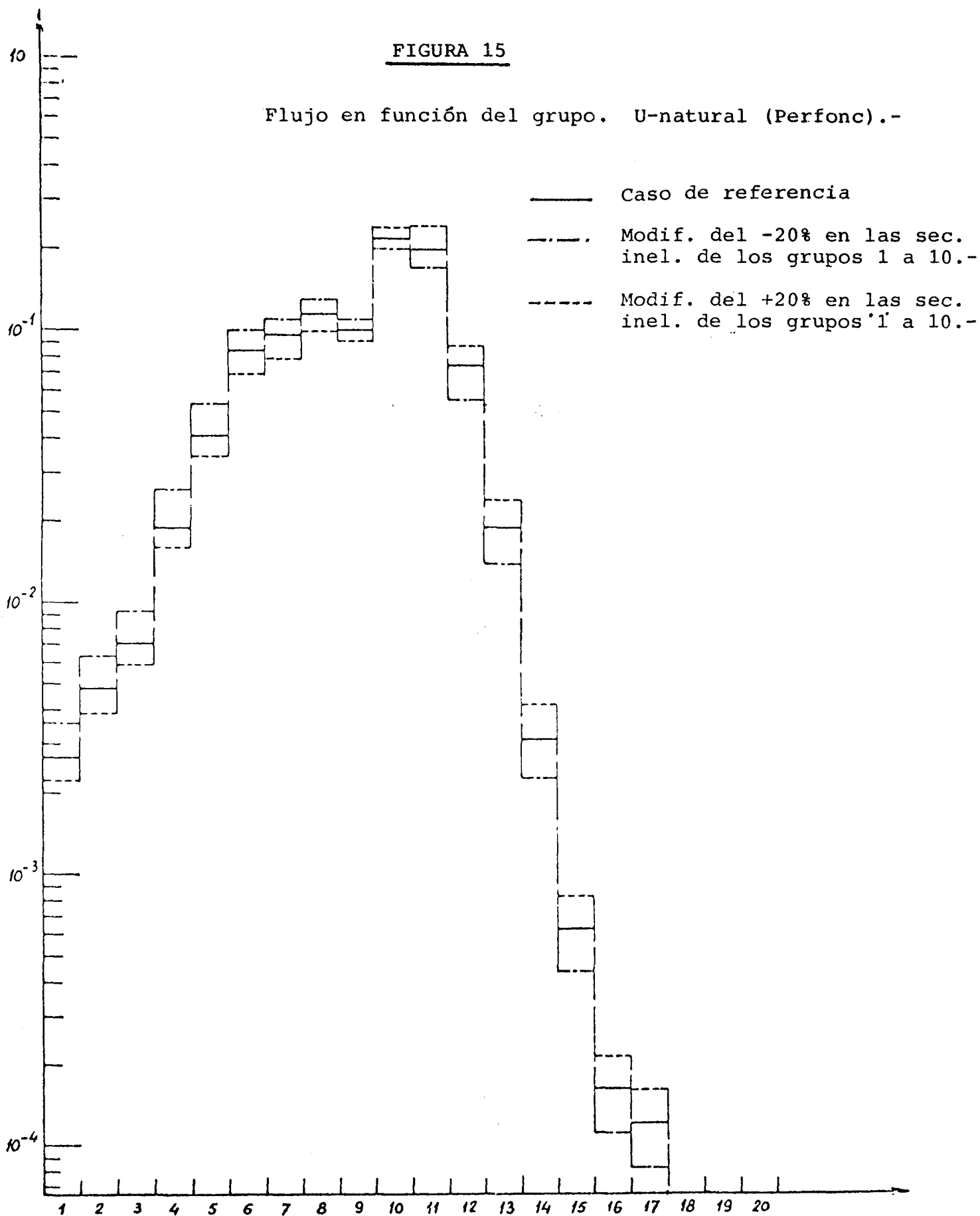
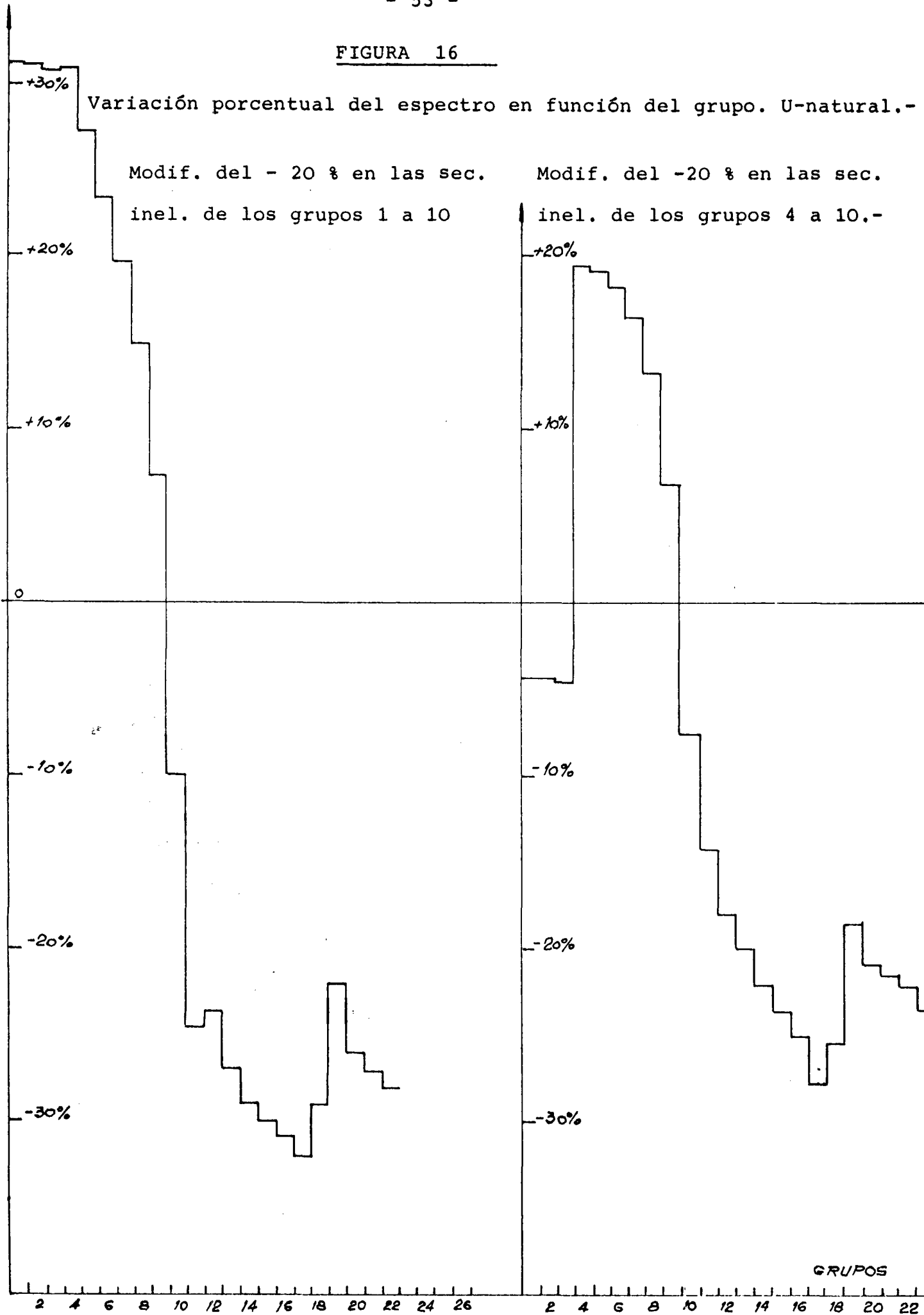


FIGURA 16



flujo correspondientes a una modificación del - 20% de las secciones eficaces inelásticas de los grupos 1 a 10 y las mismas variaciones cuando la modificación se realiza en los grupos 4 a 10. Se puede comprobar una importante perturbación en el espectro con ambos tipos de modificación de las secciones eficaces. Por otro lado como se mencionó anteriormente los índices de espectro son poco afectados a excepción del índice de fisión del U-238 para los tres primeros casos de la Tabla II (modificación de σ_{in}^1 , σ_{in}^2 y σ_{in}^3). A partir del grupo 4, en cambio, las modificaciones de σ_{in}^g producen perturbaciones despreciables en todos los parámetros integrales.

Se puede entonces afirmar, que si se modifican las secciones eficaces inelásticas del U-238 en la gama de energía correspondiente a los grupos 4 a 10, se obtendrá una variación apreciable del espectro neutrónico, sin afectar prácticamente ninguno de los índices de espectro o parámetros integrales. Esto es precisamente lo que se observa en la Tabla V (Variación de $\bar{\sigma}_f$ (U-238)/ $\bar{\sigma}_f$ (U-235) < 1%) y la figura 16 (Variación del espectro del orden del 20%).

También se observa en dicha tabla que la variación de k^* (~ 2.000 p.c.m.) es menos importante que en el caso I de la tabla IV (~ 17.000 p.c.m.) donde los tres primeros grupos fueron también incluidos en la modificación. Esta diferencia de comportamiento no es sorprendente si se tiene en cuenta que la contribución más importante, en el caso de modificar todas las secciones eficaces inelásticas, proviene de los tres primeros grupos. (Ver Tabla II).

TABLA V

I) Modificación del -20% en las secciones inelásticas de los grupos 4 a 10.

	Caso de Referencia	<i>I</i>
B_m^2	$-0,1338 \cdot 10^{-1}$	$-0,1242 \cdot 10^{-1}$
$\frac{\Delta B_m^2}{B_m^2}$		$-7,2 \cdot 10^{-2}$
K^*	$0,1938$	$0,1984$
$\frac{\Delta K^*}{K}$		$2373 \cdot 10^{-5}$
DB_m^2	$-1,0112 \cdot 10^{-2}$	$-0,9532 \cdot 10^{-2}$
$\frac{\Delta DB_m^2}{DB_m^2}$		$-5,7 \cdot 10^{-2}$
$A = \frac{\sigma_f U8}{\sigma_f U5}$	$0,4161 \cdot 10^{-2}$	$0,4190 \cdot 10^{-2}$
$\frac{\Delta A}{A}$		$0,7 \cdot 10^{-2}$
$B = \frac{\sigma_c U8}{\sigma_f U5}$	$0,1349$	$0,1319$
$\frac{\Delta B}{B}$		$-2,2 \cdot 10^{-2}$
$C = \frac{\sigma_f P U9}{\sigma_f U5}$	$0,8632$	$0,8953$
$\frac{\Delta C}{C}$		$3,7 \cdot 10^{-2}$

III.3 Análisis del medio UK5 en Modo Fundamental

El medio UK5 está constituido de uranio enriquecido al 6% de modo que el K_{00} está próximo a la unidad. Más detalles sobre este medio serán dadas en el Capítulo V, su composición se encuentra en el apéndice I.

En la Tabla VI se encuentran los parámetros integrales del medio UK5 para los siguientes casos:

Caso de referencia

- a) Modificación del -20% de la sección inelástica de partida y de transferencia de neutrones del primer grupo.
- b) Idem para el segundo grupo.
- c) Idem para el cuarto grupo.
- d) Idem para el quinto grupo.
- e) Idem para el sexto grupo.
- f) Idem para los diez primeros grupos a la vez.
- g) Idem para los grupos del cuarto al décimo a la vez.
- h) Modificación del +20% de las secciones inelásticas de partida y de transferencia de neutrones de los diez primeros grupos a la vez.

Las observaciones hechas anteriormente para el sistema de Uranio natural son válidas para el caso actualmente en estudio. Es decir: los parámetros integrales varían mucho cuando se modifican las secciones de los primeros grupos, mientras que a partir del cuarto grupo la variación de esos parámetros es mucho más débil. Esta afirmación se comprueba con la observación de los gases f y g así:

$$\frac{\Delta B_m^2}{B_m^2} \text{ pasa del 74\% al 14\%,}$$

TABLA VI

Parámetros integrales del medio UK5.-

	Caso de Referencia	a Modif.-20% grupo 1	b Modif.-20% grupo 2	c Modif.-20% grupo 4	d Modif.-20% grupo 5	e Modif.-20% grupo 6	f Modif.-20% grupo 1a10	g Modif.-20% grupo 4a10	h Modif.+20% grupo 1a10
B^2	$0,9594 \cdot 10^{-3}$	$1,1073 \cdot 10^{-3}$	$1,1824 \cdot 10^{-3}$	$1,0042 \cdot 10^{-3}$	$0,9743 \cdot 10^{-3}$	$0,9862 \cdot 10^{-3}$	$1,6730 \cdot 10^{-3}$	$1,0938 \cdot 10^{-3}$	$0,3709 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\Delta B^2}{B^2}$		15,4	23,2	4,6	1,5	2,7	74,4	14	61,3
K^*	1,07360	1,08602	1,09187	1,07802	1,07562	1,07677	1,13872	1,08869	1,02420
$\frac{\Delta K^*}{K^*}$		1,158	1,701	4,13	188	20	6065	1405	-4601
DB^2	$0,9641 \cdot 10^{-3}$	$1,1163 \cdot 10^{-3}$	$1,1741 \cdot 10^{-3}$	$1,0155 \cdot 10^{-3}$	$0,9843 \cdot 10^{-3}$	$0,9953 \cdot 10^{-3}$	$1,7324 \cdot 10^{-3}$	$1,1177 \cdot 10^{-3}$	$0,3535 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\Delta DB^2}{DB^2}$		15,8	23,8	5,3	2,1	3,2	80	15,9	-62,3
$A \frac{\sqrt{U_B}}{\sqrt{U_S}}$	$0,2530 \cdot 10^{-1}$	$0,2644 \cdot 10^{-1}$	$0,2719 \cdot 10^{-1}$	$0,2556 \cdot 10^{-1}$	$0,2542 \cdot 10^{-1}$	$0,2529 \cdot 10^{-1}$	$0,3070 \cdot 10^{-1}$	$0,2554 \cdot 10^{-1}$	$0,2146 \cdot 10^{-1}$
$\frac{\Delta A}{A}$		4,5	7,5	1,0	0,5	0,1	21,3	0,9	-15,2
$B \frac{\sqrt{U_B}}{\sqrt{U_S}}$	0,1117	0,1114	0,1112	0,1114	0,1120	0,1125	0,1082	0,1058	0,1148
$\frac{\Delta B}{B}$		0,3	0,4	0,3	0,3	0,7	3,1	1,7	2,8
$C \frac{\sqrt{U_B}}{\sqrt{U_S}}$	1,1050	1,1067	1,1081	1,1091	1,1144	1,1123	1,1394	1,1310	1,075
$\frac{\Delta C}{C}$		0,1	0,3	0,4	0,8	0,6	3,1	2,3	-2,7

$\frac{\Delta K^*}{K^*}$ del 6,065 pcm al 1405 pcm,

$\frac{\Delta DB_m^2}{DB_m^2}$ del 80% al 16%,

y el índice de fisión del U238 del 25% al 1% etc.

En la figura 17 se grafican para esos dos casos la variación porcentual del espectro con respecto al caso de referencia y puede observarse que al contrario de lo que sucede con los parámetros integrales, el flujo presenta una variación fuerte tanto para el caso f como para el caso g.

III.4 Análisis del sistema HUG3 en modo fundamental

La composición de este medio HUG que ahora vamos a estudiar se encuentra en el apéndice I.

En la tabla VII se encuentran los parámetros integrales de HUG3 para distintas modificaciones de la matriz inelástica del U238. La variación de esos parámetros es muy débil en comparación a las observadas en el medio UK5. La misma afirmación es válida para el flujo. (Véase fig. 18).

Una perturbación tan débil se debe a la predominancia de la moderación por el carbono en el medio HUG3 (Véase composición).

III.5 Análisis de un sistema: núcleo R1 cobertura de uranio natural

La composición del núcleo R1 se describe en apéndice I.

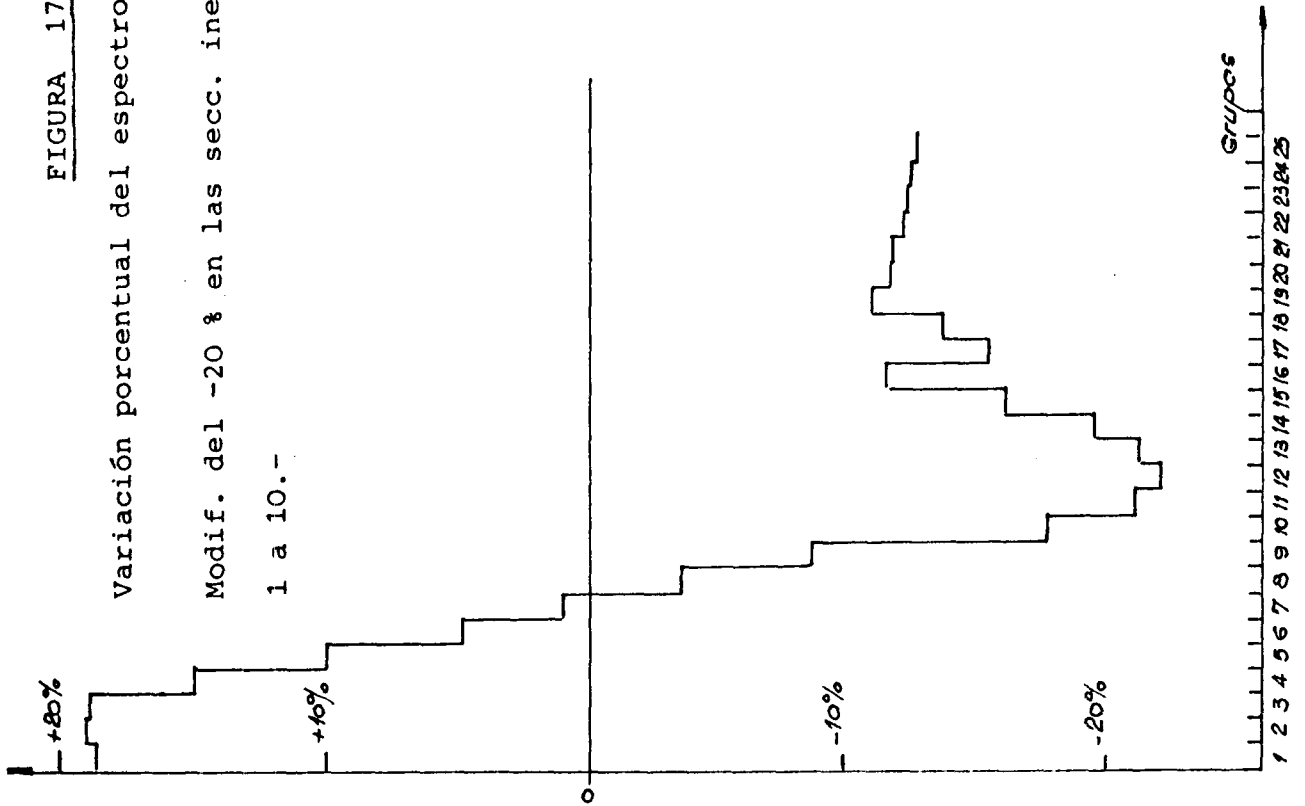
El caso de referencia es un cálculo con Mude (30) a 25 grupos con búsqueda de radio crítico ($K_{eff} = 1$) y espe-

FIGURA 17

Variación porcentual del espectro en función del grupo. UK5.-

Modif. del - 20% en las sec. incl.
de los grupos 4 a 10.-

Modif. del -20 % en las secc. incl. de los grupos
1 a 10.-



Modif. del -20 % en las secc. incl. de los grupos
1 a 10.-

Modif. del - 20% en las sec. incl.
de los grupos 4 a 10.-

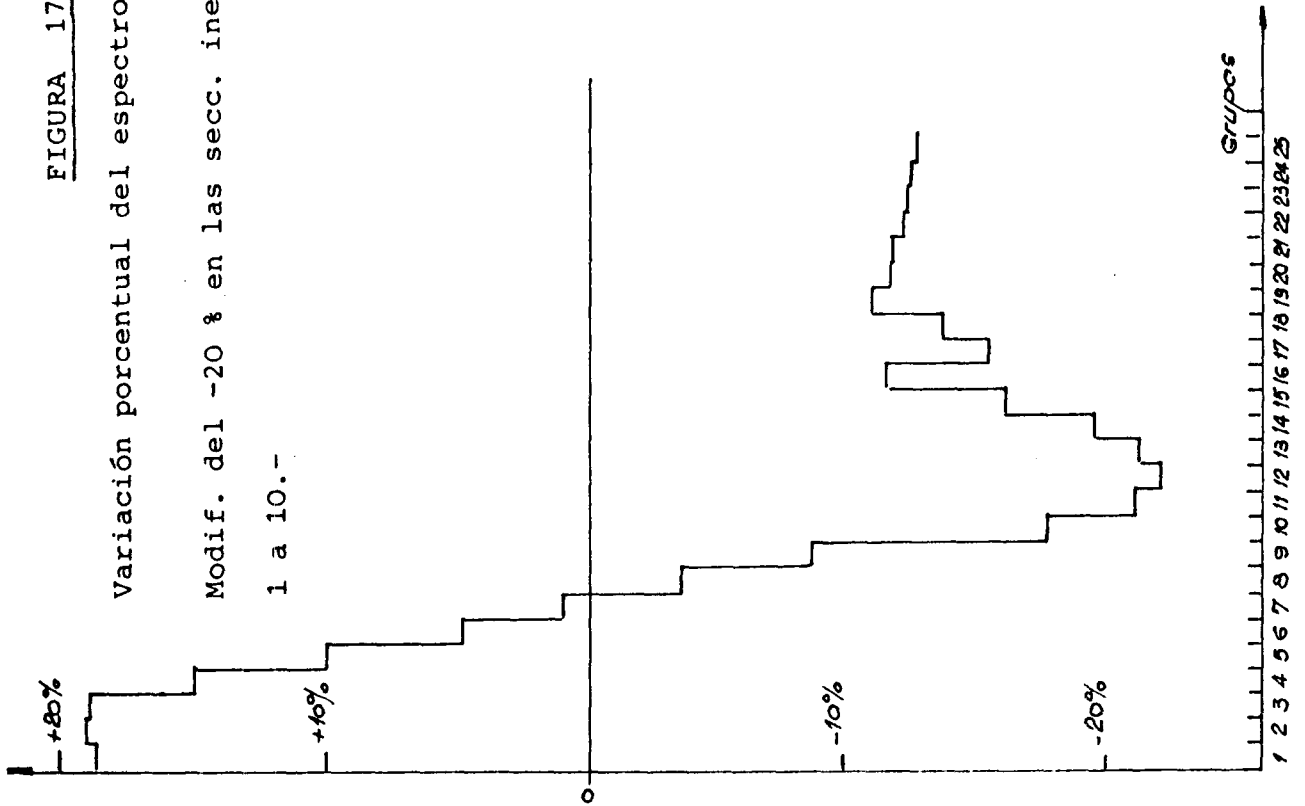


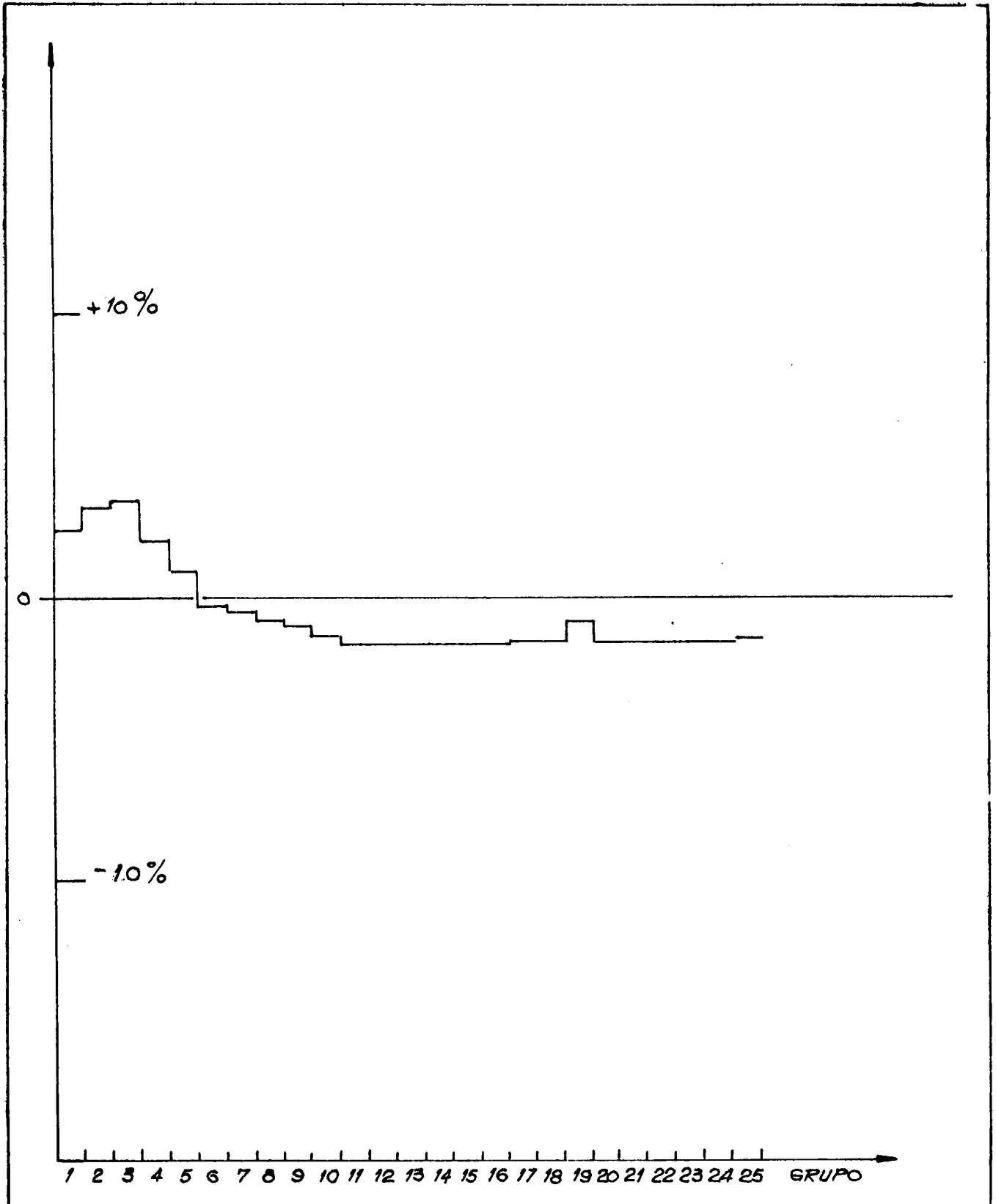
TABLA VII

Parámetros integrales del medio HUG III.-

	Casade Referencia	a Modif. -20% grupo 1	b Modif. -20% grupo 2	c Modif. -20% grupo 3	d Modif. -20% grupo 4	e Modif. -20% grupo 5	f Modif. -20% grupo 6	g Modif. -20% grupos 1 a 10	h Modif. -20% grupos 1 a 10
B^2_m	0,3241 10^{-2}	0,3240 10^{-2}	0,3239 10^{-2}	0,3236 10^{-2}	0,3237 10^{-2}	0,3240 10^{-2}	0,3240 10^{-2}	0,3224 10^{-2}	0,3233 10^{-2}
$\frac{\Delta B^2_m}{B^2_m}$		-0,03 10^{-2}	-0,06 10^{-2}	-0,15 10^{-2}	-0,15 10^{-2}	-0,03 10^{-2}	-0,03 10^{-2}	-0,5 10^{-2}	-0,2 10^{-2}
K*	1,52513	1,52608	1,52696	1,52687	1,52562	1,52527	1,52522	1,53058	1,52601
$\frac{\Delta K^*}{K^*}$		62 10^{-5}	120 10^{-5}	114 10^{-5}	32 10^{-5}	9 10^{-5}	6 10^{-5}	357 10^{-5}	58 10^{-5}
$D B^2_m$	0,4202 10^{-2}	0,4207 10^{-2}	0,4210 10^{-2}	0,4206 10^{-2}	0,4201 10^{-2}	0,4202 10^{-2}	0,4201 10^{-2}	0,4211 10^{-2}	0,4196 10^{-2}
$\frac{\Delta D B^2_m}{D B^2_m}$		0,1 10^{-2}	0,2 10^{-2}	0,1 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,2 10^{-2}	-0,1 10^{-2}
$\frac{\sigma_{FUs}}{A}$	0,2902 10^{-1}	0,2926 10^{-1}	0,2906 10^{-1}	0,2938 10^{-1}	0,2903 10^{-1}	0,2902 10^{-1}	0,2902 10^{-1}	0,3015 10^{-1}	0,2904 10^{-1}
$\frac{\Delta A}{A}$		0,8 10^{-2}	0,1 10^{-2}	1,2 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,0 10^{-2}	3,6 10^{-2}	0,1 10^{-2}
$\frac{\sigma_{EUs}}{\sigma_{FUs}}$	0,1393	0,1391	0,1391	0,1390	0,1392	0,1392	0,1392	0,1386	0,1391
$\frac{\Delta B}{B}$		-0,1 10^{-2}	-0,1 10^{-2}	-0,2 10^{-2}	-0,1 10^{-2}	-0,1 10^{-2}	-0,1 10^{-2}	-0,5 10^{-2}	-0,1 10^{-2}
$\frac{\sigma_{FR9}}{\sigma_{FUs}}$	0,9697	0,9701	0,9707	0,9710	0,9705	0,9701	0,9700	0,9732	0,9710
$\frac{\Delta C}{C}$		0,0 10^{-2}	0,1 10^{-2}	0,1 10^{-2}	0,1 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,4 10^{-2}	0,1 10^{-2}

FIGURA 18

Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del -20% en las secciones inelásticas de los grupos 1 a 10 - HUG III



sor de cobertura igual a 50 cm.

Los otros casos son cálculos donde se han modificado las secciones inelásticas del U-238 de la cobertura únicamente. Se conserva la geometría crítica del caso de referencia y se calcula el nuevo K efectivo. En los puntos III.5.1 a III.5.4 se tratará la influencia sobre el flujo y otros parámetros integrales cuando se modifican las 10 primeras secciones eficaces inelásticas del U-238 en el +20 o el -20%.

III.5.1 Flujo directo y flujo adjunto

En la figura 19 se grafica la distribución espacial del flujo para el grupo 5 (821-498 keV), del caso de referencia y otros dos casos correspondientes a una modificación del -20% y del +20% en las secciones inelásticas de los 10 grupos primeros. Se ve que la modificación del flujo en la cobertura es del +59% y del -32% a 2/3 de la distancia al núcleo.

En la figura 20 se grafica la influencia de las mismas variaciones de la sección eficaz pero para el grupo 12 (24,8 - 15 keV). Se observa que con respecto al grupo 5 la desviación es menor y de signo contrario. En la figura 21 se grafica el flujo adjunto para el grupo 5.

El efecto de cambio de signo con la energía se pone en evidencia al observar las figuras 22 a 24. El cambio de signo se produce en el grupo 10 en la figura 22 y en el grupo 12 en las figuras 23 y 24. La figura 25 muestra claramente el fenómeno en cuestión.

Este fenómeno produce una compensación de errores de tal forma que el efecto sobre el flujo total (integrado

FIGURA 19

Distribución espacial del flujo para el grupo 5 (821-498 Kev).
Núcleo R1 cobertura U-natural.-

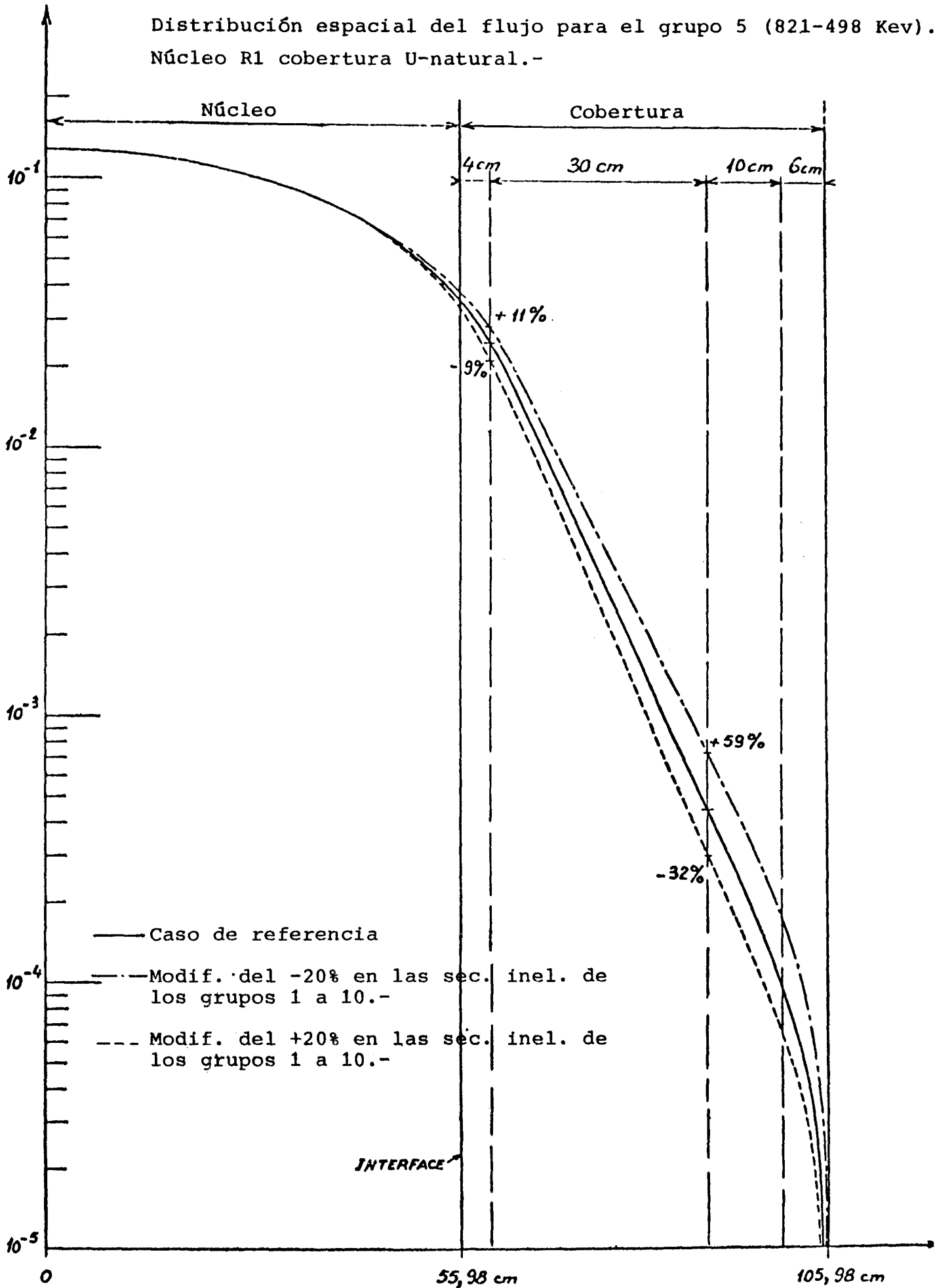


FIGURA 20

Distribución espacial del flujo para el grupo 12 (24,8 - 15 MeV)
Núcleo R1 cobertura U-natural.-

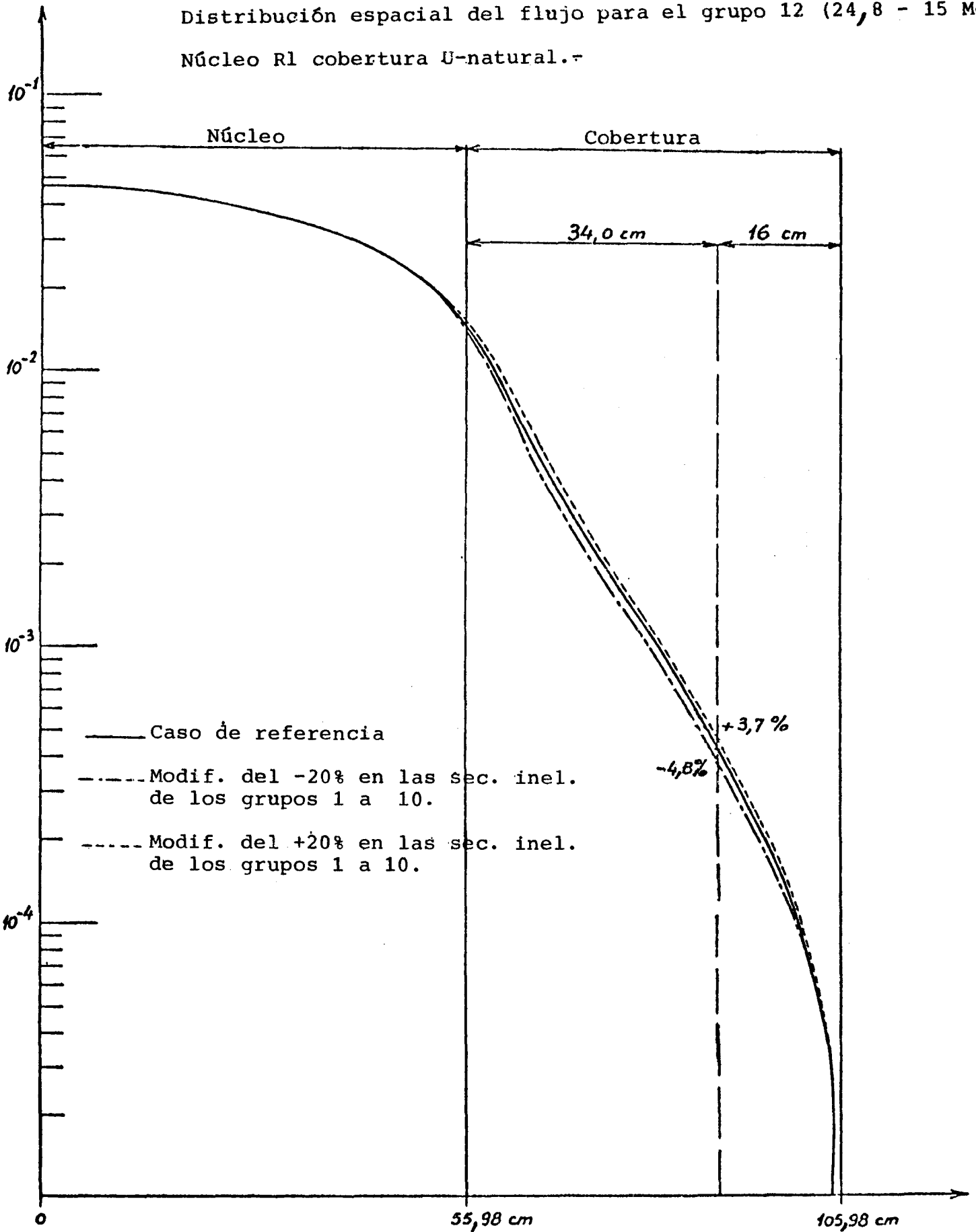
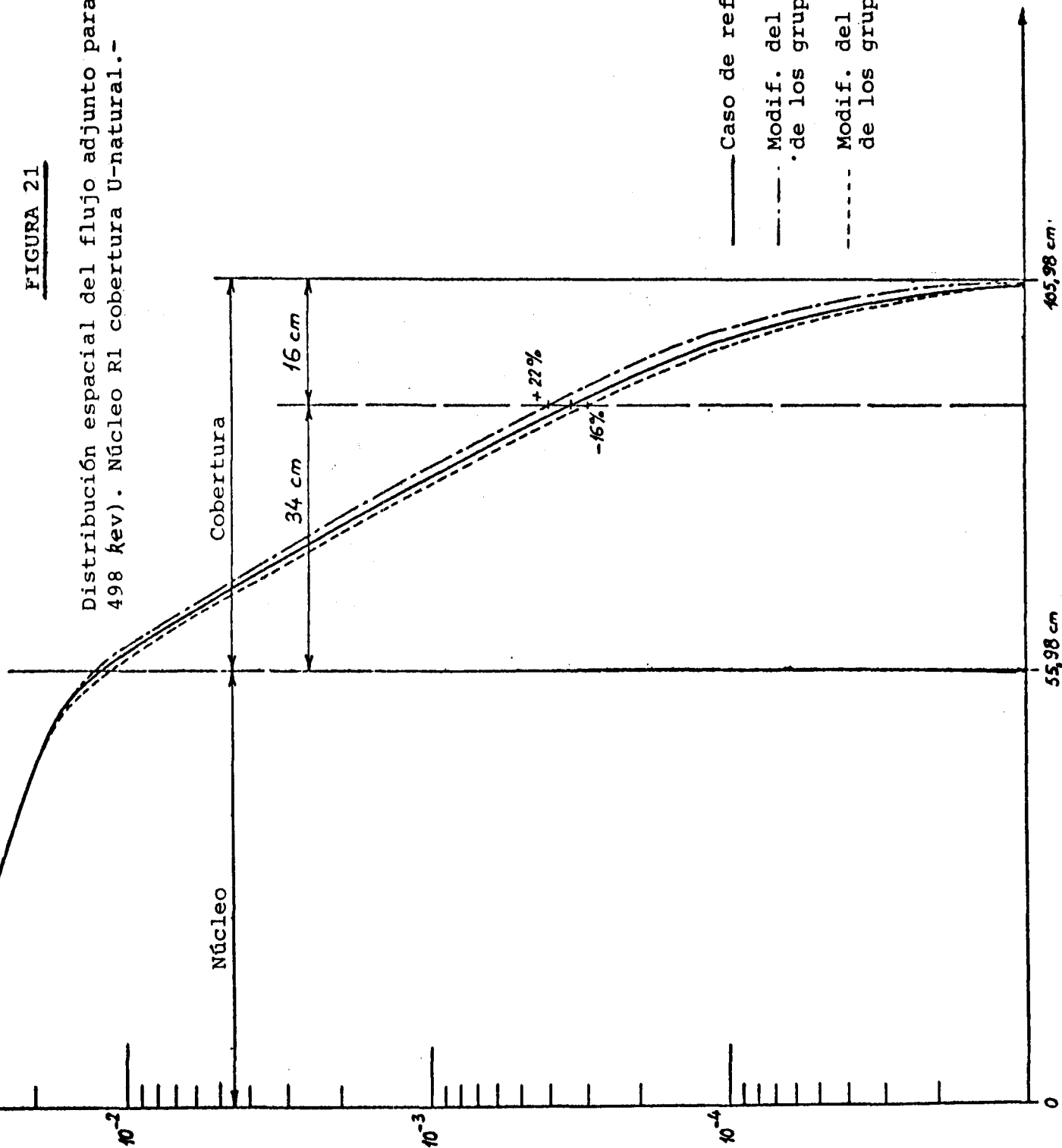


FIGURA 21

Distribución espacial del flujo adjunto para el grupo 5 (821 - 498 kev). Núcleo R1 cobertura U-natural.-



- Caso de referencia
- - - Modif. del -20% en las sec. inel. de los grupos 1 a 10.
- · - Modif. del +20% en las sec. inel. de los grupos 1 a 10.

FIGURA 22

Flujo en función del grupo en la cobertura a
4 cm de la interface. (R1 - U natural)

- Caso de referencia
- - - Modif. del -20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10
- - - Modif. del +20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10

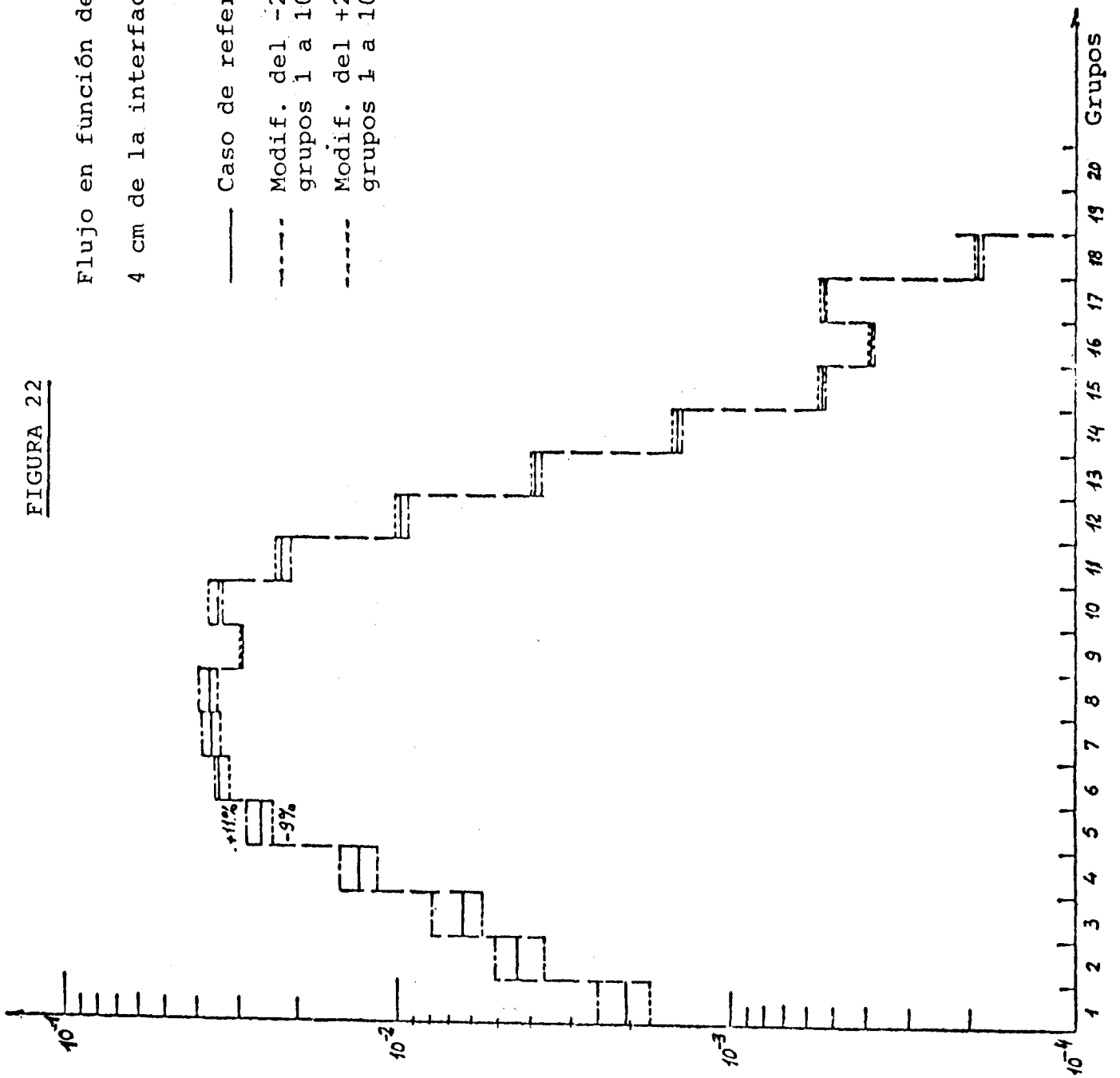
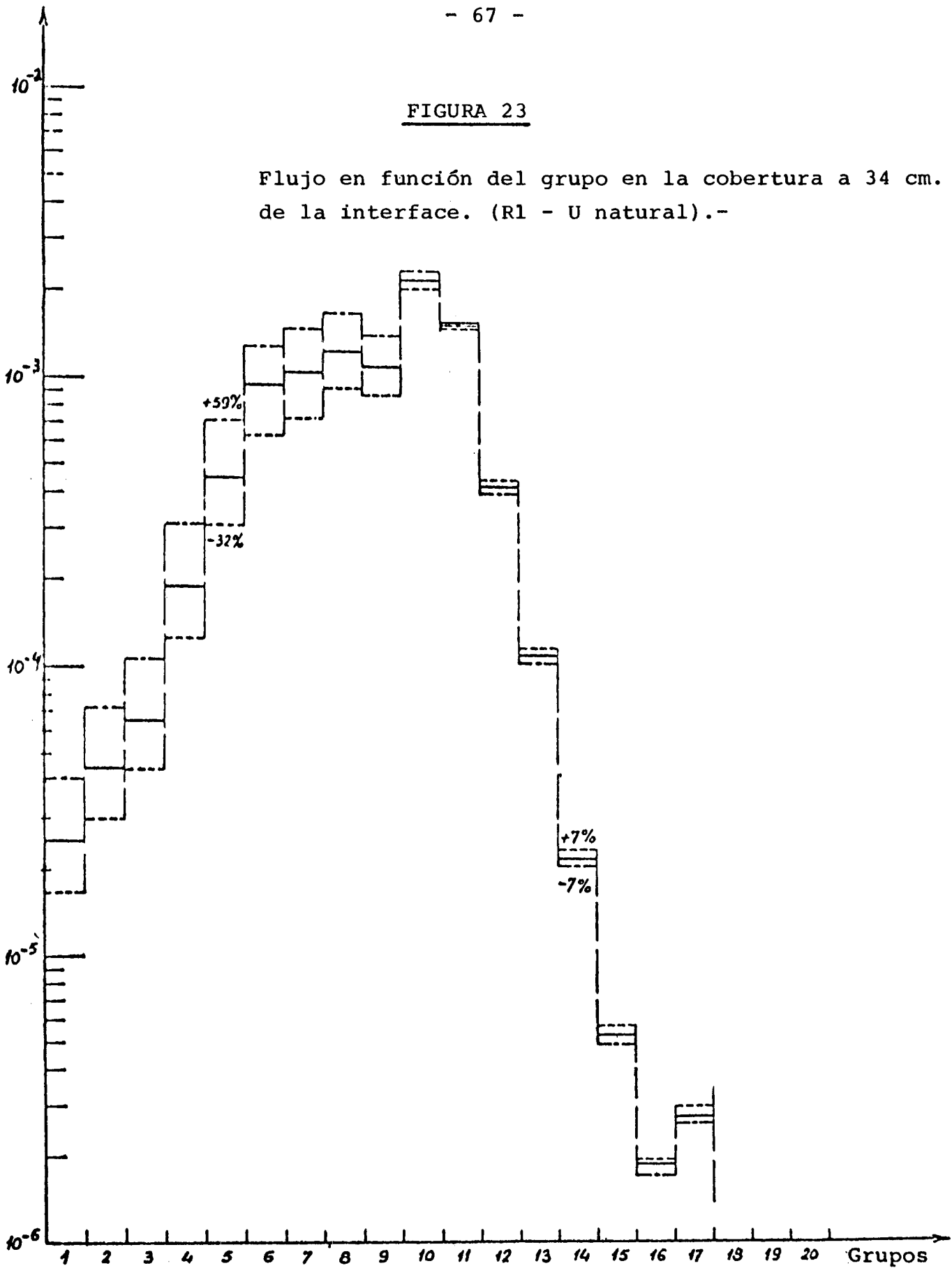


FIGURA 23

Flujo en función del grupo en la cobertura a 34 cm. de la interface. (R1 - U natural).-



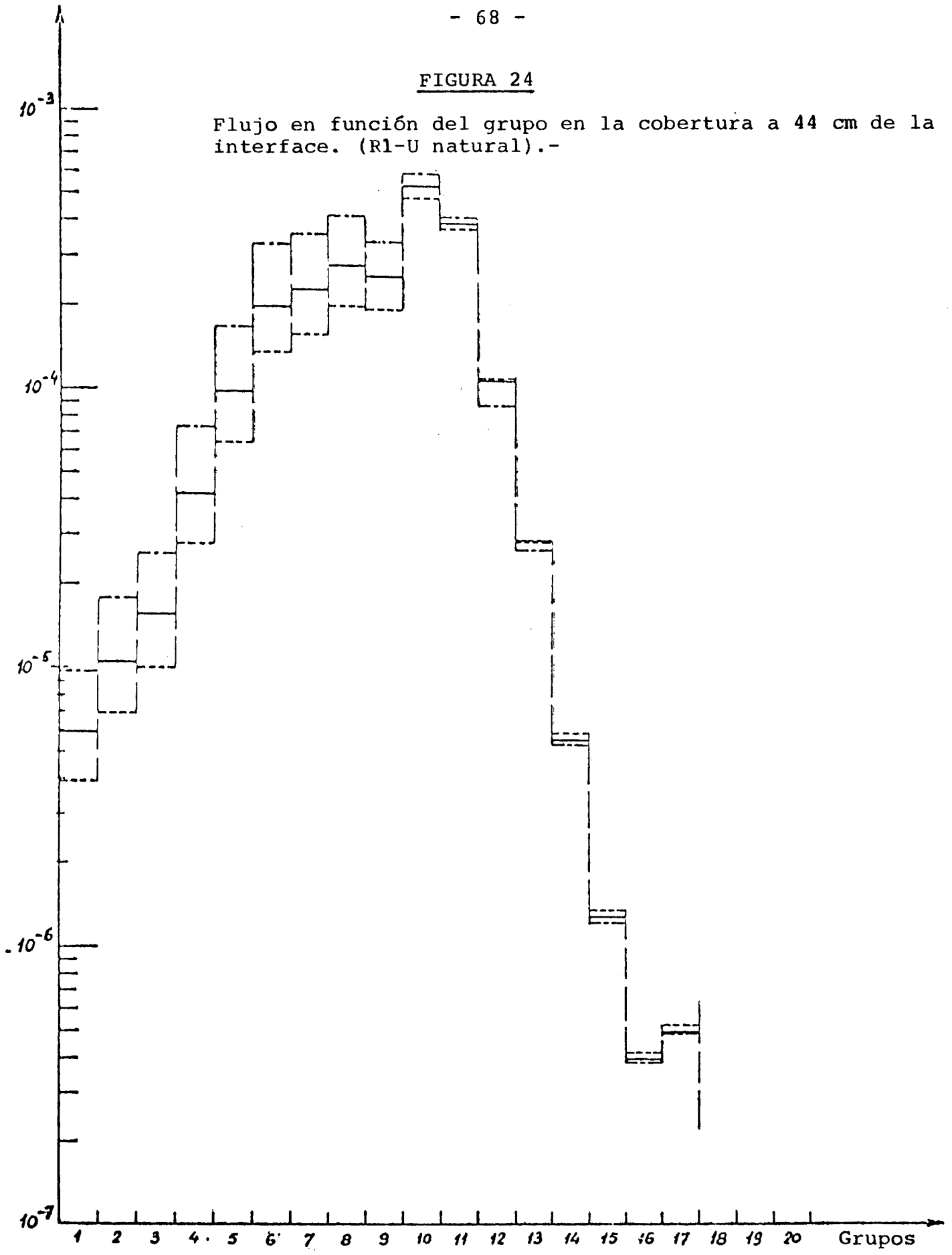
———— Caso de referencia

- · - · - Modif. del -20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10.

- - - - - Modif. del +20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10.

FIGURA 24

Flujo en función del grupo en la cobertura a 44 cm de la interface. (R1-U natural).-



————— Caso de referencia
- · - · - Modif. del -20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10
- · - · - Modif. del +20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10.

FIGURA 25

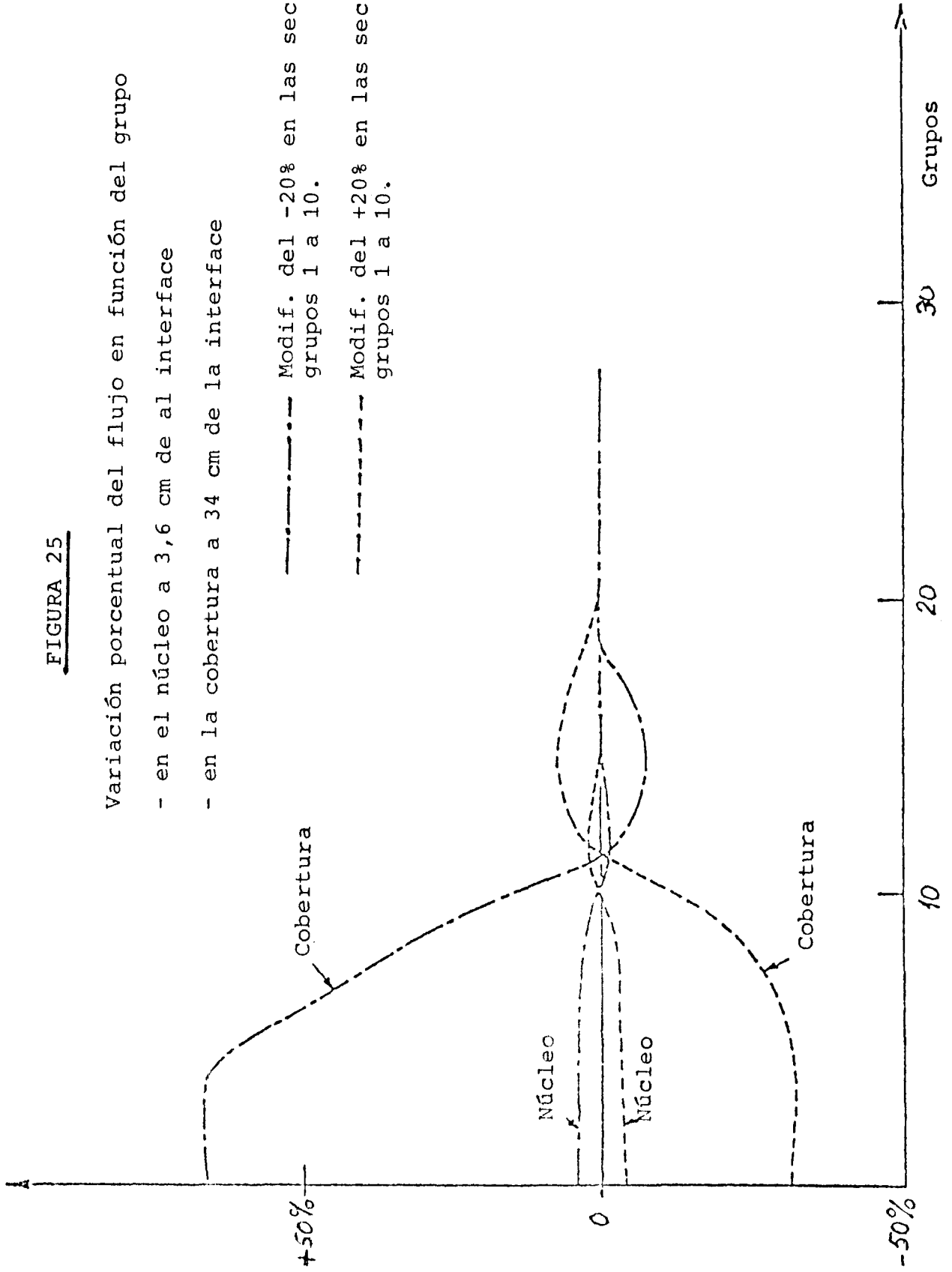
Variación porcentual del flujo en función del grupo

- en el núcleo a 3,6 cm de al interface

- en la cobertura a 34 cm de la interface

— · — · — Modif. del -20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10.

- - - - - Modif. del +20% en las sec. incl. de los grupos 1 a 10.



sobre todas las energías) es prácticamente nulo.

El efecto en la distribución espacial del flujo adjunto es el mismo que para la del directo pero mucho más débil. (Véanse figuras 21 y 26).

En contra de lo que sucedía para el flujo directo las variaciones sobre el flujo adjunto no cambian de signo con la energía y son mucho más débiles (comparar las figuras 23 y 26).

III.5.2 Coeficiente de reactividad

La variación de los coeficientes de reactividad se encuentran en la figura 27. En el núcleo como era de esperar la variación es débil para el U-235 (~3%) y para el U-238 (<1%) y mucho mayor para el sodio (<7%).

III.5.3 Tasa de reacción

La tasa de reacción más modificada es la del U-238, hasta un 69% (Véase figura 28).

Para el U-235 la variación es menor pero también importante, hasta un 22%. (Figura 28). La variación en la tasa de captura del U-238 es del 18,5% a 40 cm de la interfase (Figura 29).

III.5.4 Indices de espectro

Para el índice de fisión del U-238 con respecto a la sección de fisión del U-235 se constata una variación del 40% y del -23% en el centro de la cobertura. (Fig. 30).

El índice de captura del mismo isótopo varía mucho menos (~4%). Para los otros índices la variación es siempre

FIGURA 26

Flujo adjunto en función del grupo en la cobertura a 34 cm de la interfase.
(R1 - U natural).-

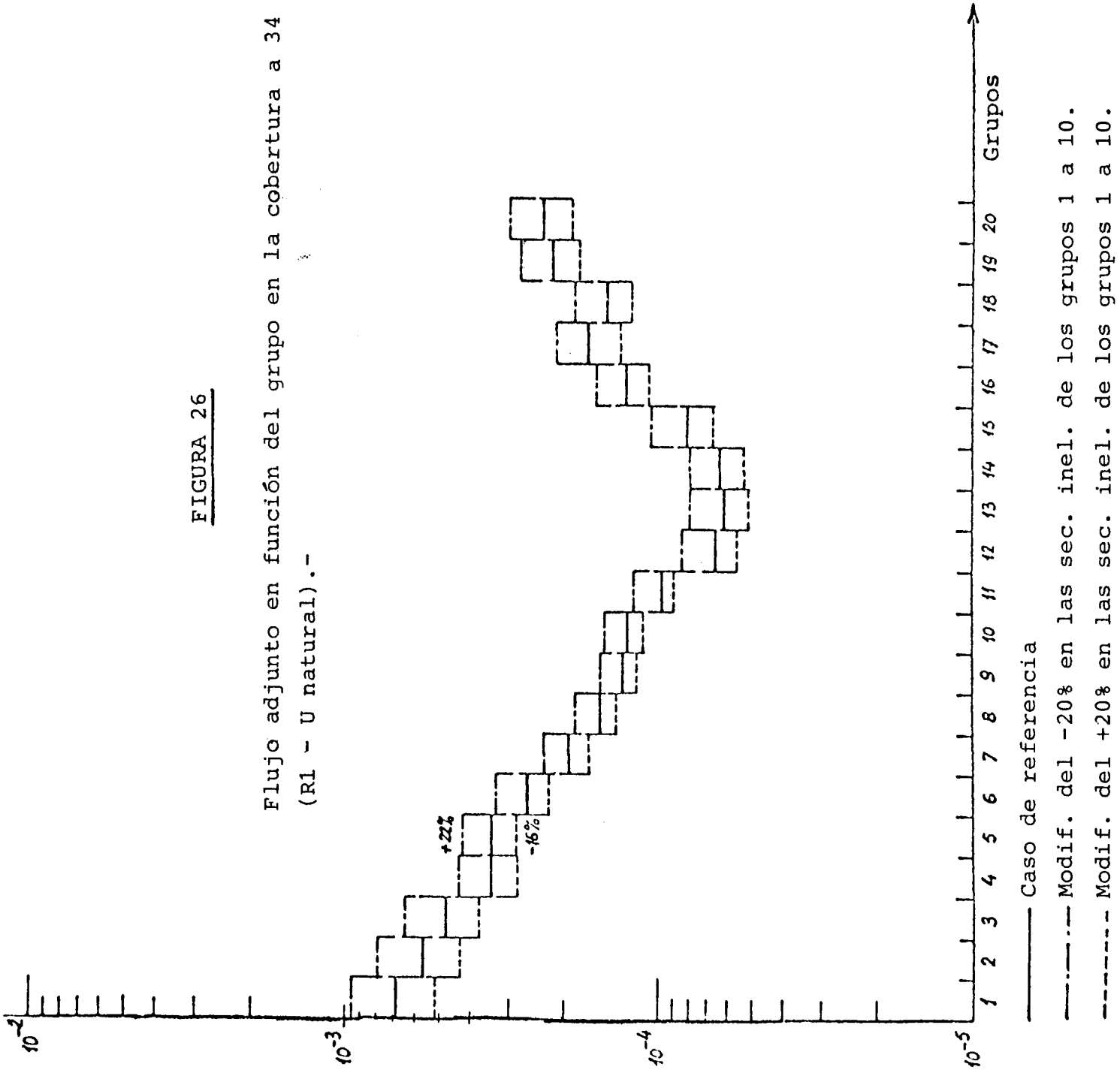


FIGURA 27

Coefficientes de reactividad.-

- Valor absoluto Caso de referencia
- Error en % Modif. del +20% en las sec. inel. de los grupos 1 a 10
- Modif. del -20% en las sec. inel. de los grupos 1 a 10

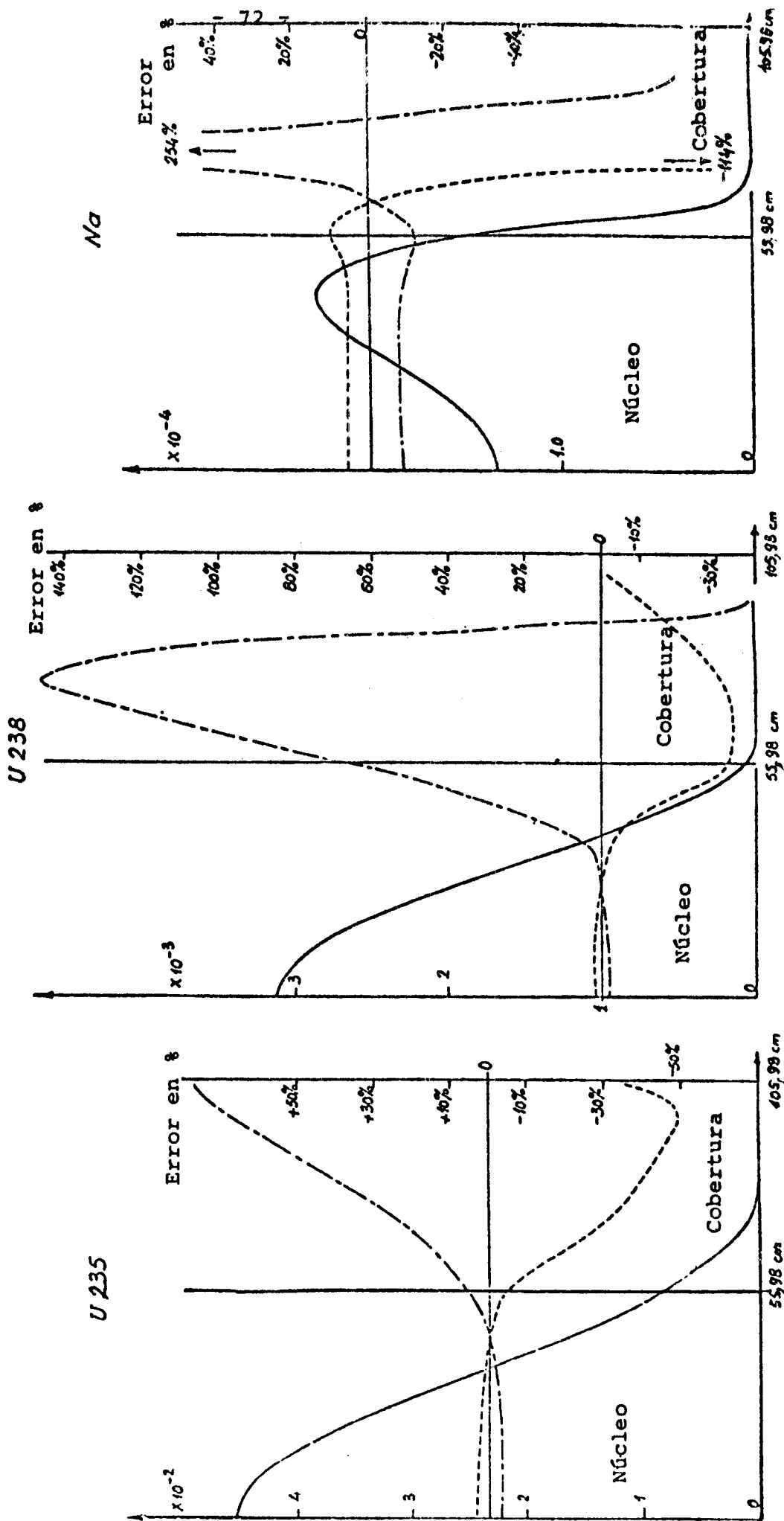


FIGURA 28

Tasas de fisión (R1- U natural).

- caso de referencia
- - - Modif. del -20% en las sec. inel. de los grupos 1 a 10
- - - Modif. del +20% en las sec. inel. de los grupos 1 a 10

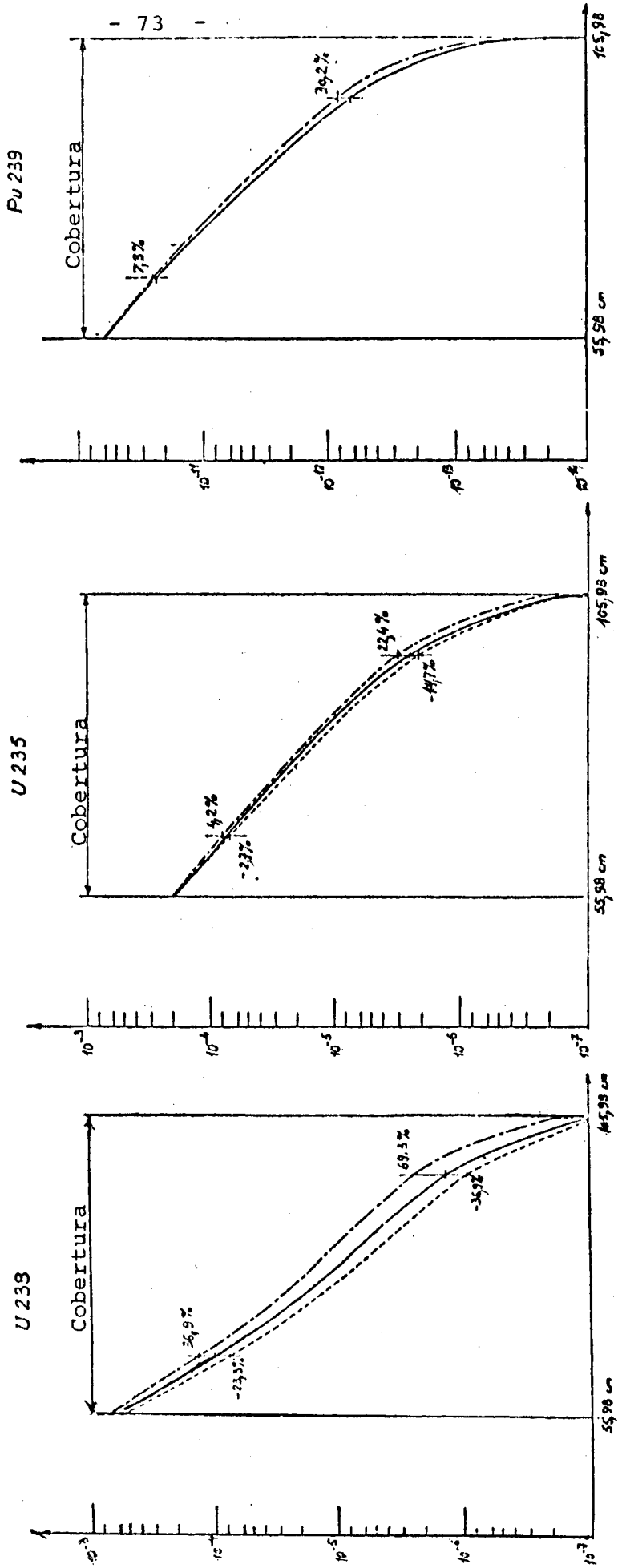
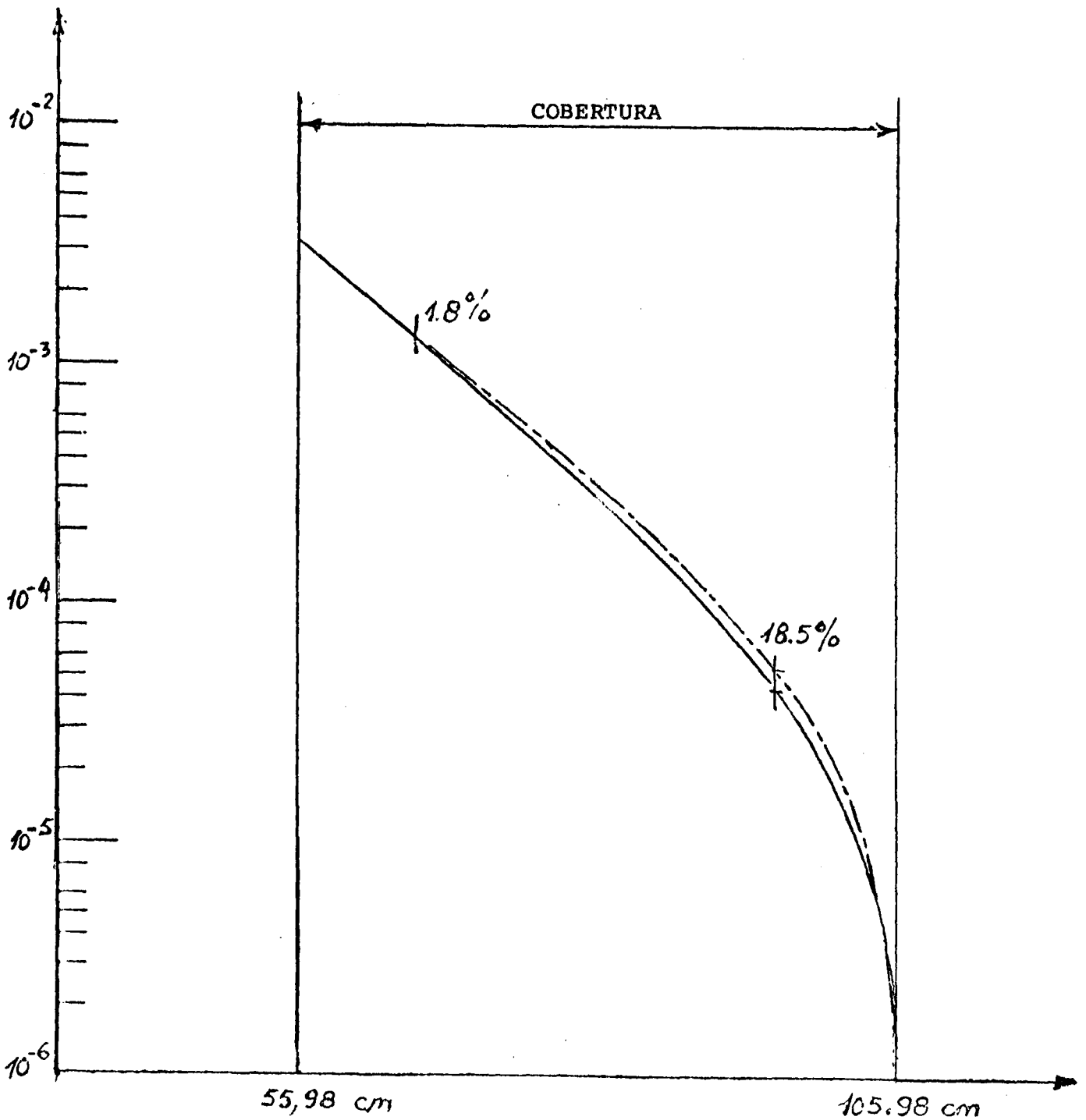


FIGURA 29

Tasa de captura para el U-238 (R1-U Natural)

— Caso de referencia

- - - Modif. del -20% en las sec. inel. de los grupos 1 a 10.



pre inferior al 2%.

III.5.5 Modificación del -20% en las secciones inelásticas de los grupos 4 a 10.

Se modificaron todas las secciones inelásticas de partida y transferencia de neutrones en los grupos 4 a 10 para el U238 de la cobertura solamente.

En lo concerniente al flujo pueden hacerse las mismas observaciones que en el caso a), siendo ahora más débil la perturbación dado que se ha suprimido la contribución de los grupos 1 a 3. (Veáanse figuras 31 y 19). El fenómeno de cambio de signo se produce en el grupo 10 (figura 32). En la figura 33 se encuentra la variación de las tasas de reacción. Comparando con las figuras 28 y 29 se vé que la perturbación ha sido fuertemente reducida, lo cual prueba que la perturbación sobre las tasas de reacción proviene sobre todo de los tres primeros grupos.

Para los coeficientes de reactividad (figura 34) las modificaciones son débiles como era de esperar (máx. para el sodio 2%) *en el núcleo*

III.5.6 Tasas de reacción integradas sobre la cobertura

Consideraremos aquí las tasas de reacción integradas sobre todo el volúmen de la cobertura, es decir:

$$\int_V dv \int dE \Sigma_j^i \phi(\Gamma, E) = F(\Sigma_j^i) \quad (3.1)$$

V se extiende a todo el volumen de la cobertura, i es el índice del isótopo y j el índice de la reacción.

FIGURA 31

Distribución espacial del flujo para el grupo 5 (821-498 Rev).
(R1 - U natural).

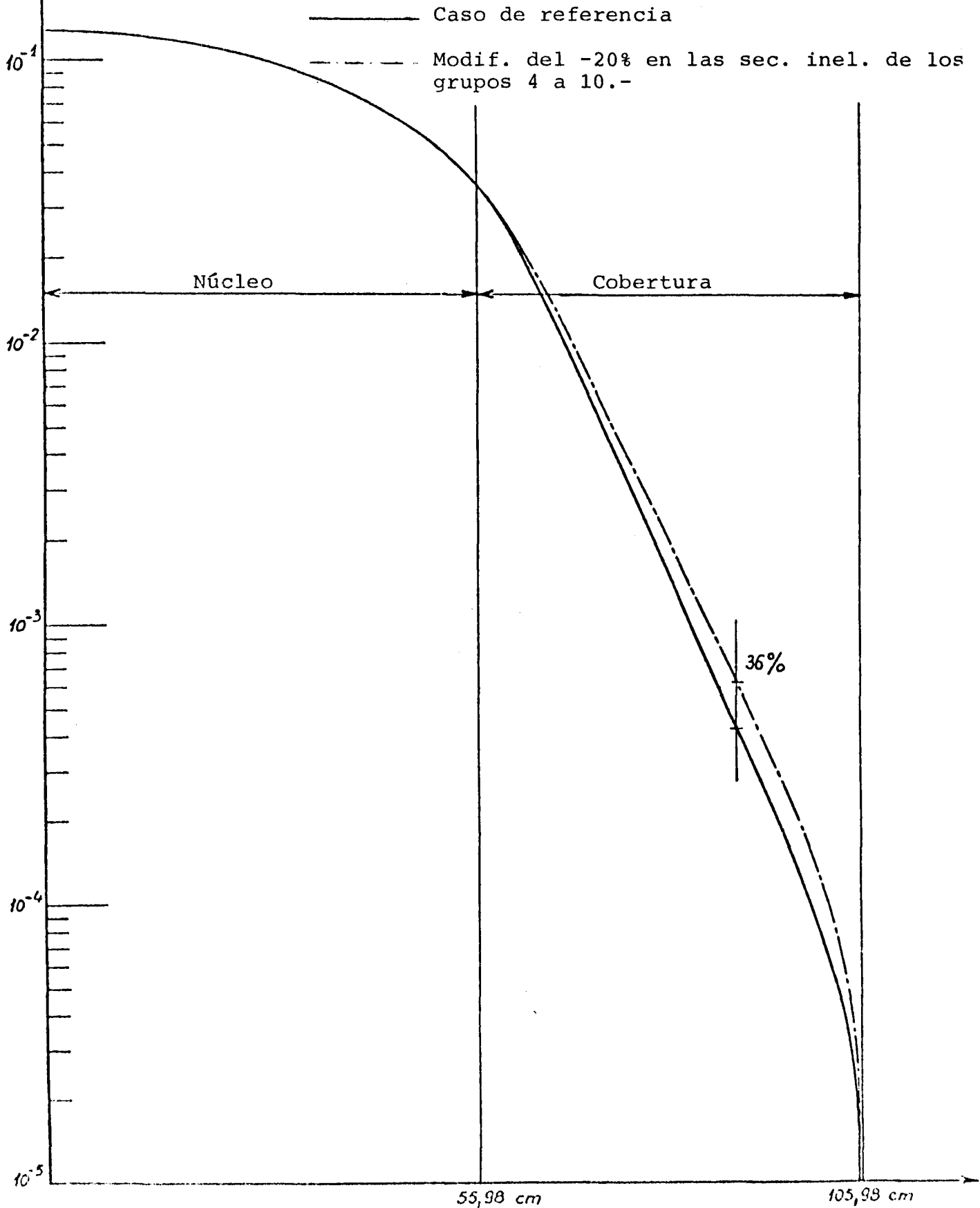


FIGURA 32

Variación porcentual del flujo en función del grupo en la cobertura a 34 cm de la interface

(R1-U natural)

Modificación del -20% en las secciones inelásticas de los grupos 4 a 10.-

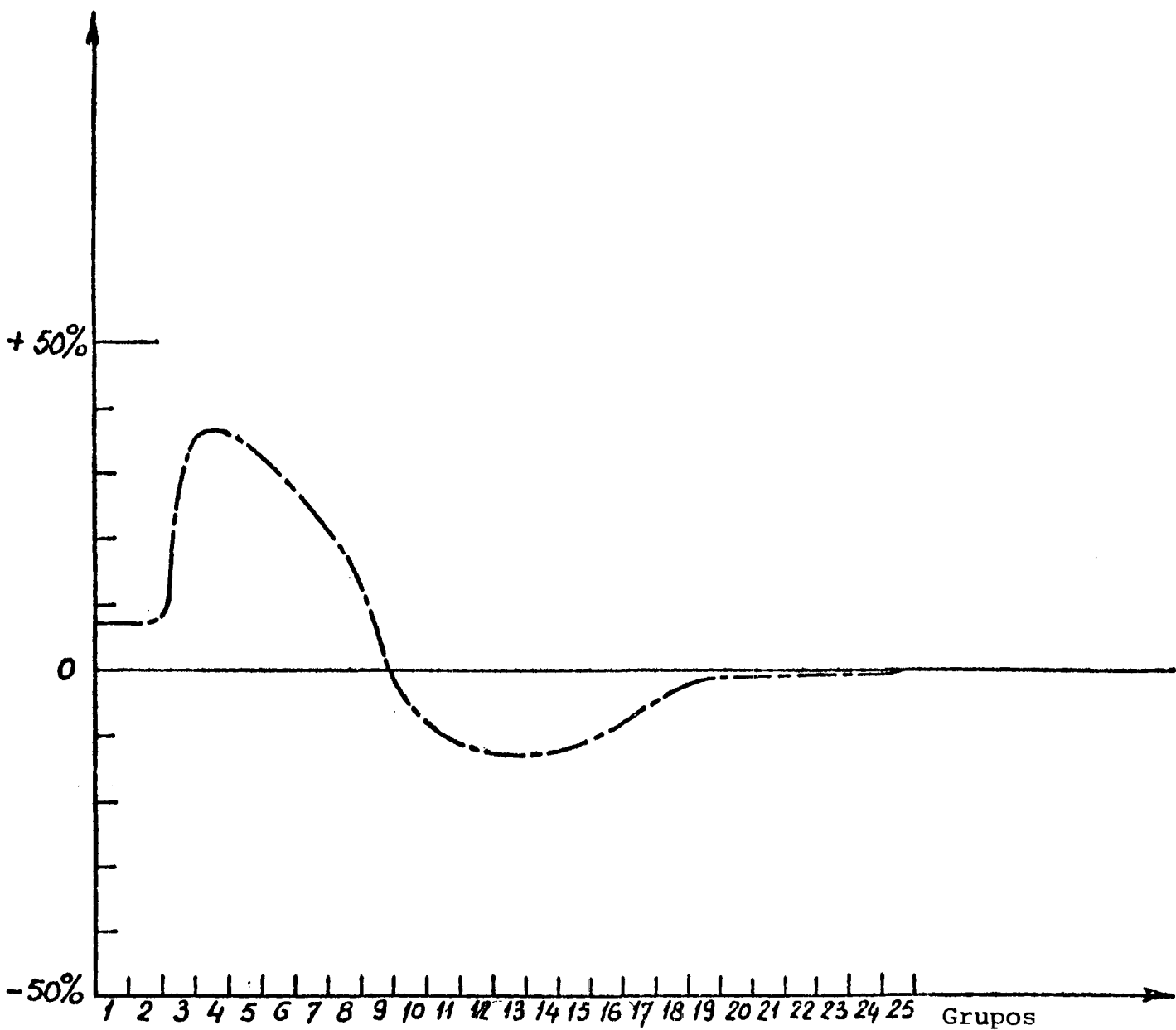


FIGURA 33

(R1-U natural)

— caso de referencia

— Modif. del -20% en las sec. incl. de los grupos 4 a 10.-

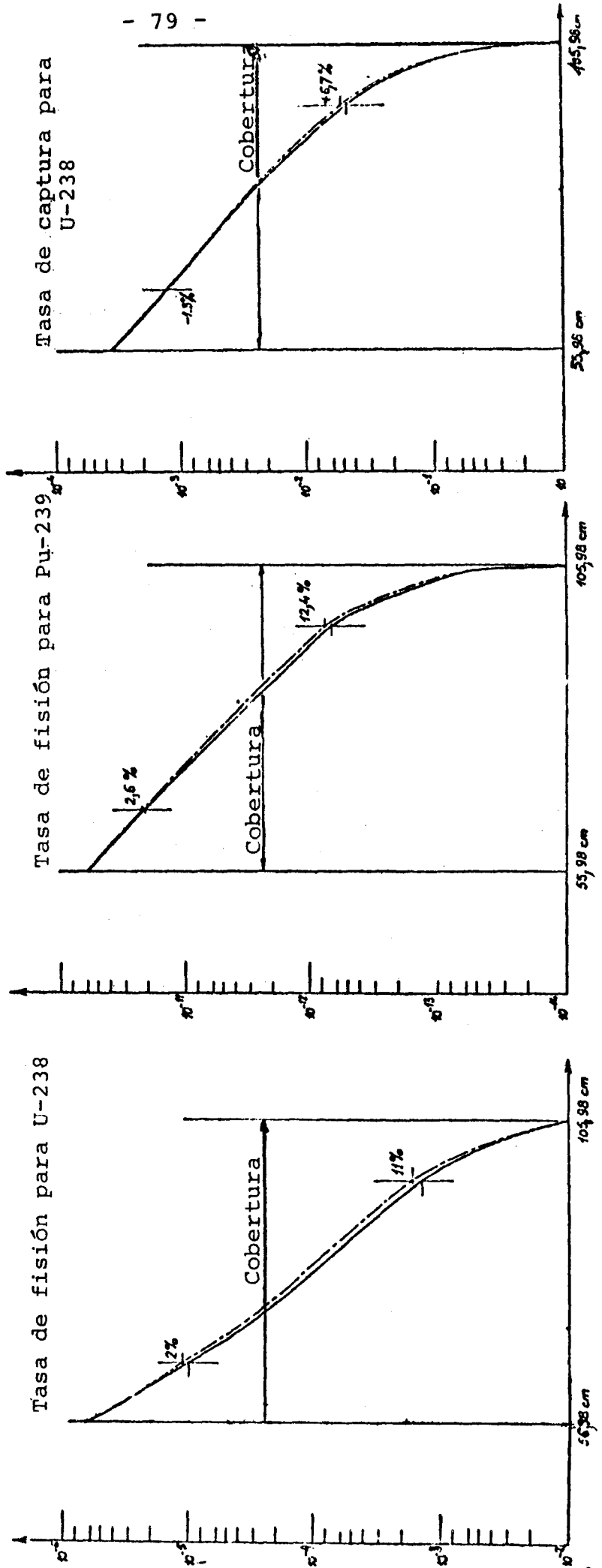
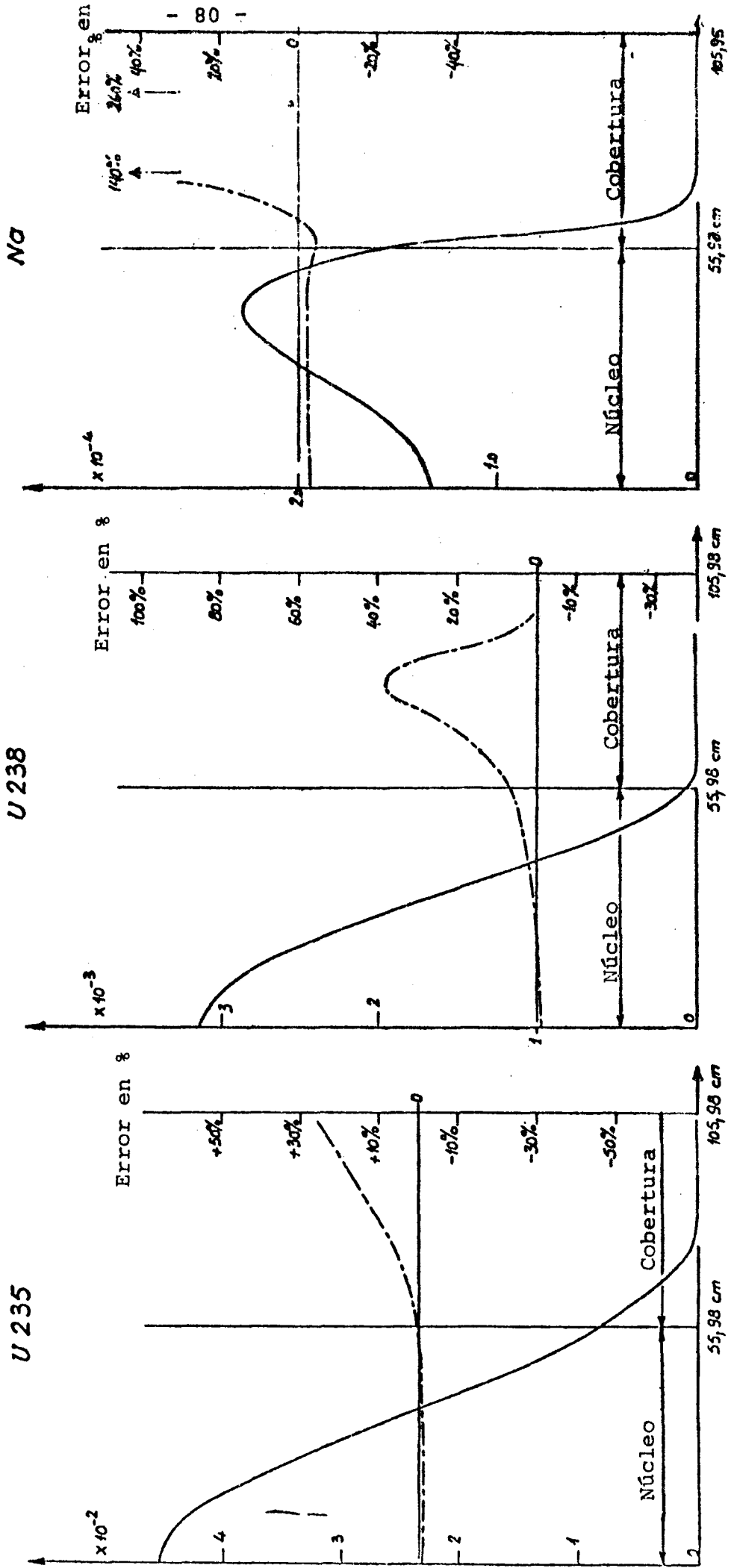


FIGURA 34

Coefficiente de reactividad.-

- Caso de referencia (valor absoluto)
- - - - Error porcentual para una modif. del -20% en las sec. inel. de los grupos 4 a 10.-



En la Tabla VIII se encuentran los valores de las tasas de reacción para los casos siguientes:

- a) Modificación del -20% de las secciones inelásticas de partida y transferencia de neutrones del grupo 2.
- b) Idem para las secciones del grupo 6.
- c) Idem para las secciones de los grupos 1 a 10 todos juntos.
- d) Idem para las secciones de los grupos 4 y 10.
- e) Modificación de +20% de las secciones inelásticas de partida y transferencia de neutrones del grupo 2.
- f) Idem para las secciones del grupo 6.
- g) Idem para las secciones de los grupos 1 a 10, todos juntos.

Se comprueba que: para el caso c) la tasa de fisión del U235 varía en $\sim 5\%$, la de captura en $\sim 2\%$, la de fisión del Pu239 en $\sim 8\%$, la captura en $\sim 2\%$, la de fisión del U238 en $\sim 25\%$ y la de captura en $\sim 3\%$.

Si se comparan esas variaciones con las del caso d) (que son mucho más débiles) podemos decir que las variaciones del caso c) provienen sobre todo de los tres primeros grupos. Este hecho se confirma comparando el caso a) con el caso b).

Lo que se acaba de afirmar es válido para una modificación positiva del 20% de las secciones inelásticas, pero pueden hacerse las mismas afirmaciones para el caso de una modificación positiva de las secciones inelásticas caso e), f), g).

III.6 Análisis de un sistema núcleo R1 - Cobertura en UO_2 - Na

Analizaremos un sistema equivalente al estudiado anteriormente donde la cobertura de U-natural fue reemplazada

TABLA VIII

Tasa de reacción integrada sobre la cobertura
(R1 cobertura U-natural). -

	REFERENCIA	a	b	c	d	e	f	g
		Modif. -20% grupo 2	Modif. -20% grupo 6	Modif. -20% grupos 1a10	Modif. -20% grupos 4a10	Modif. +20% grupo 2	Modif. +20% grupo 6	Modif. +20% grupos 1a10
$F_1 (\Sigma_f^{U235})$	0,8203	0,8321	0,8218	0,8611	0,8279	0,8119	0,8192	0,7927
$\frac{\Delta F_1}{F_1}$		$1,4 \cdot 10^{-2}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$0,9 \cdot 10^{-2}$	$-1,0 \cdot 10^{-2}$	$-0,1 \cdot 10^{-2}$	$-3,4 \cdot 10^{-2}$
$F_2 (\Sigma_c^{U235})$	0,2522	0,2552	0,2514	0,2566	0,2487	0,2501	0,2528	0,2496
$\frac{\Delta F_2}{F_2}$		$1,2 \cdot 10^{-2}$	$-0,3 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$-1,4 \cdot 10^{-2}$	$-0,8 \cdot 10^{-2}$	$+0,2 \cdot 10^{-2}$	$-1,0 \cdot 10^{-2}$
$F_3 (\Sigma_f^{Pu239})$	$0,2356 \cdot 10^{-6}$	$0,2393 \cdot 10^{-6}$	$0,2312 \cdot 10^{-6}$	$0,2537 \cdot 10^{-6}$	$0,2429 \cdot 10^{-6}$	$0,2329 \cdot 10^{-6}$	$0,2342 \cdot 10^{-6}$	$0,2227 \cdot 10^{-6}$
$\frac{\Delta F_3}{F_3}$		$1,6 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$7,7 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$-1,1 \cdot 10^{-2}$	$-0,5 \cdot 10^{-2}$	$-5,5 \cdot 10^{-2}$
$F_4 (\Sigma_c^{Pu239})$	$0,4748 \cdot 10^{-7}$	$0,4801 \cdot 10^{-7}$	$0,4745 \cdot 10^{-7}$	$0,4847 \cdot 10^{-7}$	$0,4705 \cdot 10^{-7}$	$0,4710 \cdot 10^{-7}$	$0,4749 \cdot 10^{-7}$	$0,4668 \cdot 10^{-7}$
$\frac{\Delta F_4}{F_4}$		$1,1 \cdot 10^{-2}$	$-0,06 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$-0,9 \cdot 10^{-2}$	$-0,8 \cdot 10^{-2}$	$+0,02 \cdot 10^{-2}$	$-1,3 \cdot 10^{-2}$
$F_5 (\Sigma_f^{U238})$	$0,1346 \cdot 10^1$	$0,1457 \cdot 10^1$	$0,1346 \cdot 10^1$	$0,1679 \cdot 10^1$	$0,1365 \cdot 10^1$	$0,1266 \cdot 10^1$	$0,1346 \cdot 10^1$	$0,1129$
$\frac{\Delta F_5}{F_5}$		$8,2 \cdot 10^{-2}$	$0,0 \cdot 10^{-2}$	$24,7 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$-5,9 \cdot 10^{-2}$	$-0,0 \cdot 10^{-2}$	$-16,1 \cdot 10^{-2}$
$F_6 (\Sigma_c^{U238})$	$0,1414 \cdot 10^2$	$0,1432 \cdot 10^2$	$0,1413 \cdot 10^2$	$0,1456 \cdot 10^2$	$0,1408 \cdot 10^2$	$0,1402 \cdot 10^2$	$0,1416 \cdot 10^2$	$0,1389$
$\frac{\Delta F_6}{F_6}$		$1,3 \cdot 10^{-2}$	$-0,07 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$-0,4 \cdot 10^{-2}$	$-0,8 \cdot 10^{-2}$	$0,1 \cdot 10^{-2}$	$-1,8 \cdot 10^{-2}$
K eff	1	1,00114	1,00027	1,00470	1,00157	0,99913	0,99977	0,99644
$\frac{\Delta K_{eff}}{K_{eff}}$		114	27	470	157	-87	-23	-356

por una cobertura en $\text{UO}_2\text{-Na}$. La composición de esta cobertura se encuentra en el apéndice I.

Seguiremos el mismo esquema de análisis que en el sistema tratado anteriormente.

III.6.1 El flujo

Para la distribución *espacial* del flujo las variaciones son más débiles que las observadas en la figura 19. Para una modificación del -20% de las secciones inelásticas la perturbación del flujo a 34 cm de la interface pasa del 60% (en el caso de cobertura en U-natural) al 10% (en el caso de cobertura en $\text{UO}_2\text{-Na}$).

Lo mismo sucede para la distribución en energía del flujo, figura 23, donde la desviación pasa del 60% al 10% en el grupo 5 y del 7% al 1% en el grupo 14. En la figura 35 puede verse la variación porcentual del flujo en función del grupo para una modificación de las secciones inelásticas de los grupos 1 a 10 y de los grupos 4 a 10.

III.6.2 Tasa de reacción

En cuanto a la tasa de fisión, la más sensible es la del $\text{U}238$ que tiene una variación del 19% en el centro de la cobertura (70% en el caso de cobertura de U-nat; ver figura 28).

La tasa de fisión del $\text{Pu}239$ varía en el 0,3% y la de captura del $\text{U}238$ varía en menos del 0,1%.

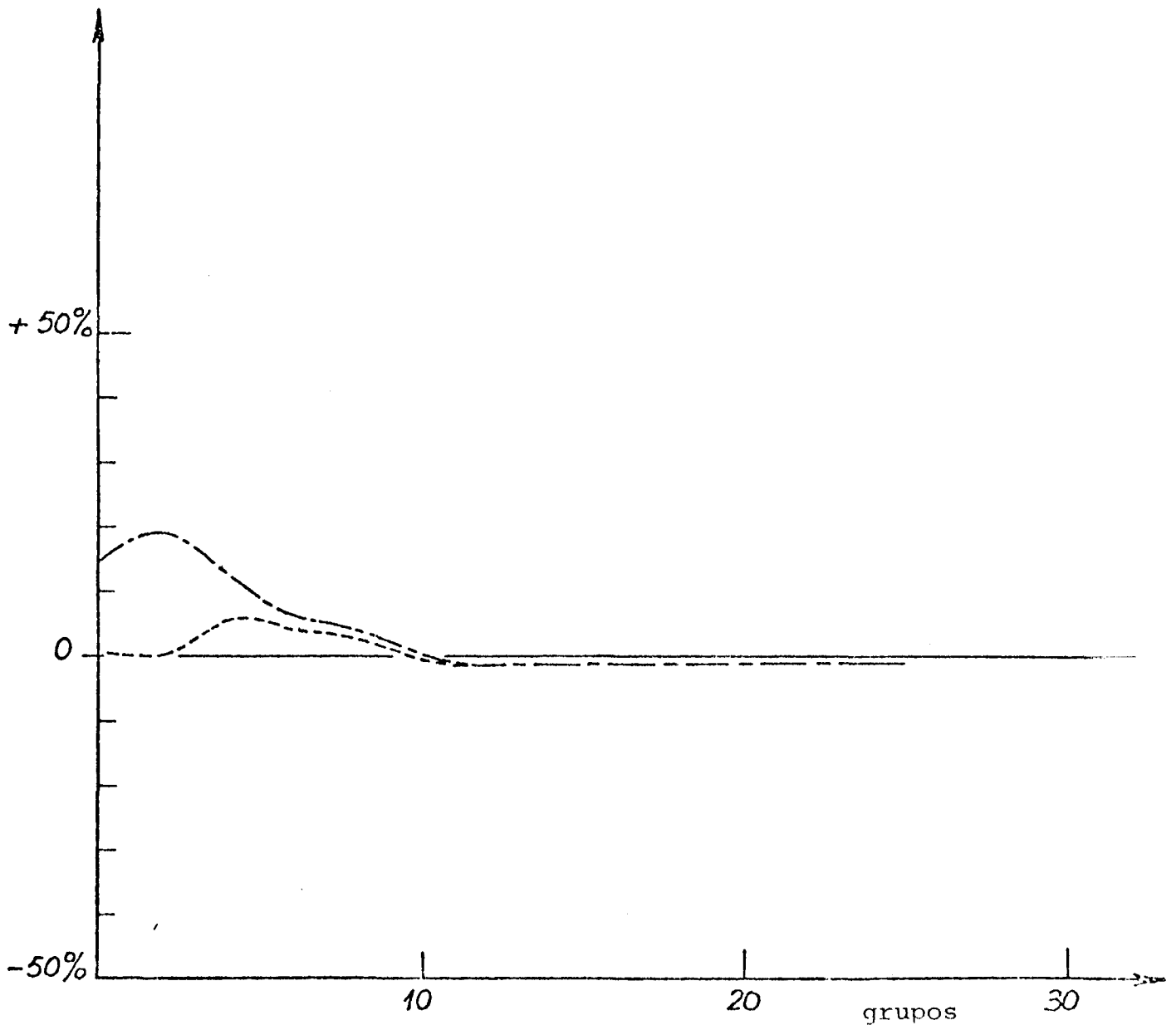
III.6.3 Tasa de reacción integrada sobre toda la cobertura

FIGURA 35

Variación porcentual del flujo en función del grupo en la cobertura de UO_2 -Na a 34 cm de la interface.

-.-.-.-. Modif. del -20% en las sec.inel. de los grupos 1 a 10.

----- Modif. del -20% en las sec. inel. de los grupos 4 a 10.



Se observa en la Tabla IX que la variación de las tasas de reacción integradas sobre todo el volumen es inferior al 1% salvo para la tasa de fisión del U238 en el caso de las columnas a) y c) (Variación del 3.7% y 8.1%).

III.7 Conclusiones

Examinando todos los casos estudiados vemos que una modificación de las secciones inelásticas del U238 provoca siempre una fuerte variación del espectro. Esta variación es mayor a medida que nos acercamos al grupo o los grupos modificados.

Estas modificaciones de las secciones inelásticas pueden hacerse en algunos casos sin que cambien los parámetros integrales o los índices de espectro. En general las modificaciones sobre las secciones inelásticas de los cuatro primeros grupos cambia notablemente la fisión del U238, mientras que las modificaciones sobre los grupos siguientes tienen un efecto destacable sobre el espectro pero no producen casi variación de las cantidades integrales.

Esta afirmación es válida para los sistemas que tienen gran cantidad de U238, por ejemplo para UK5. En cambio en los sistemas donde la concentración de U238 es menos importante y donde al mismo tiempo la moderación se hace más bien por el carbono, como en HUG3, el espectro y el balance de neutrones son poco influenciados por modificaciones de las secciones inelásticas del U238, como era de esperar.

Cuando se comparan los cálculos con la experiencia, debe tenerse en cuenta que los índices de espectro son medidos con una gran precisión (1%). Si hay desacuerdos en

TABLA IX

Tasas de reacción integradas sobre la cobertura (R1 cobertura UO - Na).

	Caso de Referencia	a Modif.-20% grupo 2	b Modif. 20% grupo 5	c Modif.-20% grupo 1a10	d Modif.-20% grupo 4 a10
$F_1(\Sigma_f^{U235})$	0,3227	0,3232	0,3226	0,3221	0,3213
$\frac{\Delta F_1}{F_1}$		0,2 10^{-2}	-0,03 10^{-2}	-0,2 10^{-2}	-0,4 10^{-2}
$F_2(\Sigma_c^{U235})$	0,1207	0,1207	0,1206	0,1199	0,1198
$\frac{\Delta F_2}{F_2}$		0,0 10^{-2}	0,0 10^{-2}	-0,7 10^{-2}	-0,8 10^{-2}
$F_3(\Sigma_f^{Pu239})$	0,7516 10^{-6}	0,7529 10^{-6}	0,7516 10^{-6}	0,7527 10^{-6}	0,7500 10^{-6}
$\frac{\Delta F_3}{F_3}$		0,2 10^{-2}	0,0 10^{-2}	0,1 10^{-2}	-0,21 10^{-2}
$F_4(\Sigma_c^{Pu239})$	0,3985 10^{-6}	0,3987 10^{-6}	0,3982 10^{-6}	0,3948 10^{-6}	0,3948 10^{-6}
$\frac{\Delta F_4}{F_4}$		0,05 10^{-2}	-0,07 10^{-2}	-0,9 10^{-2}	-0,9 10^{-2}
$F_5(\Sigma_f^{U238})$	0,5303	0,5498	0,5303	0,5735	0,5304
$\frac{\Delta F_5}{F_5}$		3,7 10^{-2}	0,0 10^{-2}	8,1 10^{-2}	0,02 10^{-2}
$F_6(\Sigma_c^{U238})$	0,9427 10^1	0,9433 10^1	0,9423 10^1	0,9384 10^1	0,9376 10^1
$\frac{\Delta F_6}{F_6}$		0,06 10^{-2}	-0,04 10^{-2}	-0,4 10^{-2}	-0,5 10^{-2}
K_{eff}	0,99833	0,99863	0,99836	0,99935	0,99866
$\frac{\Delta K_{eff}}{K_{eff}} P_{cm}$		30	3	102	33

los índices y en el espectro al mismo tiempo es posible eliminarlos cambiando las secciones inelásticas del U238 en los grupos 1 a 4.

Si en cambio se encuentra un buen acuerdo para los índices pero hay desacuerdo para el espectro, hay que pensar en modificar las secciones inelásticas del U238 en los grupos 5 a 10.

Cuando se consideran los casos con variación espacial núcleo R1 - cobertura en U-natural o núcleo R1 - cobertura en UO_2 -Na se encuentra que la modificación de las secciones inelásticas del U238 provoca los efectos siguientes:

- a) El espectro es más modificado en el primer sistema que en el segundo, como es lógico, puesto que el segundo sistema contiene otros elementos moderadores como O, Na, SS.
- b) La modificación del espectro en la cobertura se produce en un sentido hasta el grupo 10 y luego en el sentido contrario dando, de esa manera, un flujo total integrado poco perturbado.
- c) El efecto sobre el flujo adjunto es más débil y la perturbación no cambia de signo.
- d) Los coeficientes de reactividad de los distintos elementos no son muy sensibles, salvo el coeficiente del sodio para el primer sistema.
- e) Las tasas de reacción son, en general, muy sensibles, tanto más a medida que la distancia a la interface aumenta. Las tasas de reacción integradas sobre toda la cobertura son poco perturbadas debido a que el peso en la región próxima a la interface, es dominante.

CAPITULO IV

IV ANALISIS DE LAS SECCIONES EFICACES INELASTICAS DEL URANIO 238

IV.1 Obtención de las secciones eficaces a multigrupos a partir de los datos microscópicos

Para utilizar los datos de las cuatro evaluaciones mencionadas en la introducción fue necesario construir las secciones a multigrupos de transferencia inelástica $\sigma_{i \rightarrow f}^{inel}$ y la inelástica total σ_i^{inel} correspondientes al grupo inicial "i" y final "f". Esto fue hecho de la siguiente manera:

Retomemos las fórmulas (2.32) y (2.33) del capítulo II.

$$\sigma_{in}^{i \rightarrow f} = \frac{\int_{E_i^-}^{E_i^+} dE_i \int_{E_f^-}^{E_f^+} dE_f \sigma_{in}(E_i \rightarrow E_f) \Phi(E_i)}{\int_{E_i^-}^{E_i^+} dE_f \Phi(E_i)} \quad (4.1)$$

y

$$\sigma_{in}^i = \frac{\int_{E_i^-}^{E_i^+} dE_i \sigma_{in}(E_i) \Phi(E_i)}{\int_{E_i^-}^{E_i^+} dE_i \Phi(E_i)} \quad (4.2)$$

La probabilidad de transferencia inelástica de un neutrón del grupo i al grupo f está dada por

$$\rho_{i \rightarrow f}^{in} = \frac{\sigma_{in}^{i \rightarrow f}}{\sigma_{in}^i}$$

La sección de transferencia inelástica puede descomponerse en la forma:

$$\sigma_{in}^k(E_i \rightarrow E_f) = \sum_{K=1}^{NiV} \sigma^K(E_i \rightarrow E_f) + \sigma^{cont}(E_i \rightarrow E_f)$$

donde $\sigma^K(E_i \rightarrow E_f)$ es la sección parcial de excitación correspondiente al nivel discreto K y $\sigma^{cont}(E_i \rightarrow E_f)$ es la sección inelástica del continuo.

Cada sección parcial correspondiente a un nivel K de energía de excitación E_K puede escribirse en la forma siguiente:

$$\sigma^K(E_i \rightarrow E_f) = \sigma^K(E_i) P_K(E_i \rightarrow E_f)$$

donde $\sigma^K(E_i)$ es la sección eficaz de excitación del nivel k y la probabilidad $P_K(E_i \rightarrow E_f)$ puede aproximarse por

$$P_K(E_i \rightarrow E_f) \cong \delta[E_i - (E_f + E_K)]$$

puesto que el U-238 es un elemento pesado la energía de retroceso del núcleo puede despreciarse. Resultan entonces las fórmulas siguientes para las secciones a multigrupos:

$$\begin{aligned} A_{i \rightarrow +} &= \sum_{K=1}^{NiV} \int_{E_f^-}^{E_f^+} dE_f \int_{E_i^-}^{E_i^+} dE_i \sigma^K(E_i) \Phi(E_i) \delta[E_i - (E_f + E_K)] = \\ &= \sum_{K=1}^{NiV} \int_{E_f^-}^{E_f^+} dE_f V^K(E_f + E_K) \Phi(E_f + E_K) H[(E_f + E_K) - E_i] H[E_i^+ - (E_f + E_K)] \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde $H(x)$ es la función de Heavyside.

Si se cambia la variable de integración se llega a la expresión siguiente:

$$A_{i \rightarrow f} = \sum_{k=1}^{NiV} \int_{E_f^- + E_k}^{E_f^+ + E_k} dE_f G^k(E_f) \Phi(E_f) H(E_f - E_i^-) H(E_i^+ - E_f) \quad (4.4)$$

E_f^+ , E_f^- bornes superior e inferior del grupo donde llegan los neutrones.

E_i^+ , E_i^- bornes superior e inferior del grupo de donde parten los neutrones.

Las integrales fueron calculadas numéricamente por discretización. Los valores $\sigma^k(E)$ fueron sucesivamente los de la evaluación de Prince, de Pitterle, y de Vastel obtenidos a partir de las tablas dadas por esos autores mediante una interpolación log log.

Para $\phi(E)$ se utilizó el espectro standard de ponderación a partir del grupo 3 (veáse Tabla I).

Para los grupos 1 y 2 se tomó como espectro de ponderación un espectro de fisión ⁽³¹⁾ dado por

$$\Phi(E) = \frac{e^{-(E+E_f)/T}}{\sqrt{\pi E_f T}} \sinh \left[\frac{2 \sqrt{E \cdot E_f}}{T} \right] \quad (4.5)$$

$$E_f = 0.533 \text{ Mev} \quad T = 0.965 \text{ Mev}$$

Para las altas energías (grupos 1 a 3) aparte de la contribución de los niveles discretos (que se hace cada vez más débil con la energía) se considera el scattering inelástico del continuo que está descripto por una ley en la

cual aparece la temperatura.

Es decir la sección de transferencia de neutrones esta representada por un espectro Maxwelliano:

$$\sigma_{\text{cont}}(E_i \rightarrow E_f) \cong \sigma_{\text{cont}}(E_i) \beta(E_i) \frac{E_f}{T^2(E_i)} e^{-E_f/T(E_i)} \quad (4.6)$$

donde $\beta(E_i)$ es el factor de normalización que se obtiene igualando la ec. 3.6 a la sección total.

La temperatura T depende de la energía inicial E_i y está dada por

$$T = \sqrt{\frac{E_i - Q}{a}} \quad (4.7)$$

donde Q es el valor umbral (45 keV) por lo tanto despreciable y el parámetro a se tomó igual a 25 MeV (Ref. 32).

IV.2 Influencia del espectro de ponderación

En el apartado precedente las secciones inelásticas se ponderan con el flujo standard y no con el flujo propio del medio. Veremos, en los párrafos siguientes, la influencia de esta aproximación.

IV.2.1 Variación del exponente del flujo de ponderación

El flujo standard esta dado por

$$\Phi(E) = \frac{1}{E^n} \quad (4.8)$$

con $n = 2$ grupos 3 a 5, $n = 1$ grupos 6 a 10 y $n = 0.5$ grupos 11 a 17. En los grupos 1 y 2 se utiliza el espectro de fisión

Se modificó arbitrariamente en el 30% el exponente n y eso trajo como consecuencia una variación del 0.5% en las secciones eficaces a multigrupos σ_g^{int} salvo en el grupo 10 donde la variación fue del 5% (umbral de la reacción). En lo concerniente a las secciones de transferencia $\sigma_{i \rightarrow j}^{in}$ se observó una variación del <5%.

IV.2.2 Flujo de ponderación standard y flujo de ponderación UK5

Para estudiar el grado de aproximación obtenido utilizando el espectro de ponderación standard se lo reemplazó por el espectro del medio UK5 en las probabilidades de transferencia inelásticas del U-238.

Resultaron entonces dos matrices de probabilidades diferentes con las cuales se hicieron dos cálculos de espectro:

- a) Cálculo del espectro en UK5 con las probabilidades de transferencia ponderadas por el espectro standard.
- b) Cálculo del espectro en UK5 con probabilidades de transferencia ponderadas por el espectro del medio UK5. (Todas las otras secciones eficaces, incluidas las secciones inelásticas totales del U-238, fueron las mismas que para el cálculo a). El espectro de UK5 utilizado en la ponderación es el siguiente:

$$\phi = \frac{1}{E^n} \quad \text{donde}$$

$n = 2$ grupos 1 a 5
$n = 0.68$ grupos 6 a 10
$n = 1.71$ grupos 11 a 17

En la Tabla X pueden observarse los resultados de los cálculos mencionados precedentemente. Visto que la diferencia entre ambos cálculos es débil se concluye que el espectro standard puede reemplazar al espectro del medio UK5 para ponderar los datos de la matriz inelástica del U238.

Se quiso saber también si esta conclusión es válida para los núcleos de centrales rápidas. Con ese propósito se examinó el núcleo R3 para el cual se encontraron los siguientes valores de n

$$n = 2.02 \text{ grupos 1 a 5}$$

$$n = 1.0 \text{ grupos 6 a 10}$$

$$n = 0.15 \text{ grupos 11 a 17}$$

Como estos valores de n están mucho más próximos a los del espectro standard que a los del núcleo UK5, se concluye que para el núcleo R3 también puede utilizarse el espectro standard en la ponderación de la matriz inelástica.

IV.2.3 Flujo de ponderación en UK5 y flujo de ponderación en Uranio empobrecido

Los medios susceptibles de ser utilizados en el ajuste de las secciones inelásticas del U-238 son aquéllos que tienen gran concentración en U-238. Entre esos medios los más interesantes son los de $K_{\infty} \approx 1$, como UK5 por ejemplo y eventualmente medios subcríticos como los de Uranio natural o uranio empobrecido.

Estudiaremos en este punto el efecto sobre el espectro al utilizar dos matrices diferentes: la matriz inelástica de UK5 y la matriz inelástica de un medio de uranio empobrecido. Ambas matrices fueron generadas con el có-

TABLA X

Espectro de UK5 en la región de energía de las medidas.-

GRUPO	CALCULO a	CALCULO b	Dif. en %
4	.0,0629	0,0632	0,5
5	0,1264	0,1246	1,5
6	0,1906	0,1540	1,8
7	0,1838	0,1860	0,4
8	0,1612	0,1611	- 0,1
9	0,1221	0,1203	- 1,5
10	0,0878	0,0869	- 1
11	0,0419	0,0413	- 1,3
12	0,0174	0,0170	- 2,7
13	0,0056	0,0055	- 4

digo Excalibur ⁽³³⁾ con una red a 200 grupos de energía y luego condensadas a 25 grupos usando como espectro de ponderación el espectro de ponderación a 200 grupos de cada uno de esos medios. Cuando se comparan las dos matrices así obtenidas se constata que: las secciones inelásticas totales difieren en menos del 1% y las secciones inelásticas de transferencia de neutrones en menos del 5%.

El espectro de UK5 fue recalculado utilizando cada una de esas matrices y los resultados se encuentran en la tabla XI, se observa que para el U-238 se puede utilizar cualquiera de las dos matrices (la de UK5 o la del medio de Uranio empobrecido).

Se concluye entonces que se puede utilizar una misma matriz inelástica cualquiera sea el medio.

IV.2.4 Conclusiones

Los resultados precedentes nos permiten afirmar que cuando se cambia el espectro de ponderación de la matriz inelástica, las variaciones que se obtienen sobre el espectro del medio son netamente inferiores a las diferencias entre los espectros medidos y calculados. Esta conclusión nos permitirá hacer el ajuste de las secciones inelásticas ponderando las secciones de transferencia con un mismo espectro tipo para todos los medios que intervienen en el ajuste.

El espectro tipo con el cual será ponderada nuestra matriz inelástica es el que figura en la Tabla I.

IV.3 Distintas evaluaciones de la matriz inelástica del U-238

Los datos microscópicos suministrados por las

TABLA XI

Cálculo del espectro en UK5

Grupo	Ponderación flujo de UK5	Ponderación Flujo U-empobrecido	Dif. en %
1	0,6234	0,6265	- 0,4
2	2,913	2,912	0,0
3	3,823	3,811	0,3
4	6,912	7,077	2,3
5	17,390	16,868	3,1
6	26,285	26,036	0,9
7	26,125	25,993	0,5
8	22,171	22,113	0,3
9	19,892	20,437	2,7
10	17,829	17,858	0,2
11	7,134	7,257	1,7
12	2,378	2,335	1,7
13	0,570	0,556	2,5

Normalización $\int_0^{\infty} \nu \sum_f \Phi du = 1$

cuatro evaluaciones mencionadas en la introducción fueron condensados a 25 grupos de la forma en que se detalló en III.1. Las cuatro matrices resultantes de esas evaluaciones se encuentran en las Tablas XII a XV.

En la Tabla XII se tiene la matriz multigrupo del juego Cadarache Versión II. En la Tabla XIII se encuentra la matriz inelástica que resulta de utilizar los datos microscópicos dados por Prince ⁽¹³⁾ que considera 12 niveles discretos. Para tratar la zona del continuo se adoptó un modelo de evaporación con una temperatura nuclear T dada por

$$T = \sqrt{\frac{E}{a}} \quad (4.9)$$

donde E es la energía de los neutrones incidentes y el parámetro "a" se tomó igual a 25 MeV, para tener un buen acuerdo con los datos experimentales de Batchelor ⁽³²⁾.

La evaluación de Vastel ⁽¹⁵⁾ tiene en cuenta los 10 primeros niveles discretos y para el continuo utiliza la misma ley de temperatura que la mencionada en el párrafo precedente.

La matriz multigrupo obtenida a partir de esta evaluación se encuentra en la Tabla XIV.

Las evaluaciones de Pitterle ⁽¹⁴⁾ (Tabla XV A y XV B) y de Douglas ⁽³⁵⁾ son más recientes. Pitterle considera 23 niveles o pseudoniveles de energía y para la distribución estadística del continuo utiliza los siguientes valores de temperatura: T = 0.35 MeV a E = 2 MeV y T = 0.55 MeV a E = 8 MeV.

TABLA XII

Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia $P_{i \rightarrow j}$ en el juego Cadarache Versión II. La temperatura nuclear en el continuo corresponde a $a = 25 \text{ MeV}^{-1}$. (σ_{Tin}^i en barns, $P_{i \rightarrow j}$ en %).-

Grupo	σ_{Tin}^i	$P_{i \rightarrow j}$	$P_{i \rightarrow i+2}$	$P_{i \rightarrow i+2}$	$P_{i \rightarrow i+2}$	$P_{i \rightarrow i+3}$	$P_{i \rightarrow i+4}$	$P_{i \rightarrow i+5}$	$P_{i \rightarrow i+6}$	$P_{i \rightarrow i+7}$	$P_{i \rightarrow i+8}$	$P_{i \rightarrow i+9}$	$P_{i \rightarrow i+10}$
1	2,45	7,83	7,63	18,7	25,09	17,38	11,90	6,22	2,74	1,49	0,59	0,43	
2	2,358	8,99	12,81	22,6	20,45	16,59	9,68	4,54	2,59	1,07	0,42	0,26	
3	2,286	16,05	21,96	21,35	19,55	6,78	4,81	4,37	3,76	0,74	0,35	0,28	
4	2,011	51,12	20,09	8,6	11,07	5,22	2,19	1,09	0,45	0,15	0,02		
5	1,967	69,78	27,86	1,17	0,16	0,9	0,11	0,01					
6	1,587	68,32	29,89	1,43	0,25	0,09	0,03	0,01					
7	1,283	56,45	42,11	0,98	0,41	0,05							
8	0,820	40,30	57,93	1,54	0,12	0,07	0,02	0,01					
9	0,4526	0,0	69,34	29,06	1,6								
10	0,02006	0,0	0,0	80,28	15,17	3,20	0,95	0,35	0,05				

TABLA XIII

Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia P_{i+j} calculadas a partir de la evaluación de Prince. La temperatura nuclear en el continuo correspondiente a $a=25 \text{ MeV}^{-1}$. (σ_{Tin}^i en barns, P_{i+j} en %).

Grupo	σ_{Tin}^i	P_{i+i}	P_{i+i+1}	P_{i+i+2}	P_{i+i+3}	P_{i+i+4}	P_{i+i+5}	P_{i+i+6}	P_{i+i+7}	P_{i+i+8}	P_{i+i+9}	P_{i+i+10}	P_{i+i+11}	P_{i+i+12}
1	2,176	0,25	3,86	14,94	25,14	24,29	16,21	8,6	3,94	1,66	0,66	0,25	0,10	0,03
2	3,069	14,25	24,0	18,26	16,50	12,99	7,59	3,70	1,62	0,66	0,26	0,10	0,03	0,01
3	2,912	20,03	29,65	27,00	15,00	5,08	1,83	0,83	0,35	0,14	0,05	0,02		
4	2,743	39,99	21,06	15,13	14,98	6,53	1,66	0,52	0,09	0,02				
5	2,091	67,34	25,29	0,09	2,59	2,91	1,48	0,29	0,04					
6	1,559	72,66	26,80	0,53										
7	1,045	61,96	37,52	0,39	0,11									
8	0,4836	41,74	56,49	1,76										
9	0,2410	0,0	61,02	34,85	4,12									
10	0,046	0,0	0,0	51,70	29,88	14,29	4,02	0,11						

TABLA XIV

Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia P_{i+j} calculadas a partir de la evaluación de Vastel. La temperatura nuclear corresponde a $a = 25 \text{ MeV}^{-1}$. (σ_{Tin}^i en barns, P_{i+j} en %).-

Grupo	σ_{Tin}^i	P_{i+i}	P_{i+i+1}	P_{i+i+2}	P_{i+i+3}	P_{i+i+4}	P_{i+i+5}	P_{i+i+6}	P_{i+i+7}	P_{i+i+8}	P_{i+i+9}	P_{i+i+10}	P_{i+i+11}	P_{i+i+12}
1	2,38	0,21	3,66	14,92	24,37	16,28	8,64	3,96	1,67	0,67	0,25	0,10		
2	2,706	1,07	8,49	20,8	20,76	12,26	6,00	2,53	1,08	0,44	0,16	0,06		
3	3,136	6,89	19,0	32,17	10,14	5,34	2,45	1,03	0,41	0,16	0,06	0,02		
4	2,312	39,81	21,30	13,80	7,29	2,42	0,84	0,24	0,05	0,01				
5	1,789	69,24	27,77	0,45	1,03	0,55	0,20	0,05						
6	1,51	66,20	31,25	2,39	0,04	0,01								
7	1,181	53,53	41,78	3,02	0,29									
8	0,8432	36,06	61,38	1,84	0,22	0,03								
9	0,2607	0,0	78,94	19,38										
10	0,0170	0,0	0,0	57,59	10,76	3,62	0,56	0,11						

TABLA XV-A

Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia P_{i+j} calculadas con la evaluación de Pitterle y temperatura nuclear correspondiente a $a=25 \text{ MeV}^{-1}$.

(σ_{Tin}^i en barns, P_{i+j} en %).-

Grupo	σ_{Tin}^i	P_{i+j}	P_{i+j+1}	P_{i+j+2}	P_{i+j+3}	P_{i+j+4}	P_{i+j+5}	P_{i+j+6}	P_{i+j+7}	P_{i+j+8}	P_{i+j+9}	P_{i+j+10}	P_{i+j+11}	P_{i+j+12}	P_{i+j+13}
1	2,406	0,21	3,67	14,95	25,20	24,36	16,26	8,63	3,96	1,66	0,67	0,26	0,10	0,04	0,01
2	2,755	2,88	9,81	21,21	25,45	19,85	11,25	5,50	2,41	0,99	0,39	0,15	0,05	0,02	0,01
3	2,897	9,76	18,20	33,90	26,09	9,00	2,33	0,58	0,12	0,01					
4	2,438	41,78	19,97	12,13	14,19	7,84	2,75	1,01	0,29	0,03					
5	1,820	70,06	27,31	0,52	0,68	1,04	0,37	0,01							
6	1,491	67,51	30,30	2,00	0,11	0,05	0,01								
7	1,121	54,92	41,49	2,42	1,01	0,16									
8	0,8027	36,80	61,27	1,45	0,32	0,15	0,01								
9	0,3627	0,0	66,06	31,34	2,60										
10	0,0127	0,0	0,0	93,39	6,28	0,29	0,02								

TABLA XV-B

... Valores en el continuo cuando se toma la temperatura nuclear dada por Pitterle.-

Grupo	σ_{Tin}^i	P_{i+j}	P_{i+j+1}	P_{i+j+2}	P_{i+j+3}	P_{i+j+4}	P_{i+j+5}	P_{i+j+6}	P_{i+j+7}	P_{i+j+8}	P_{i+j+9}	P_{i+j+10}	P_{i+j+11}	P_{i+j+12}	P_{i+j+13}
1	2,406	0,36	4,98	12,27	25,97	23,26	14,78	7,60	3,42	1,42	0,57	0,21	0,08	0,03	0,01
2	2,755	3,8	12,88	23,71	24,87	17,72	9,42	4,44	1,9	0,77	0,30	0,11	0,04	0,01	

Douglas en cambio mantiene el esquema de Vastel es decir cuenta sólo 10 niveles discretos y todos los niveles de más de 1.05 MeV los incluye en un pseudocontinuo. A pesar de estas diferencias ambas evaluaciones están en buen acuerdo para la sección inelástica total y las secciones parciales de los 10 primeros niveles. Esta buena coincidencia se debe a que se utilizaron los mismos resultados experimentales en la elaboración de ambas evaluaciones.

El espectro calculado depende tanto de la sección inelástica total σ_{Tin}^i como de la matriz de las probabilidades de transferencia $P_{i \rightarrow j}$.

Con el propósito de estudiar más adelante el efecto de cada una de dichas cantidades los resultados de las cuatro evaluaciones se presentan separadamente:

- 1) La sección inelástica total σ_{Tin}^i y
- 2) La matriz de las probabilidades de transferencia $P_{i \rightarrow j} = \sigma^{i \rightarrow j} / \sigma_{Tin}^i$.

La matriz inelástica se calculó siempre hasta el grupo 17. Cuando $P_{i \rightarrow j}$ es inferior a 0,01 no aparece en las Tablas XII y XV a pesar que en los cálculos fue utilizada integralmente.

Se recuerda también que para el cálculo de la matriz, la ley exacta de transferencia para la difusión inelástica con excitación de un nivel K fue simplificada con la hipótesis de masa "infinita" para el U-238 y de difusión isotrópica en el sistema de centro de masa.

P. Vertes ⁽³⁶⁾ estudió la influencia de la correlación ángulo-energía de la difusión inelástica sobre los

parámetros críticos de algunos sistemas rápidos. La influencia de este efecto sobre el cálculo de espectro está actualmente en estudio.

La matriz del juego Cadarache Versión 2 fue obtenida por ajuste de cantidades integrales sin considerar el espectro.

La evaluación de Prince sirvió para la elaboración de la biblioteca ENDF/B-II y fue luego mejorada por la evaluación de Pitterle empleada en la ENDF/B-III. Por estas dos razones descartaremos las matrices de las Tablas XII (juego S.E.T.R.) y XIII (Prince) y retendremos para realizar nuestros ajustes las Tablas XIV (Vastel) y XV (Pitterle).

Si se comparan las secciones inelásticas totales dadas en estas dos Tablas (XIV y XV) se observa que son bastante similares. Las diferencias son aproximadamente del 2% en los grupos 1, 2, 5 y 6, del 5% en los grupos 4, 7 y 8 y del 8% en el grupo 3.

Sin embargo a baja energía hay una gran discrepancia: 28% en el grupo 9 y 34% en el grupo 10. En esta región la sola contribución al σ_{Tin}^i proviene de la sección parcial del primer nivel excitado (45 ReV). Además sobre los grupos 9 y 10 (41 ReV a 111 ReV), ENDF/B-III considera una red bastante pobre (tres puntos solamente); en cambio la evaluación de Vastel es mejor (8 puntos). Existen también diferencias en la amplitud de la sección microscópica detallada de ese nivel, esto no es sorprendente puesto que la energía más baja a la cual se mide es de aproximadamente 120 ReV con errores sobre la sección de aproximadamente 25%. Debajo de esa energía la sección eficaz debe ser extrapolada utilizan-

do las leyes en energía que nos dan los distintos modelos nucleares.

La sección parcial del primer nivel excitado domina la moderación inelástica del U-238 debajo de 500 keV (grupos 6 a 10) y es también en esta región que existen los mayores desacuerdos entre las diferentes medidas ⁽³⁷⁾.

Es entonces evidente que el conocimiento de las secciones inelásticas del U-238 es bastante pobre, podemos decir que es frecuente encontrar incertidumbres del 20% al 30% en la sección inelástica total.

Una buena parte de esas incertidumbres pueden ser reducidas si se tienen en cuenta las cantidades neutrónicas apropiadas. Como lo veremos luego en el Capítulo V, en ciertos medios rápidos el espectro es muy sensible a las secciones del U-238 lo cual nos permitirá obtener nuevos valores para las secciones inelásticas del U-238

CAPITULO V

V ESTUDIO DE LOS MEDIOS SELECCIONADOS

V.1 Espectros neutrónicos experimentales

Para el ajuste de las secciones inelásticas del U-238 se seleccionaron cinco mediciones de espectro realizadas en sendas facilidades subcríticas de distintos laboratorios.

En todos los casos se trata de reactores rápidos con un K_{∞} próximo a la unidad y constituídos esencialmente de uranio metálico enriquecido en un 6% aproximadamente y con un bajo porcentaje de materiales de estructura. El U-238 representa el 80% aproximadamente de la composición atómica de cada uno de esos medios.

En general las celdas estudiadas están constituidas de uranio metálico ya sea en forma de plaquetas o de barras. Estas celdas constituyen la zona test y son alimentadas por una zona de neutrones (zona alimenticia = driver) que difiere según sea el tipo de reactor. Todas las zonas test son suficientemente grandes como para que el espectro en el centro del núcleo se asemeje al espectro en modo fundamental.

V.1.1 Configuración UK5

El medio UK5, ya mencionado anteriormente en ocasión de los estudios de sensibilidad, fue estudiado en Francia en dos reactores diferentes:

a) como experiencia exponencial alimentado por el Reactor

Harmonie (38, 40) en el laboratorio de Cadarache, y
b) como zona central del reactor acoplado Ermine (41, 42)
en los laboratorios de Fontanay-aux-Roses.

El combustible empleado en Ermine y Harmonie está en forma de barras de 12,7 mm o 6,35 mm de diámetro de uranio empobrecido o enriquecido al 30% o en forma de barras de sección cuadrada (12,7 mm x 12,7 mm) de uranio empobrecido.

Estas barras están recubiertas de níquel y van dentro de tubos de estructura de acero inoxidable cuya sección es cuadrada (5,25x5,25 cm²). El espesor de las paredes de los tubos es de 0,7 mm. El paso de la red es de 5,3 cm.

a) La facilidad térmica-rápida Ermine está compuesta por un núcleo central colocado dentro de una cuba de acero inoxidable, rodeada por la zona térmica y los reflectores propios del reactor.

El núcleo central está compuesto por dos zonas:

- 1 - la zona test UK5: que es casi cilíndrica de 60 cm de altura y de 32 cm de diámetro aproximadamente.
 - 2 - la zona de transición: espesor 7 cm y altura 60 cm, permite obtener, a partir de una fuente de neutrones térmicos, un espectro próximo al espectro en modo fundamental de ese medio y comprende:
 - un convertidor: realizado en uranio apenas enriquecido que filtra los neutrones térmicos.
 - una zona de adaptación realizada en U-238 destinada a degradar, por choques inelásticos, el espectro de fisión del convertidor.
- La zona térmica: es un núcleo moderado con agua livia-

na y cuyo combustible es uranio enriquecido al 90%. Este núcleo está rodeado por un reflector de grafito. Todas las barras de control se encuentran en la zona térmica.

- b) El reactor Harmonie es un reactor fuente de neutrones rápidos, de poca potencia. El núcleo del reactor es un cilindro de uranio metálico enriquecido al 93%. Tiene un diámetro de 12,3 cm y una altura de 12,9 cm. Está rodeado por una cobertura de uranio empobrecido y de un reflector de acero inoxidable que tienen 10 cm de espesor cada uno.

El núcleo exponencial (UK5 en este caso) es un prisma de base cuadrada de 53 cm x 53 cm y de 90 cm de alto. La estructura es de tubos de acero inoxidable y el paso de la red es de 5,3 cm.

Este núcleo se coloca verticalmente sobre el de Harmonie.

La medición del espectro de neutrones en Ermine y Harmonie se realizó mediante la técnica de protón de retroceso ⁽⁴³⁾ y hay buena concordancia entre ambas experiencias.

Para las dos experiencias los cálculos de propagación y trabajos preliminares en esas facilidades subcríticas demostraron que en el punto de medición del detector el espectro se encontraba en equilibrio. Es decir que la medida correspondía al espectro en modo fundamental.

La configuración A-25 de ZPR-9 se estudió en el Laboratorio de Argonne ⁽⁴⁴⁾. Esta facilidad crítica-rápida consta de una zona test central compuesta de plaquetas de uranio enriquecido y plaquetas de uranio empobrecido.

La zona test es de geometría cilíndrica con un diámetro de 37,88 cm y una altura de 45,8 cm. Rodean a la zona test, en forma concéntrica, un adaptador de uranio empobrecido (6,93 cm), una zona alimenticia de uranio enriquecido (12,08 cm), un reflector de acero inoxidable (17,84 cm) y un reflector de uranio empobrecido (16,10 cm).

La misión del adaptador es "endurecer" el espectro un tanto "blando" que viene de la zona alimenticia y hacerlo más próximo al espectro de la zona test.

El espectro de este medio fue medido por la técnica de protón de retroceso ⁽⁴⁵⁾.

V.1.3 Configuración SNEAK-8

El combustible en SNEAK se presenta en forma de plaquetas de sección cuadrada de 5,077 cm x 5,077 cm y de espesor 0,314 cm o 0,157 cm. Estas plaquetas están recubiertas de níquel y están apiladas en tubos verticales de acero inoxidable. Estos tubos están dispuestos en una red cuyo paso es de 5,44 cm.

Cada celda está constituida de dos plaquetas de uranio enriquecido al 20%, 5 plaquetas de uranio natural y una plaqueta de uranio empobrecido. El enriquecimiento medio es de 5,87%.

La zona test de SNEAK-8 tiene una altura de

85,8 cm y un radio de 32 cm. Este volumen es lo suficientemente grande como para que el espectro de la zona central, que es donde se realizan las mediciones, esté próximo al espectro en modo fundamental.

Esta zona esta alimentada axialmente y radialmente por una zona alimenticia que es muy reactiva y que está rodeada por una cobertura de uranio empobrecido.

Para más detalles sobre SNEAK-8 ver la referencia 38.

V.1.4 Configuración ZEBRA-8H

Esta configuración, como las descritas anteriormente, consta de tres zonas: la zona test, la zona alimenticia y la zona de reflector.

El combustible de la zona test está compuesto por plaquetas de uranio enriquecido al 37,5%. Esta zona es cuasi-cilíndrica con un diámetro de 60,2 cm y una altura de 53,3 cm.

La zona test está rodeada radialmente y axialmente por una zona alimenticia, la cual a su vez está rodeada de un reflector de uranio natural de 30 cm de espesor. Para más detalle sobre esta configuración veáse referencia 46.

El espectro experimental de cada una de las configuraciones anteriormente tratadas fue condensado en la red de energías de la Tabla I y los resultados finales se encuentran sobre la Tabla XVI.

V.2 Espectros neutrónicos calculados

Para cada una de las configuraciones mencionadas

TABLA XVI

Espectros neutrónicos experimentales en los medios rápidos estudiados.-

GRUPO	UK5 - HARMONIE (Proton de Retro- ceso) (Errores en %)	UK5 - ERMINE (Proton de Retro- ceso) (Error en %)	Z P R 9 - A 25 (Proton de Retro- ceso)	SNEAK 8 (Proton de Retro- ceso) (Error en %)	SNEAK 8 (He ³)	ZEBRA - 8 H (Li ⁶) (Error en %)
2						0,0803(± 5)
3					0,0458	0,1188(± 5)
4	0,0675(± 7)	0,0624(± 7)	0,0648	0,0705(± 7)	0,0942	0,2660(± 9)
5	0,1372(± 5)	0,1343(± 5)	0,1254	0,1436(± 5)	0,2060	0,5348(± 12) ¹
6	0,1971(± 5)	0,1950(± 5)	0,1665	0,2157(± 5)	0,3204	¹¹¹ r
7	0,1875(± 5)	0,1953(± 5)	0,1813	0,2034(± 5)	0,3335	
8	0,1530(± 5)	0,1530(± 5)	0,1689	0,1701(± 5)		
9	0,1202(± 5)	0,1194(± 5)	0,1285	0,1175(± 5)		
10	0,0811(± 5)	0,0824(± 5)	0,0921	0,0791(± 7)		
11	0,0367(± 7)	0,0370(± 7)	0,0413			
12	0,0197(± 11)	0,0204(± 11)	0,0312			

das anteriormente se calculó el espectro en modo fundamental utilizando el juego de secciones eficaces de Cadarache Versión II (47).

Las secciones de ese juego se obtuvieron inicialmente a partir de la biblioteca, UKAEA y condensadas a 25 grupos por el procedimiento standard (25). Una parte de las secciones de ese juego (principalmente las secciones de fisión y de captura) fueron ajustadas más tarde en base a experiencias integrales (16).

Para cada medio, el espectro calculado de esa manera se compara al espectro medido, ambos espectros fueron normalizados a la unidad en el rango de energía medido.

Las diferencias relativas $(E-C)/C$, ($E =$ experiencia, $C =$ cálculo) para el espectro de cada medio se encuentran en la Tabla XVII.

Se realizaron además otros tres cálculos de espectro para cada uno de los cinco medios. En estos cálculos se conservaron todas las secciones del juego Cadarache Versión II salvo la matriz inelástica del U-238 que fue reemplazada alternativamente por cada una de las otras tres evaluaciones mencionadas en el capítulo III.

Las diferencias relativas de estos cálculos con la experiencia se encuentran en las Tablas XVIII a XX. Como puede observarse en estas Tablas, la diferencia con la experiencia supera los errores experimentales dados en la Tabla XVI. Nuestro problema es encontrar las secciones eficaces inelásticas del U-238 que hagan que las diferencias de las Tablas XVIII a XX queden dentro del error experimental.

TABLA XVII

Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con el juego Cadarache Versión II. Los valores tabulados corresponden a $(E-C)/C$ expresados en %.-

GRUPO	U K 5 - HARMONIE	U K 5 - ERMINE	SNEAK 8	ZEBRA - 8 H
2				- 16,3
3				- 15,4
4	- 19,6	- 24,6	- 17,0	- 9,6
5	3,6	2,7	4,8	14,0
6	8,4	8,6	12,7	
7	14,3	20,5	16,1	
8	2,1	3,4	3,8	
9	7,7	8,3	- 6,0	
10	- 24,1	- 21,9	- 35,5	
11	- 33,0	- 31,5		
12	- 2,5	2,0		

TABLA XVIII

Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con la evaluación de Prince. Los valores tabulados corresponden a (E-C)/C expresados en %.-

GRUPO	U K 5 - HARMONIE	U K 5 - ERMINE	SNEAK 8	ZEBRA - 8 H
2				- 10,9
3				- 17,6
4	15,4	8,1	20,1	9,8
5	11,1	10,1	14,2	2,2
6	1,7	1,9	7,9	
7	- 1,9	3,4	1,9	
8	- 16,1	- 15,0	- 12,4	
9	0,6	- 1,1	- 10,5	
10	- 1,9	- 0,9	- 12,6	
11	- 6,7	- 4,6		
12	20,4	25,9		

TABLA XIX

Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con la evaluación de Vastel. Los valores tabulados corresponden a (E-C)/C expresados en %.-

GRUPO	U K 5 - HARMONIE	U K 5 - ERMINE	SNEAK 8	ZEBRA- 8H
2				- 8,0
3				12,4
4	18,1	11,7	24,8	13,3
5	0,0	- 3,2	3,0	- 6,5
6	7,9	7,2	14,1	
7	11,4	17,0	15,1	
8	5,7	5,8	9,5	
9	-13,7	-14,7	-23,5	
10	-28,4	-27,9	-38,9	
11	-26,1	-26,5		
12	22,6	29,0		

TABLA XX

Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con la evaluación de Pitterle. Los valores tabulados corresponden a (E-C)/C expresados en %.-

GRUPO	U K 5 - HARMONIE	U K 5 - ERMINE	SNEAK 8 (P.R)	ZEBRA - 8 H	SNEAK 8 (He ³)	Z P R 9-A25
2				- 6,8		
3				3,5	0,0	
4	19,3	10,3	25,2	16,4	2,5	24,1
5	- 1,3	- 3,5	1,0	- 6,2	-11,2	- 4,0
6	3,1	2,9	8,4		- 1,3	- 8,3
7	6,0	10,3	8,8		9,2	5,7
8	3,6	3,5	6,2			13,3
9	- 1,3	- 2,2	- 13,2			3,3
10	- 22,1	- 20,9	- 33,9			- 18,9
11	- 29,0	- 28,4				- 24,6
12	3,7	+ 11,2				- 2,5

Como ya dijimos en un apartado precedente (III.3) las diferencias que trataremos de ajustar serán las de las Tablas XIX y XX que son las que corresponden a los cálculos realizados con las evaluaciones de Vastel y Pitterle.

CAPITULO VI

VI SECCIONES INELASTICAS AJUSTADAS

VI.1 Método de resolución del problema

Nuestro problema es encontrar un juego de secciones eficaces inelásticas del U-238 tal que el espectro calculado con ese juego reproduzca al espectro experimental. Dicho de otra manera, que las diferencias porcentuales de las Tablas XIX o XX calculadas con el nuevo juego queden dentro del margen experimental del error.

Este problema puede encararse planteando una ecuación matricial de la forma:

$$Y = AX \quad (5.1)$$

o lo que es lo mismo

$$y_r = \sum_{j=1}^n a_j x_{r,j} \quad (r = 1, 2, \dots, N, N \geq n) \quad (5.2)$$

A partir de esta ecuación se determinan las a_j suponiendo conocidos los $x_{r,j}$ y los Y_r que son los valores medidos con errores de medición $\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N$.

Podemos escribir entonces:

$$l_r = y_r + \Delta_r \quad (r = 1, 2, \dots, N) \quad (5.3)$$

Para los valores Y_1, Y_2, \dots, Y_N tales que las ecuaciones (5.2) sean compatibles, es posible calcular los a_j ($j = 1, 2, \dots, n$). Esto significa que el rango de

la matriz es igual a n y que $N \geq n$. Con esta condición es posible utilizar el método de cuadrados mínimos y entonces determinar de manera única los a_1, a_2, \dots, a_n .

Supondremos que los errores $\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N$ son independientes, normales y centrados en cero. Es decir que la densidad de probabilidad es:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$

Para cada medición r la desviación puede expresarse:

$$\zeta_r^2 = \frac{\zeta^2}{P_r} \quad (r=1, 2, \dots, N) \quad (5.4)$$

donde σ no es conocida y la precisión de la medida P_r sí lo es.

El problema es entonces determinar los parámetros a_1, a_2, \dots, a_N y σ a partir de las mediciones l_1, l_2, \dots, l_N .

El caso de mediciones de distinta precisión se reduce al caso de mediciones de igual precisión si se multiplican las columnas r de las ecuaciones (5.2) y (5.3) por $\sqrt{P_r}$ se obtiene entonces los sistemas:

$$y_r \sqrt{P_r} = \sum_{j=1}^n a_j x_{r,j} \sqrt{P_r} \quad (5.5)$$

$$l_r \sqrt{P_r} = y_r \sqrt{P_r} + \Delta'_r \quad (5.6)$$

donde los $\Delta'_r = \Delta_r \cdot \sqrt{P_r}$ siguen siendo independientes normales y centrados en cero.

De ahora en adelante supondremos que tratamos el caso de medidas de igual precisión.

Busquemos la densidad de probabilidad del conjunto de observaciones independientes l_1, l_2, \dots, l_N . Es:

$$l_r = y_r + \Delta_r = \Delta_r + \sum_{j=1}^n a_j x_{r,j} \quad (5.7)$$

Δ_r es aleatorio y por tratarse de un error su valor medio $E(\Delta_r)$ es igual a cero. El valor medio de l_r es por (5.7)

$$E(l_r) = \sum_{j=1}^n a_j x_{r,j} \quad (5.8)$$

l_r es normal y por lo tanto su densidad de probabilidad se escribe:

$$f_r(l_r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{1}{2\sigma^2} \left(l_r - \sum_{j=1}^n a_j x_{r,j} \right)^2} \quad (5.9)$$

y la densidad de probabilidad del conjunto l_1, l_2, \dots, l_n es:

$$L(l_1 \dots l_N) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^N} \sigma^N} e^{-\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{r=1}^N \left(l_r - \sum_{j=1}^n a_j x_{r,j} \right)^2} \quad (5.10)$$

Tomando logaritmos en la expresión anterior se ve que el máximo de densidad de probabilidad se obtiene cuando

$$\sum_{r=1}^N \left(l_r - \sum_{j=1}^n a_j x_{r,j} \right)^2 = \min. \quad (5.11)$$

lo cual significa calcular los a_j por el método de cuadrados mínimos. Es decir, a partir de la condición (5.11) se obtendrán los valores de a_1, a_2, \dots, a_n en forma única; a estos valores solución los denotaremos como $\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \dots, \tilde{a}_n$. Este vector \tilde{A} , obtenido por el método de cuadrados mínimos, es solución única de la ecuación

$$C\tilde{A} = X^T L \quad (5.12)$$

donde

$$C = X^T X$$

y X^T indica matriz transpuesta

(Para la demostración de este teorema véase Linnik ⁽⁴⁸⁾ pag. 140).

Las soluciones \tilde{A} dan lugar a un valor de \tilde{Y} , es decir

$$\tilde{Y} = \tilde{A} X \quad (5.13)$$

Este vector \tilde{Y} cumple la condición de cuadrados mínimos;

$$(Y - \tilde{Y})^2 = V = \min.$$

Los errores de la solución \tilde{A} están dados por la matriz de las variancias y covariancias B

$$B^2 = G^2 C^{-1} \quad (5.14)$$

donde

$$G^2 = \frac{V^2}{N-n} \quad (5.16)$$

En particular para nuestro problema los Y_r de (5.2) son las diferencias relativas entre espectro medido

y calculado en el grupo r , $x_{r,j}$ es una matriz rectangular y sus elementos representan la sensibilidad del espectro a la sección inelástica total del grupo j .

$$y_r = (\Phi_r^E - \Phi_r^C) / \Phi_r^C \quad (5.17)$$

$$x_{r,j} = \frac{\partial \Phi_r}{\partial \sigma_j} \frac{\sigma_j}{\Phi_r} \quad (5.18)$$

Los valores a_j son las incógnitas

$$a_j = \frac{\Delta \sigma_j}{\sigma_j} \quad (5.19)$$

$$\Delta \sigma_j = \sigma_j - \sigma_j'$$

donde σ_j' son las secciones con las cuales se obtendría un espectro calculado igual al espectro experimental, dentro del margen del error experimental.

VI.2 Ajuste de las secciones inelásticas del U-238

La sensibilidad del espectro a las modificaciones de las secciones inelásticas del U-238 fueron calculadas para cada evaluación y cada medio (49).

Los elementos $x_{r,i}$ de la matriz en la ecuación (5.18) se obtuvieron realizando modificaciones arbitrarias en las secciones inelásticas del U-238 de cada grupo j . Se encontró que un aumento del 20% en la sección inelástica σ_{Tin}^j y en consecuencia el mismo aumento en todas las transferencias inelásticas $\sigma^{j \rightarrow k}$, que salen del grupo j , provoca una disminución del flujo en el grupo j del -18% cuando j está

situado alrededor de 1 MeV y del -12% cuando j se sitúa alrededor de 100 keV. El espectro para grupos $i \neq j$ es menos afectado salvo en los últimos grupos ($j = 9, 10$), próximos al umbral de la reacción, donde la perturbación se propaga fuertemente. Más detalles sobre este punto pueden verse en las referencias (10) y (49).

La influencia sobre el espectro de otras secciones eficaces del U-238 también fue investigada. Tal es el caso de las secciones de captura y de la reacción $(n, \gamma n')$ que trataremos más adelante.

Ya dijimos anteriormente que el espectro de neutrones depende a la vez de la sección inelástica total y de la matriz de probabilidades. Por lo tanto, si se pretende ajustar las secciones inelásticas totales, es necesario fijar la matriz de probabilidades a utilizar.

Se realizaron dos ajustes, uno sobre la matriz de probabilidades de Vastel y otro sobre la matriz de Pitterle.*

Los ajustes se realizaron mediante el método de cuadrados mínimos generalizado expuesto en el punto precedente. Cada ecuación fue ponderada por el error experimental

(detector a He³)

* Las mediciones en ZPR9-A25 y en SNEAK-8 no fueron consideradas en nuestro ajuste debido a que los laboratorios no suministraron los errores experimentales.-

de la medida a fin de obtener un sistema de medidas de igual precisión.

En estos procedimientos de ajustes es corriente (8) imponer a las incógnitas la condición de variación mínima. Puesto que las secciones inelásticas del U-238 presentan incertezas del 20% aproximadamente, esta condición de variación mínima no fue impuesta a nuestro sistema.

Si observamos las Tablas XIX y XX vemos que, en ambos casos, el flujo neutrónico en los grupos 3 y 4 es sistemáticamente demasiado bajo para todos los medios. Esto significa que, si se suponen correctas las secciones inelásticas totales, sería necesario un espectro de reemisión más duro en el continuo para predecir correctamente mediante ambas evaluaciones los espectros medidos*.

La sección del continuo representa el 100% de la sección inelástica total en el grupo 1 para ambas evaluaciones, y representa el 92%, 1% y 0% respectivamente en los grupos 2 a 4 para Pitterle y 99%, 63% y 0,5% para Vastel.

Por debajo de los 3 MeV la sección eficaz del continuo es pues más débil para Pitterle que para Vastel.

En consecuencia si se elige el enfoque de Vastel (o Douglas), es muy importante usar buenos valores de T en-

* En este momento, algunos estudios en esta dirección (50) están en curso.-

tre 1,5 MeV y 3 MeV. En cambio, si se considera el punto de vista de Pitterle es equivalente utilizar los valores de T correspondientes a $a = 25 \text{ MeV}^{-1}$ o bien directamente los valores de T propuestos por Pitterle puesto que ambas funciones convergen a alta energía (Vease Tabla XXI) y esta es la única región donde el continuo es importante para el caso de la evaluación de Pitterle.

Las cantidades ajustadas son: las secciones inelásticas totales de los grupos 2 a 8 y las transferencias de neutrones del grupo 9 hacia los grupos 10, 11 y 12 (los cuales son principalmente alimentados por neutrones provenientes del grupo 9). Las secciones del grupo 10 no pudieron ser ajustadas dado que sus efectos se manifiestan a más bajas energías donde, lamentablemente, no disponemos de mediciones.

El sistema resuelto en cada caso fue un sistema de 29 ecuaciones con 10 incógnitas.

Las secciones ajustadas sobre la matriz de probabilidades de Vastel se dan en la Tabla XXII y las nuevas diferencias relativas del espectro calculadas con las secciones ajustadas se dan en la Tabla XXIII.

Las mismas cantidades correspondientes a la matriz de Pitterle se dan en las Tablas XXII y XXIV.

En lo que concierne a los errores de las secciones ajustadas están determinados, únicamente por los errores atribuidos a los espectros experimentales que intervinieron en el ajuste.

Los valores ajustados de las secciones en los

TABLA XXI

Valores de la temperatura "T" en el continuo a diferentes energías (T en MeV).-

Energía de entrada de los neutrones (MeV)	Valor experimental (Batchelor)	ENDF/B-III (Pitterle)	ENDF / B II a = 23,56 MeV ⁻¹	UKNDL Evaluación de Vastel a=25MeV ⁻¹
2		0,35	0,29	0,28
3	0,35 ± 0.04	0,39	0,36	0,35
4	0,44 ± 0.04	0,445	0,41	0,40
7	0,55 ± 0.02	0,552	0,55	0,53

TABLA XXII

Secciones inelásticas ajustadas σ_v^{aj} y σ_p^{aj} del U-238 utilizando las matrices de probabilidades de transferencia de Vastel y de Pitterle. Los errores estan expresados en %. $\Delta\sigma_v$ Y $\Delta\sigma_p$ representan la variación en % de esas secciones con respecto a los valores iniciales.-

GRUPC	σ_v^{aj} (b) error (%)	$\Delta\sigma_v$ (%)	σ_p^{aj} (b) error (%)	$\Delta\sigma_p$ (%)	$\left(\frac{\sigma_v^{aj} - \sigma_p^{aj}}{\sigma_p^{aj}}\right)$ (%)
2	2,78 (± 7)	+ 3	2,81 (± 7)	2	- 1
3	2,45 (± 7)	- 22	2,55 (± 7)	- 12	- 4
4	1,73 (± 4)	- 25	1,79 (± 4)	- 24	- 3
5	1,72 (± 4)	- 4	1,77 (± 4)	- 3	- 3
6	1,13 (± 4)	- 14	1,26 (± 4)	- 16	- 10
7	0,750 (± 4)	- 36	0,788 (± 4)	- 29	- 5
8	0,540 (± 4)	- 36	0,56 (± 4)	- 30	- 4
9	0,237 (± 7)	- 9	0,247 (± 7)	- 29	- 4

Secciones de transferencia inelástica para el grupo 9.

9 → 10	0,130 (± 7)		0,133 (± 7)		- 2
9 → 11	0,0501 (± 10)		0,0600 (± 10)		- 16
9 → 12	0,0566 (± 70)		0,0543 (± 70)		1

TABLA XXIII

Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental. Cálculos realizados con las secciones ajustadas σ_V^{aj} de la Tabla XXII. Los valores tabulados corresponden a $(E-C)/C$ expresados en %.-

GRUPO	UK5-HARMONIE	UK5-MINERVE	SNEAK - 8	ZEBRA - 8H
2				0,9
3				- 0,2
4	- 3,6	- 10,8	2,6	- 0,3
5	0,5	- 1,7	4,7	0,5
6	- 3,0	- 4,2	3,4	
7	- 2,3	1,6	1,4	
8	0,0	0,0	3,4	
9	4,5	3,5	- 7,7	
10	0,2	1,2	- 11,0	
11	- 1,8	- 1,1		
12	3,7	11,1		

TABLA XXIV

Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental. Cálculos realizados con las secciones ajustadas σ_p^{aj} de la Tabla XXII. Los valores tabulados corresponden a $(E-C)/C$ expresados en %.-

GRUPO	UK5-HARMONIE	UK5-MINERVE	SNEAK-8	ZEBRA -8H
2				1,1
3				0,0
4	- 3,6	- 10,8	2,6	- 0,9
5	- 0,1	- 2,3	4,0	0,3
6	- 2,0	- 3,2	4,7	
7	- 4,0	- 0,1	0,3	
8	- 0,8	- 0,9	2,5	
9	5,5	4,6	- 6,9	
10	2,7	4,2	-12,9	
11	2,2	3,1		
12	- 1,0	6,0		

grupos 2 y 3 deben tomarse con cierta precaución puesto que, en esa región de energía, se disponía de una sola medida de espectro (ZEBRA-8H) para realizar el ajuste. Evidentemente se necesitarían otras medidas de espectro para confirmar las desviaciones relativas experiencia-cálculo en esa región.

Los espectros calculados fueron netamente mejorados con la introducción de las secciones ajustadas como puede observarse en las Tablas XXIII y XXIV.

En la Tabla XXII se vé que las secciones inelásticas totales de las dos evaluaciones deben disminuirse del 12% al 25% en los grupos 3 y 4 (821 keV a 2.23 MeV). Para el caso de la evaluación de Vastel se encontró que esas modificaciones pueden ser menores si, al mismo tiempo fuera aumentada la temperatura nuclear en la región de 2 a 3 MeV.

En particular, si la evaluación de Vastel se utiliza con valores de T superiores, como por ejemplo los propuestos por Pitterle, el cálculo de espectro muestra una disminución de las diferencias cálculo-experiencia en los grupos 3 y 4. Esto conduce a su vez a una disminución del 12% en las modificaciones necesarias en las secciones de esos grupos.

En cuanto a las otras secciones inelásticas totales se vé que σ_{Tin}^i debe ser sistemáticamente disminuído, entre el 15% y 30%.

El hecho de que el signo de las modificaciones sea siempre el mismo es una característica satisfactoria de los nuevos valores puesto que los errores posibles de las secciones evaluadas son errores sistemáticos, es decir fun-

ciones lentas de la energía.

Es interesante comparar los valores obtenidos con otros juegos de secciones obtenidos en forma independiente. Por ejemplo los valores del juego alemán KFK-INR (51) que son dados en la Tabla XXV y figura 36. Estos valores, lo mismo que las secciones obtenidas en este ajuste, son sistemáticamente más bajos que los valores dados en las evaluaciones de las bandas UKNDL (DFN401) y ENDF/B-III.

Además las secciones ajustadas están, en la mayoría de los grupos, comprendidas entre los valores iniciales de Vastel y Pitterle por un lado y los valores KFKINR por otro. El grupo 4 es una excepción ya que las secciones ajustadas son las más bajas. Pero, como vimos anteriormente, los valores ajustados en este grupo podrían ser superiores si se utiliza una temperatura nuclear más elevada en la región de 2 a 3 MeV.

Las mismas tendencias generales que encontramos en este trabajo fueron mencionadas en otras dos publicaciones pero con una red de energía de mayor paso. Por ajuste del espectro a pocos grupos, Rowlands ⁽⁹⁾ encontró que es necesario una reducción del 28% en las secciones inelásticas del U-238 de la banda inglesa. Por otro lado N.N. Kaushall et al ⁽³⁾ han propuesto una reducción de aproximadamente el 25% del poder de moderación inelástica del U-238 entre los 40 keV y 500 keV.

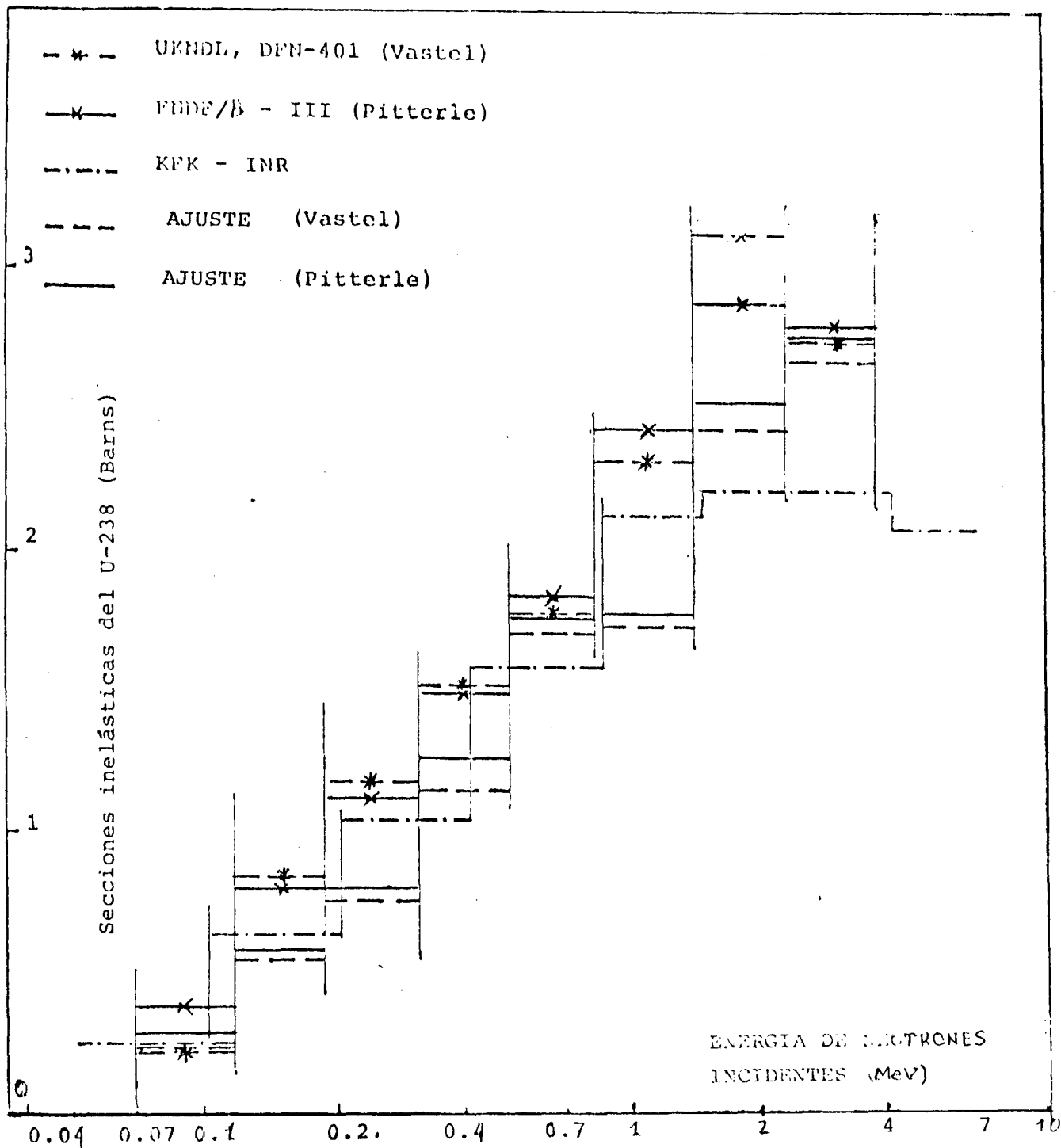
TABLA XXV

Secciones multigrupo inelásticas totales del U-238 en el juego KFKINR.-

Energía superior del grupo (MeV).	σ_{Tin} (barns)
10,5	1,1598
6,5	2,100
4,0	2,2500
2,5	2,2500
1,4	2,1500
0,8	1,600
0,4	1,0500
0,2	0,650
0,1	0,2452
0,0465	0,002

FIGURA 36

Comparación entre los distintos valores de las secciones inelásticas del U-238.-



CAPITULO VII

VII EFFECTO DE OTRAS SECCIONES EFICACES DE REACCION DEL U-238
SOBRE EL ESPECTRO DE NEUTRONES

Se estudiará en este Capítulo el efecto sobre el espectro de la reacción $(n, \gamma n')$ y de la captura (n, γ) del U-238. Veremos que el espectro es poco sensible a tales reacciones y por lo tanto las secciones ajustadas, obtenidas en el capítulo precedente, son correctas.

VII.1 La reacción $(n, \gamma n')$ del U-238

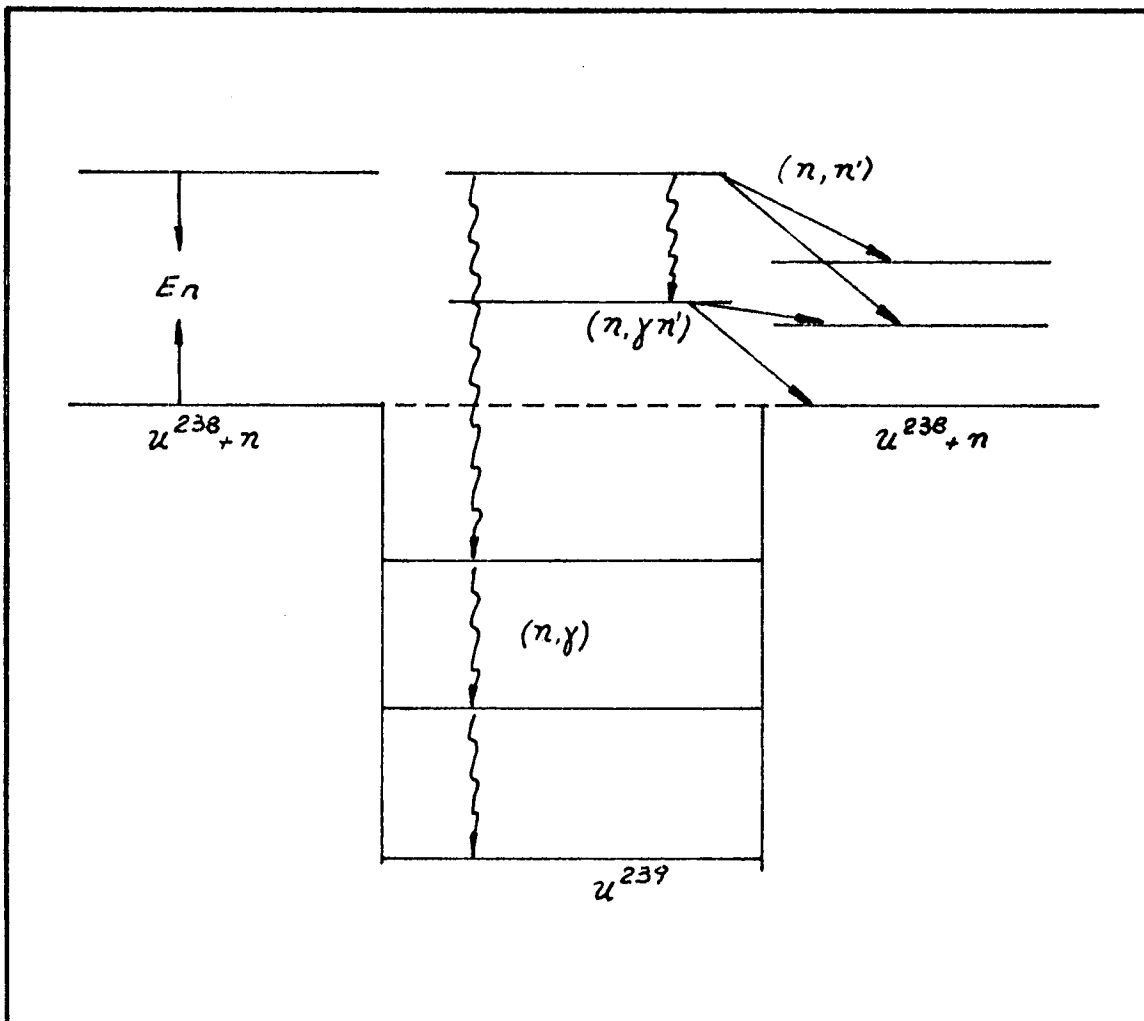
En la reacción $(n, \gamma n')$ el U-238 captura un neutrón, se desexcita por una emisión γ y luego reemite el neutrón n' (ver figura 37).

Esta reacción, que en realidad para nosotros contaría como una reacción inelástica, en la práctica, al ser medida, cuenta como sección de captura.

M.P. FRICKE y J.M. NEILL ⁽⁵²⁾ obtuvieron valores para la sección eficaz de esta reacción que van de 0.18 a 0.10 barn en la región de 1 a 0.5 MeV. Recientemente, J.P. L'HERITEAU ⁽⁵³⁾ estimó que tal reacción no puede ser superior al 10% de la sección de captura (n, γ) la cual, en esa región de energía, es de 0.15 barns. Por lo tanto, según L'HERITEAU, la reacción $(n, \gamma n')$ sería despreciable y los valores suministrados por Fricke et. al. serían demasiado elevados debido a que han calculado $\sigma_{n, \gamma n'}$ como referencia entre los valores calculados y medidos de la sección de cap-

FIGURA 37

Esquema de niveles de la reacción $(n, \gamma n')$.-



tura $(n, \gamma)^*$.

En este trabajo se encontró que las incertezas y la falta de valores experimentales precisos, para la sección inelástica parcial del nivel de 45 keV para baja energía, podrían conducir a variaciones de espectro del mismo orden que las que resultan de introducir los valores de la reacción $(n, \gamma n')$ calculados por Fricke et.al.

En la segunda columna de la Tabla XXVI se da el espectro en el medio UK5 calculado con los datos de ENDF/B-III para la reacción (n, n') (cálculo A); en la tercera columna las variaciones de espectro cuando la reacción $(n, \gamma n')$, calculada por Fricke, se adiciona a la reacción inelástica de ENDF/B-III (cálculo B); en la cuarta columna las variaciones de espectro cuando el cálculo A se realiza con los datos de UKNDL (DFN 401) para la reacción inelástica, sin incluir la reacción $(n, \gamma n')$ (cálculo C)

Dijimos, en el Capítulo III, que las evaluaciones de Vastel y Pitterle son equivalentes salvo a baja energía donde difieren bastante lo cual refleja un pobre conocimiento de la sección parcial del primer nivel excitado del U-238.

* H.H. Hummel et.al. (54) también han estudiado el efecto de la reacción $(n, \gamma n')$ del U-238 sobre espectros rápidos.

TABLA XXVI

Efecto de la reacción (n, γ n') del U-238 sobre el espectro de UK5-Harmonie. Los cálculos A y B fueron realizados con los datos de ENDF/B-III para la reacción (n, n') del U-238, pero suprimiendo o incluyendo la reacción (n, γ n') del U-238 calculada por Fricke. El cálculo C fue hecho con los valores UKNDL (DFN 401) para la reacción (n, n') del U-238 sin incluir la reacción (n, γ n'). E, como siempre, corresponde al espectro experimental.-

GRUPO	CALCULO A	(B-A)/A (%)	(C -A)/A (%)	(E-B)/B (%)
1	0,1247 (-1)	2,4	- 1,7	
2	0,1975 (-1)	2,5	0,5	
3	0,2645 (-1)	2,5	- 4,1	
4	0,5251 (-1)	- 6,5	- 1,2	27,3
5	0,1292	- 8,5	- 1,2	7,5
6	0,1775	- 8,1	- 4,8	12,0
7	0,1643	- 5,8	- 5,6	12,4
8	0,1372	- 0,6	- 2,0	4,0
9	0,1132	3,8	14,7	- 5,2
10	0,9673 (-1)	11,6	9,7	- 30,4
11	0,4802 (-1)	16,9	- 2,5	- 39,5
12	0,1773 (-1)	51,6	- 14,1	- 31,8
13	0,4017 (-2)	110,0	1,3	
14	0,5815 (-3)	87,4	48,9	
15	0,1316 (-3)	57,7	104,0	
16	0,4181 (-4)	29,1	87,4	
17	0,1305 (-4)	11,1	36,6	
18	0,4417 (-5)	3,1	7,2	
19	0,8747 (-6)	- 1,0	- 3,8	
20	0,8336 (-7)	- 1,8	- 4,8	
21	0,5004 (-8)	- 1,7	- 4,0	
22	0,3159 (-9)	- 1,7	- 3,9	
23	0,7965 (-12)	- 1,7	- 3,9	
24	0,2045 (-14)	- 1,7	- 3,9	
25	0,5179 (-18)	- 1,7	- 3,9	

Si se comparan las columnas 3 y 4 de la Tabla XXVI se observa que las incertezas de esta sección parcial pueden introducir, debajo de los 25 keV, variaciones del espectro tan fuertes como la inclusión de la reacción $(n, \gamma n')$ dada por Fricke. Podemos decir, además, que tales variaciones de espectro merecen ser consideradas en el cálculo del efecto Doppler, como fue señalado por H.H. Hummel.⁽⁵⁴⁾

La última columna de la Tabla XXVI muestra la comparación entre los valores experimentales y los valores calculados del espectro de UK5 cuando se emplean los datos de la banda ENDF/B-III más la reacción $(n, \gamma n')$. Si se comparan estos resultados con los de la Tabla XX es evidente que la introducción de la reacción $(n, \gamma n')$ (valores de Fricke) conduce a un aumento de las diferencias entre los valores medidos y calculados.

En síntesis: siguiendo la sugerencia de Fricke et al. se consideró la reacción $(n, \gamma n')$ en el cálculo del espectro; en contra de lo esperado, el flujo no mejoró por debajo de los 20 keV y en cambio aumentaron los desacuerdos por encima de los 20 keV. Además, se comprobó que debajo de esta energía una modificación de las transferencias inelásticas del grupo 10 pueden introducir variaciones de espectro del mismo orden que las debidas a la reacción $(n, \gamma n')$ sin perturbar en cambio el flujo por arriba de los 20 keV.

VI.2 La captura (n, γ) del U-238)

La sensibilidad del espectro a la sección de captura también fue estudiada. Para el medio UK5 se encontró

que arriba de 500 keV el espectro es completamente insensible a esta reacción, a 300 keV es 7 veces más débil que la sensibilidad presentada a la sección inelástica, a 200 keV es 4 veces más débil y a 100 keV comienza a tener fuerte importancia en la determinación del espectro.

Para el ajuste de las secciones inelásticas del U-238 se emplearon las secciones del juego Cadarache Versión II.

La evaluación UKNDL (DFN 401) ⁽⁵⁵⁾ es bastante diferente del juego precedente (Veáse Tabla XXVII). Se realizó un cálculo de espectro con cada una de esas dos evaluaciones y los resultados respectivos se comparan en la Tabla XXVII. (Los valores para las secciones inelásticas (n, n') del U-238 fueron los de Vastel UKNDL).

Si comparamos las Tablas XIX y XXVII se observa que la utilización de los valores UKNDL para la captura del U-238 disminuye los desacuerdos experiencia-cálculo en el grupo 11 pero los aumenta en el grupo 12. Si se hiciera un ajuste empleando las secciones de captura de la banda UKNDL resultaría que la sección de transferencia inelástica $\sigma(9 \rightarrow 10)$ debería ser aún mayor que la propuesta en la Tabla XXII. En lugar de una modificación tan grande de la sección de transferencia es más satisfactorio considerar la posibilidad de bajar los valores de la sección de captura del U-238 debajo de los 25 keV de la banda UKNDL.

Es interesante hacer notar que esta tendencia está de acuerdo con los ajustes hechos en forma independiente por Rowlands ⁽⁹⁾ y Gandini ⁽⁵⁶⁾ sobre la sección de cap-

TABLA XXVII

σ_{Cad} y σ_{UK} son las secciones de captura (no autoprotegidas) del juego Cadarache V. II y de la banda UKNDK (DFN 401) respectivamente. E, C_{Cad} y C_{UK} representan respectivamente el espectro experimental y los espectros calculados con σ_{Cad} y σ_{UK} .

Grupo	σ_{captura} del U-238 (barns)		Discrepancias sobre el espectro (en %)	
	Cadarache V. II	U K N D L (DFN 401)	$(C_{\text{UK}} - C_{\text{Cad}}) / C_{\text{Cad}}$	$(E - C_{\text{UK}}) / C_{\text{UK}}$
2	2,07	2,92	0,2	
3	5,25	7,52	0,5	
4	1,24	1,50	1,4	16,4
5	1,15	1,40	0,6	- 0,5
6	1,11	1,30	0,7	7,1
7	1,31	1,42	1,4	9,9
8	1,65	1,69	2,3	3,3
9	2,18	2,29	2,4	- 15,7
10	2,83	3,49	- 4,0	- 25,4
11	3,92	4,77	- 9,3	- 18,4
12	5,11	6,01	- 13,8	42,3

tura del U-238. También una reducción del 10% de esta sección eficaz, de la banda ENDF/B-III, fue propuesta por N. N. Kaushal et.al. (3).-

CAPITULO VIII

VIII CONSIDERACIONES FINALES

Después de situar nuestro problema (Cap. I) y de exponer los métodos teóricos de cálculo (Cap. II) pasamos a estudiar (Cap. III) la sensibilidad del espectro de neutrones y de los parámetros integrales de reactores rápidos a la matriz inelástica del Uranio-238. En ese Capítulo se concluye que en todos los casos estudiados una modificación de las secciones inelásticas del U-238 provoca siempre una fuerte variación del espectro. Esta variación es mayor a medida que nos acercamos al grupo o los grupos modificados.

Estas modificaciones de las secciones eficaces inelásticas pueden hacerse en algunos casos sin que cambien los parámetros integrales o los índices de espectro.

En general las modificaciones sobre las secciones inelásticas de los cuatro primeros grupos cambia notablemente la fisión del U-238 mientras que las modificaciones sobre los grupos siguientes tiene un efecto destacable sobre el espectro pero no producen casi variación de las cantidades integrales.

Esta afirmación es válida para los sistemas que tienen gran cantidad de U-238, por ejemplo para UK5.

Cuando se comparan los cálculos con la experiencia, debe tenerse en cuenta que los índices de espectro son medidos con una gran precisión (1%). Si hay desacuerdos en los índices y en el espectro al mismo tiempo es posible

eliminar estos desacuerdos cambiando las secciones inelásticas del U-238 en los grupos 1 a 4. Si en cambio se encuentra un buen acuerdo para los índices pero hay desacuerdo para el espectro hay que pensar en modificar las secciones inelásticas del U-238 en los grupos 5 a 10.

Para realizar este trabajo se pudo disponer de los valores experimentales del espectro de neutrones medido en cinco facilidades críticas distintas pertenecientes a varios laboratorios: ZPR-9, (Argonne National Laboratory), ZEBRA-8H (A.E.E. Winfrith, U.K.), Sneak (Karlsruhe, Alemania); Harmonie (C.E.N. Cadarache, Francia) y Ermine (C.E.N. Fontenay-aux-Roses, Francia).

En estos casos las mediciones se realizaron en medios rápidos de K_{∞} próximo a la unidad y constituídos esencialmente de uranio metálico enriquecido al 6% aproximadamente.

Cuatro conjuntos distintos de datos inelásticos de base del U-238 fueron analizados: la evaluación de Prince, la evaluación de Pitterle, la evaluación de Vastel y los valores del juego Cadarache, Versión II.

Del análisis comparativo de estos cuatro juegos de secciones (Cap. IV) se seleccionaron 2 matrices de probabilidades de transferencia inelástica del U-238.

La comparación de los valores calculados con los valores medidos del espectro se realiza en el Cap. V.

A partir de la comparación entre los valores medidos y calculados se obtiene un nuevo juego de secciones eficaces inelásticas para el U-238 (Cap. VI).

En síntesis podemos decir que tres puntos principales han sido tratados en este trabajo: las incertezas en las secciones inelásticas del U-238, los desacuerdos entre el cálculo y la experiencia para el espectro en varios núcleos rápidos con alta concentración en U-238 y finalmente el papel dominante de la moderación inelástica en el espectro de tales medios. Del tratamiento de estos tres puntos resultó un juego ajustado de secciones inelásticas para el U-238.

Los valores ajustados propuestos, sugieren una reducción del 20 al 30% en la sección inelástica total del U-238 en las evaluaciones de las bandas ENDF/B-III y UKNDL (DFN 401). Esta tendencia revela acuerdo con los valores de trabajos recientes tales como los de Rowlands y el juego multigrupo KFKINR.

Para confirmar nuestros valores se necesitan más valores experimentales, tanto de medidas diferenciales de secciones inelásticas como de mediciones de espectros de reactores. Para estos últimos sería interesante prolongar la gama de las energías medidas hacia la región del continuo (>1 Mev) y hacia las bajar energías (<15 keV) donde se manifiestan las transferencias del primer nivel excitado (grupo 10).

En cuanto a las evaluaciones de las secciones inelásticas del U-238, ni la dada en ENDF/B-III ni la de UKNDL (DFN 401) permiten una buena predicción de los espectros rápidos en los medios de gran concentración en U-238. Las grandes incertezas en la sección inelástica parcial del primer nivel excitado por debajo de 200 keV, tanto como a-

quellas en la zona de la región de transición (~ 2 MeV) exigen un importante esfuerzo de las mediciones experimentales.

Aunque los medios con $K_{\infty} \approx 1$, considerados aquí, son apropiados para ajustar las secciones inelásticas del U-238, se ha encontrado que el uranio natural y el uranio empobrecido son aún más interesantes ya que los espectros correspondientes son más sensibles al scattering inelástico del U-238. Esfuerzos en esta dirección se realizan actualmente en varios laboratorios (vease Ref. 57, 60).

Han sido evaluados los efectos de otras dos reacciones $(n, \gamma n')$ y (n, γ) . La $(n, \gamma n')$ se caracteriza por una sección eficaz más conocida; a tal punto que mientras Friche et al. dan valores que conducen a un aumento apreciable de los desacuerdos sobre el espectro entre el cálculo y la experiencia L'Heriteau los considera despreciables.

Se concluye que los valores ajustados de las secciones inelásticas del U-238 son independientes de las incertezas de las secciones de las reacciones $(n, \gamma n')$ y (n, γ) .

A P E N D I C E

COMPOSICION DEL U-NATURAL

Isótopo	Concentración
U-238	3.4050 10^{-4}
Pu-239	1.010 ⁻¹⁰
U-238	4.783 10^{-2}

COMPOSICION DEL MEDIO UK5

Isótopo	Concentración
U-235	0.265 10^{-2}
U-238	0.375 10^{-1}
Pu-239	1.010 ⁻¹⁰
Fe	3.06 10^{-3}
Cr	8.23 10^{-4}
Ni	1.67 10^{-3}

COMPOSICION DEL MEDIO HUG 3

Isótopo	Concentración
U-235	0.197 10^{-2}
U-238	0.455 10^{-2}
Pu-239	1.10 10^{-10}
Fe	0.309 10^{-2}
Cr	0.831 10^{-3}
Ni	0.692 10^{-3}
C	0.614 10^{-1}

COMPOSICION DEL MEDIO HUG 2

Isótopo	Concentración
U-235	0.253 10^{-2}
U-238	0.584 10^{-2}
Pu-239	1.0 10^{-10}
Fe	0.397 10^{-2}
Cr	0.106 10^{-2}
Ni	0.887 10^{-3}
C	0.570 10^{-1}

COMPOSICION DEL MEDIO HUG 5

Isótopo	Concentración	
U-235	0.125	10^{-2}
U-238	0.289	10^{-2}
Pu-239	1.0	10^{-10}
Fe	0.198	10^{-2}
Cr	0.532	10^{-3}
Ni	0.443	10^{-3}
C	0.726	10^{-1}

COMPOSICION DEL NUCLEO R-1

Isótopo	Concentración	
U-235	0.185	10^{-2}
U-238	0.641	10^{-2}
Fe	0.121	10^{-1}
Cr	0.326	10^{-2}
Ni	0.196	10^{-2}
O	0.122	10^{-2}
Na	0.913	10^{-2}

COMPOSICION DE LA COBERTURA UO₂-Na

Isótopo	Concentración	
U-235	3.84	10 ⁻⁵
U-238	8.94	10 ⁻³
O	1.79	10 ⁻²
Na	9.32	10 ⁻³
Fe	0.813	10 ⁻²
Cr	0.218	10 ⁻²
Ni	0.131	10 ⁻²

REFERENCIAS

- (1) "Fast Reactor Technology." Plant Design. M.I.T. Press (1967)
- (2) P. GOVAERTS
"Notes sur la physique des réacteurs a neutrons rapides"
Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache.
PNR/SETR. R. 641 (1971).
- (3) N.N.KAUSHAL - B.K. MALAVIYA - M. BECKER - E.T. BURNS and
E.R. GAERTTNER.
Nuc. Sci. Eng., 49, 330 (1972).
- (4) T.J. YULE and E.F. BENNETT
Nucl. Sci. Eng. 46, 236 (1971).
- (5) H. BLUHM -
Trans. Am. Nucl. Soc., 15, 898 (1972).
- (6) J. C. YOUNG
Nucl. Sci. Eng. 48, 45 (1972).
- (7) V.V. VERBINSKI et al.
Nucl. Sci. Eng., 52, 330 (1973).
- (8) C. G. CAMPBELL - J. L. ROWLANDS
"The relationship of microscopic and integral data"
Nuclear data for reactors, Vol. II p. 391, IAEA - VIENNA
(1970).
- (9) J. L. ROWLANDS et al.
"The production and performance of the adjusted cross-section Set FGL5", International conference on the Physics of Fast Reactors, TOKYO (1973).

- (10) R. PAVIOTTI CORCUERA
"Sensibilité du Spectre, des taux de réaction et d'autres paramètres intégraux à la matrice inélastique de l'Uranium 238". Commissariat à l'Energie Atomique. C.E.A. - N - 1632 (1973).
- (11) C. G. CAMPBELL
"The measurement of Fast Reactor Spectra" EACRP - A - 84, European - American Committee on Reactor Physics (1968).
- (12) D. OKRENT, et al. Nucl. Appl., 9, 454 (1970).
- (13) A. PRINCE, "Evaluation of High Energy Neutron Cross Sections for Fissile and Fertile Isotopes".
Proceedings of the conference on Nuclear Data for Reactors, IAEA, HELSINKI (1970).
- (14) T. A. PITTERLE and C. DURSTON
"Evaluation of U-238 Neutron Cross Sections for the ENDF/B Version III File" -WARD, out of number (1971).
- (15) M. VASTEL
"Evaluation des données neutroniques de l'U-238 dans le domaine 10 KeV - 15 MeV"
Electricité de France,
HX - 1/1375/04 RA - FI - 04, (1968).
- (16) J. Y. BARRE - J. RAVIER
"Utilisation d'Expériences intégrales pour améliorer le jeu de sections efficaces CADARACHE - Jeu Version 2".
Rapport PNR/SETR - R.031 - CADARACHE (1969).
- (17) R. PAVIOTTI CORCUERA
"Comparaison de diverses approximations pour le coefficient de diffusion en milieu homogène".
C.E.N. Cadarache, SECPR N° 71/188 (1971).

- (18) R. CORCUERA
"Méthodes théoriques pour le calcul neutronique des systèmes coeur-couverture et coeur-réacteur des réacteurs à neutrons rapides". Tesis de doctorado de estado en ciencias físicas. Univ. de Paris (1974).
- (19) S. YIFTAH - D. OKRENT - P.A. MOLDAUER
"Fast reactor cross sections. A study leading to a 16 group set". Pergamon Press (1960).
- (20) G. E. HANSEN - W. H. ROACH
LAMS 2543. "Six and sixteen group cross sections for fast and intermediate critical assemblies" (1961).
- (21) L. P. ABAGYAND - et al.
"Group constants for nuclear reactor calculations". Consultants Bureau, New York (1964).
- (22) R. W. SMITH et al.
The F.D. 2 group averaged cross section set for fast reactor calculations.
A.E.E.W. R. 491 (1966).
- (23) D. O'SHEA et al.
26 group cross sections - ANL 6858 - Argonne (1966).
- (24) H. HUSHKE
Gruppenkonstanten für Dampf-und natriumgekühlte Schnelle Reaktoren in einer 26 - Gruppendarstellung
KFK - 770 (1968).
- (25) J. RAVIER
Sections efficaces multigroupes et jeu SETR à 25 groupes
Rapport PNR/SEPR 66.050 Février 1966 - CADARACHE.
- (26) J.J. SCHMIDT
"Neutron cross sections for fast reactor materials". KFK - 120. (1966).

- (27) A. KHAIRALLAH - J. RECOLIN
"Spécifications du code HETAIRE" N. DRP/SETR 71/1920 (1971).
- (28) P. CAUMETTE - J. MARTIN
"Programmes Perfonc et Imper". Rapport PNR/SETR R015 (1967).
- (29) J. RAVIER
"Programm CORBAC - SETR 526". - Note Technique SETR 68/PPO.
- (30) C. BORE et al.
Code Mude - Rapport C.E.A. - R2923 (1965).
- (31) R. PAVIOTTI CORCUERA
"Etude des paramètres caractérisant le spectre et sensibilité de ce dernier à ces paramètres"
Internal memo Cadarache - 7 mars (1973).
- (32) R. BACHELOR et al.
Nucl. Phys., 65, 236 (1965).
- (33) V.K. JAIN et al.
"EXCALIBUR, Code de transport multigroupe pour des milieux hétérogènes", C.E.N. Saclay, SPM N° 1140 (1970).
- (34) R. PAVIOTTI CORCUERA
"Sensibilité de la matrice inélastique de l'U-238 au spectre de pondération"
Internal Memo - Cadarache (1973).
- (35) A. C. DOUGLAS. AWRE, ALDERMASTON, U.K.A.E.A.
Comunicación privada
- (36) P. VERTES
Nucl. Sci. Eng., 52, 485 (1973).
- (37) A. C. DOUGLAS
"Evaluation working group meeting". AERE, HARWELL,
U.K.A.E.A. January 1972.
Comunicación privada

- (38) J. P. CHAUDAT et al
"Etudes expérimentales de Réseaux en uranium métallique pur
à k_{∞} voisin de l'unité"
C.E.A. - R - 4552 (1974).
- (39) A. DESPRETS
"Expérience exponentielle, Massif UK5"
Note technique S.E.C.P.R. 72/57 (1972).
- (40) J. P. BRUNET et al.
"Expérience exponentielle, Massif UK5"
Note technique S.E.C.P.R. 72/24 (1972).
- (41) J. BOUCHARD et al.
"Etude neutronique des milieux multiplicateurs à neutrons
rapides sur l'assemblage critique thermique-rapide Ermine
II", CEA R-4246 (1971)
- (42) J. BOUCHARD, J.C. BARRE
"La pile Minerve", C.E.A. BIST N° 168 - Mars 1972.
- (43) A. LERIDON et al.
"Spectrométrie par compteurs proportionnels à protons de re-
cul" Note CEA-N-1525 (1972).
- (44) L.G. LESAGE and W.R. ROBINSON
"ZPR-9 A-25: Description and Experimental Results" Argonne
National Laboratory - ANL-7710 (1970).
- (45) T.J. YULE, E.F. BENNETT and I.K. OLSON
"Measured Neutron Spectra in ZPR-6 A-6A, ZPR9 - A25, and
ZPR-9 A26, FTR-3" Argonne National Laboratory ANL-7710 (1970)
- (46) B.H. BURBIDGE et al.
"ZEBRA 8H - A U-235/U-238 Fast Reactor Benchmark" AEEW-R888
(1973).

- (47) J. RAVIER and J. M. CHAUMONT
"Presentation of the multigroup cross section set prepared at Cadarache"
A.N.L. -7320 - page 47 - Argonne National Laboratory (1966).
- (48) Y.V. LINNIK
"Méthode des moindres carrés"
Edit. Dunod - Paris (1963).
- (49) R. PAVIOTTI CORCUERA - P. GOVAERTS - J. P. L'HERITEAU
"Use of spectrum Measurements in fast media to get information on cross sections"
INDC Topical Discussion (sec) - 31/U IAEA, VIENNA (1973)
- (50) J. P. L'HERITEAU
Comunicación privada (1972).
- (51) E. KIEFHABER
"The KFK-INR set of Group constants"
K.F.K. 1572, KERNFORSCHUNGSZENTRUM-KARLSRUHE (1972).
- (52) M. P. FRICKE and J. M. NEIL
Nucl. Sci. Eng., 50, 392 (1973).
- (53) J. P. L'HERITEAU
Comunicación Privada (1973).
- (54) H.H. HUMMEL and W.M. STACEY
Nucl. Sci. Eng., 50, 397 (1974).
- (55) J. RAVIER
Note P.N.R./S.E.T.R. N° 68 - 822 (1968).
- (56) GANDINI et al
"Analysis and correlation of measurements on SNEAK and ZPR VI fast assemblies by the ENDF/B-III Cross Section data file" International Conference on the Physics of Fast Reactor, TOKYO 1973.

- (57) SHIGEHIRO AN et al
"Physics experiments with YAYOI"
International Conference on the Physics of Fast Reactor.
TOKYO 1973.
- (58) H. BLUHM
K.F.K. - 1798, KERNFORSCHUNGSZENTRUM-KARLSRUHE (1973).
- (59) M. BECKER et al.
Trans. Am. Nucl. Soc., 16, 305 (1973).
- (60) T.J. YULE et al.
Trans. Am. Nucl. Soc. 16, 306 (1973).

LISTA DE TABLAS

	Pag.
TABLA I - Bornes en energía del juego multigrupo y espectro de ponderación de las secciones eficaces	10
TABLA II - Efecto de las modificaciones sobre los parámetros integrales de un medio de U natural	32
TABLA III - Modificaciones del -20% y +40% de las secciones eficaces del grupo 2 y 6	34
TABLA IV - Modificaciones del 20% y -20% en las secciones inelásticas de los 10 primeros grupos	36
TABLA V - Modificación del -20% en las secciones inelásticas de los grupos 4 a 10	55
TABLA VI - Parámetros integrales del medio UK5	57
TABLA VII - Parámetros integrales del medio HUG III	60
TABLA VIII - Tasa de reacción integrada sobre la cobertura	82
TABLA IX - Tasas de reacción integradas sobre la cobertura	86
TABLA X - Espectro de UK5 en la región de energía de las medidas	94
TABLA XI - Cálculo del espectro en UK5	96
TABLA XII - Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia $P_{i \rightarrow j}$ en el juego Cadarache Versión II	98

	Pag.
TABLA XIII - Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia $P_{i \rightarrow j}$ calculadas con la evaluación de Prince	99
TABLA XIV - Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia $P_{i \rightarrow j}$ calculadas con la evaluación de Vastel	100
TABLA XV-A - Secciones inelásticas totales σ_{Tin}^i y matriz inelástica de probabilidades de transferencia $P_{i \rightarrow j}$ calculadas con la evaluación de Pitterle	101
TABLA XV-B - Valores en el continuo cuando se toma la temperatura nuclear dada por Pitterle	102
TABLA XVI - Espectro neutrónicos experimentales en los medios rápidos estudiados	111
TABLA XVII - Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con el juego Cadara-che Versión II	113
TABLA XVIII - Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con la evaluación de Prince	114
TABLA XIX - Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con la evaluación de Vastel	115
TABLA XX - Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental de cada medio. Cálculos hechos con la evaluación de Pitterle	116

	Pag.
TABLA XXI - Valores de la temperatura "T" en el continuo a diferentes energías	126
TABLA XXII - Secciones inelásticas ajustadas del U-238 utilizando las matrices de probabilidades de transferencia de Vastel y de Pitterle	127
TABLA XXIII - Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental. Cálculos realizados con las secciones ajustadas σ_{aj}^v	128
TABLA XXIV - Diferencias entre los valores medidos y calculados para el espectro en Modo Fundamental. Cálculos realizados con las secciones ajustadas σ_{aj}^p	129
TABLA XXV - Secciones multigrupo inelásticas totales del U-238 en el juego KFKINR	132
TABLA XXVI - Efecto de la reacción (n, $\gamma n'$) del U-238 sobre el espectro de UK5 - Harmonie	137
TABLA XXVII - Comparación entre el cálculo del espectro con el juego Cadarache V. Versión II y la evaluación UKNDL (DFN401)	140

LISTA DE FIGURAS

	Pag.
FIGURA 1 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 1er grupo	37
FIGURA 2 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 2 ^{do} grupo	38
FIGURA 3 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 3 ^{er} grupo	39
FIGURA 4 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 4 ^{to} grupo	40
FIGURA 5 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 5 ^{to} grupo	41
FIGURA 6 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 6 ^{to} grupo	42
FIGURA 7 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 7 ^{mo} grupo	43
FIGURA 8 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 8 ^{vo} grupo	44
FIGURA 9 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 9 ^{no} grupo	

	Pag.
grupo	45
FIGURA 10 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo. Modificación del +20% en la sección inelástica del 10 ^{mo} grupo	46
FIGURA 11 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del +40% en la sección inelástica del 2 ^{do} grupo	48
FIGURA 12 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del +40% en la sección inelástica del 6 ^{to} grupo	49
FIGURA 13 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del -20% en la sección inelástica del 2 ^{do} grupo	50
FIGURA 14 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del -20% en la sección inelástica del 6 ^{to} grupo	51
FIGURA 15 - Flujo en función del grupo	52
FIGURA 16 - Variación porcentual del espectro en función del grupo	53
FIGURA 17 - Variación porcentual del espectro en función del grupo	59
FIGURA 18 - Desviación porcentual del espectro en función del grupo por modificación del -20% en las secciones inelásticas de los grupos 1 a 10	61
FIGURA 19 - Distribución espacial del flujo para el grupo 5	63

	Pag.
FIGURA 20 - Distribución espacial del flujo para el grupo 12	64
FIGURA 21 - Distribución espacial del flujo adjunto para el grupo 5	65
FIGURA 22 - Flujo en función del grupo en la cobertura a 4 cm de la interface	66
FIGURA 23 - Flujo en función del grupo en la cobertura a 34 cm de la interface	67
FIGURA 24 - Flujo en función del grupo en la cobertura a 44 cm de la interface	68
FIGURA 25 - Variación porcentual del flujo en función del grupo	69
FIGURA 26 - Flujo adjunto en función del grupo en la cobertura a 34 cm de la interface	71
FIGURA 27 - Coeficiente de reactividad	72
FIGURA 28 - Tasas de fisión	73
FIGURA 29 - Tasa de captura para el U-238	74
FIGURA 30 - Indices de espectro	75
FIGURA 31 - Distribución espacial del flujo para el grupo 5	77
FIGURA 32 - Variación porcentual del flujo en función del grupo en la cobertura a 34 cm de la interface	78
FIGURA 33 - Modificación del -20% en las secciones inelásticas del los grupos 4 a 10	79
FIGURA 34 - Coeficiente de reactividad	80

	Pag.
FIGURA 35 - Variación porcentual del flujo en función del grupo en la cobertura de UO_2 -Na a 34 cm de la interface.....	84
FIGURA 36 - Comparación entre los distintos valores de las secciones inelásticas del U-238	133
FIGURA 37 - Esquema de niveles de la reacción $(n, \gamma n')$	135

INDICE ANALITICO

	Pag.
CAPITULO I	
INTRODUCCION	1
I.1 Evolución de los Reactores Rápidos	1
I.2 Principales características de un núcleo rápido y su espectro de neutrones	2
I.3 Mediciones integrales	5
I.4 Mediciones del espectro de neutrones	6
I.5 Las secciones eficaces inelásticas del U-238 y su importancia sobre el espectro	7
I.6 Esquema del trabajo realizado	8
CAPITULO II	
METODOS TEORICOS DEL CALCULO PARA EL FLUJO DE NEUTRONES	12
II.1 Ecuación unidimensional de transporte	12
II.2 Balance en medio infinito sin fugas	13
II.3 Balance en medio infinito en Modo Fundamental	14
II.4 Aproximación de la difusión	16
II.5 Secciones eficaces a multigrupos	16
II.6 Transferencias elásticas a multigrupos ...	21
II.7 Sección eficaz de partida total	21
II.8 Ecuación de balance a multigrupos	22
II.9 Los juegos de secciones eficaces a multigrupos	24

		Pag.
CAPITULO III	SENSIBILIDAD DEL ESPECTRO DE NEUTRONES Y DE LOS PARAMETROS INTEGRALES DE REACTORES RAPIDOS A LA MATRIZ INELASTICA DEL URANIO-238	28
III.1	Esquema de cálculo	28
III.2	Análisis de un medio constituido de Uranio natural puro en Modo Fundamental	30
III.3	Análisis del medio UK5 en Modo Fundamental	56
III.4	Análisis del sistema HUG3 en Modo Fundamental	58
III.5	Análisis de un sistema: Núcleo R1 y cobertura de uranio natural	58
III.5.1	Flujo directo y flujo adjunto	62
III.5.2	Coefficientes de reactividad	70
III.5.3	Tasa de reacción	70
III.5.4	Indices de espectro	70
III.5.5	Modificación del ~20% en las secciones inelásticas de los grupos 4 a 10	76
III.5.6	Tasas de reacción integradas sobre la cobertura	76
III.6	Análisis de un sistema: Núcleo R1 y cobertura de UO ₂ -Na	81
III.6.1	El flujo	83
III.6.2	Tasa de reacción	83
III.6.3	Tasas de reacción integradas sobre toda la cobertura	83
III.7	Conclusiones	85
CAPITULO IV	ANALISIS DE LAS SECCIONES EFICACES INELASTICAS DEL URANIO-238	88
IV.1	Obtención de las secciones inelásticas a multigrupos a partir de los datos microscópicos	88
IV.2	Influencia del espectro de ponderación ...	91

	Pag.
IV.2.1	Variación del exponente del flujo de ponderación 91
IV.2.2	Flujo de ponderación standart y flujo de ponderación UK5 92
IV.2.3	Flujo de ponderación en UK5 y flujo de ponderación en U empobrecido 93
IV.2.4	Conclusiones 95
IV.3	Distintas evaluaciones de la matriz inelástica del U-238 95
CAPITULO V	ESTUDIO DE LOS MEDIOS SELECCIONADOS 106
V.1	Espectros neutrónicos experimentales 106
V.1.1	Configuración UK5 106
V.1.2	Configuración A-25 de ZPR 9 108
V.1.3	Configuración SNEAK-8 109
V.1.4	Configuración ZEBRA-8H 110
V.2	Espectros neutrónicos calculados 110
CAPITULO VI	SECCIONES INELASTICAS AJUSTADAS 118
VI.1	Método de resolución del problema 118
VI.2	Ajuste de las secciones inelásticas del U-238 122
CAPITULO VII	EFEECTO DE OTRAS SECCIONES EFICACES DE REACCION DEL U-238 SOBRE EL ESPECTRO DE NEUTRONES 134
VII.1	La reacción $(n, \gamma n')$ del U-238 134
VII.2	La captura (n, γ) del U-238 138
CAPITULO VIII	CONSIDERACIONES FINALES 142
APENDICE 146
REFERENCIAS 151

	Pag.
LISTA DE TABLAS	158
LISTA DE FIGURAS	161