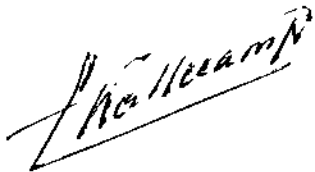


OZ. 74.43

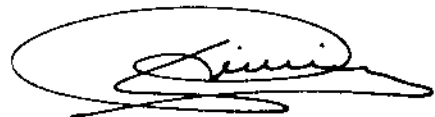
C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1974

METODO PARA INVESTIGAR DATOS DE LA DISPERSION INELASTICA DE NEUTRONES  
MEDIANTE EL ESTUDIO DEL DECAIMIENTO DEL ESPECTRO NEUTRONICO

Tesis presentada ante la Universidad Nacional de Cuyo, República Argentina,  
para optar al título de Doctor en Física



Dr. Eric Wattecamps  
Asesor Científico



Nestor Pieroni  
Doctorando

San Carlos de Bariloche

Argentina

1974

METODO PARA INVESTIGAR DATOS DE LA DISPERSION INELASTICA DE NEUTRONES  
MEDIANTE EL ESTUDIO DEL DECAIMIENTO DEL ESPECTRO NEUTRONICO

Nestor Pieroni

RESUMEN

Se ha desarrollado un método para verificar y mejorar la exactitud de los datos para la sección eficaz de dispersión inelástica de neutrones en materiales utilizados en reactores nucleares.

El método se basa en la gran sensibilidad a los procesos de dispersión inelástica que presentan los espectros de fuga de neutrones rápidos dependientes del tiempo provenientes de pequeños conjuntos pulsados. El análisis del espectro de decaimiento en cortos intervalos de energía permite introducir cambios cuantitativos en los datos de la sección eficaz de dispersión inelástica de manera de lograr acuerdo entre el cálculo y las mediciones. Con este procedimiento se puede definir correspondientes datos ajustados.

El procedimiento requirió el uso de un sistema espectrométrico adecuado para medir espectros de neutrones rápidos en intervalos de nanosegundos y un sistema de cálculo apropiado para calcular espectros dependientes del tiempo. Para las mediciones se utilizó un detector centellador líquido NE 213. Para los cálculos se utilizó el programa Monte-Carlo KAMCCO, que fué modificado para ser aplicado en este estudio.

El método se aplicó al estudio de un conjunto constituido por hierro y a otro constituido por uranio natural. Fué posible definir datos ajustados para la sección eficaz de dispersión inelástica del Fe y del <sup>238</sup>U. La fiabilidad de la información obtenida con el presente método fué verificada mediante experimentos independientes.

## RECONOCIMIENTOS

El presente estudio fué posibilitado por una beca otorgada por el Organismo Internacional de Energía Atómica con el auspicio de la Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina. El trabajo fué realizado en el Instituto de Técnica de Sistemas y de Física Aplicada a Reactores, del Centro Atómico Karlsruhe, Alemania Federal. Deseo agradecer al Director de este Instituto, Prof. Dr. W. Häfele, por haberme concedido la oportunidad de trabajar en el mismo. Deseo también agradecer al Jefe del Departamento SNEAK-Physik, Dr. F. Helm, por su generoso apoyo, al igual que el apoyo provisto por el Dr. H. Laue desde la Oficina Internacional del Centro Atómico Karlsruhe. Deseo manifestar mi agradecimiento al Lic. M. Küchle por permitirme realizar el experimento en la facilidad subcrítica SUAK, y por su crítica revisión de este trabajo.

Estoy especialmente reconocido a mi asesor científico, Dr. E. Wattecamps, quien sugirió el tema del trabajo y me guió constantemente através de su realización.

El Dr. D. Rusch proveyó valioso apoyo que quisiera agradecer en forma especial. Igualmente deseo agradecer el constante apoyo del Dr. H. Borgwaldt. Deseo agradecer la valiosa ayuda prestada por el Dr. P. McGrath.

Quedo reconocido por el generoso apoyo recibido de miembros del Instituto de Técnica de Sistemas y de Física Aplicada a Reactores, y del Instituto de Neutrones y Reactores, durante la realización de este trabajo.

Finalmente quisiera mencionar la amable atmósfera humana que en todo momento me rodeó en el Centro Atómico Karlsruhe. Ello no solo contribuyó a la realización de mi trabajo, sino que también hizo mi estadía placentera.

INDICE

Reconocimientos . . . . .	i
Indice . . . . .	ii
Lista de Tablas . . . . .	v
Lista de Figuras . . . . .	vi
Capítulo I: COMPENDIO . . . . .	1
Capítulo II: PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL	
II.1 Descripción y operación del centellador NE 213 . . . . .	6
II.1.1 Discriminación neutrón-gama . . . . .	6
II.1.2 Ajustes temporales . . . . .	8
II.1.3 Análisis de altura de pulsos . . . . .	9
II.2 Programa de evaluación de datos TRADI . . . . .	11
II.2.1 Transformación de altura del pulso en energía del protón . . . . .	13
II.2.2 Flujo neutrónico a partir de la distribución de protones . . . . .	14
II.2.3 Correcciones por eficiencia, doble colisión y efecto pared . . . . .	15
II.3 Verificación del procedimiento espectrométrico . . . . .	17
II.3.1 Espectros monoenergéticos . . . . .	17
II.3.2 Espectro continuo de una fuente de californio. . . . .	17
II.3.3 Espectro continuo de fuentes pulsadas . . . . .	22
II.4 Los conjuntos pulsados de hierro y de uranio . . . . .	22
II.5 Medición de los espectros dependientes del tiempo . . . . .	24

Capítulo III: PROCEDIMIENTO INTERPRETATIVO

III.1 Programa Monte-Carlo KAMCCO . . . . .	28
III.2 Parámetros más sensibles del experimento . . . . .	29
III.2.1 Sensibilidad respecto de los datos de fisión.	32
III.2.2 Sensibilidad respecto de los datos (n,2n) . .	32
III.2.3 Sensibilidad respecto de la temperatura nuclear . . . . .	32
III.2.4 Sensibilidad respecto de los datos de dispersión inelástica . . . . .	33
III.3 Distorsión por tiempo-de-vuelo . . . . .	33
III.4 Influencia de los neutrones de retorno . . . . .	34
III.5 Cálculo de los espectros dependientes del tiempo . .	34
Capítulo IV: RESULTADOS . . . . .	36
IV.1 Resultados del conjunto de hierro . . . . .	36
IV.2 Resultados del conjunto de uranio . . . . .	37
Capítulo V: VERIFICACION DE LOS DATOS AJUSTADOS . . . . .	46
V.1 Conjunto de hierro con una fuente de californio . . .	46
V.2 Nucleo crítico rápido de uranio . . . . .	48
Capítulo VI: CONCLUSIONES . . . . .	51

APENDICES:

A: TRADI - Programa para transformar distribuciones de altura de pulsos medidas con un detector orgánico de retroceso de protones . . . . .	52
B: Listado FORTRAN del programa TRADI . . . . .	74
C: Transferencia de la distribución de cuentas a cinta magnética para la entrada en TRADI . . . . .	85
D: Listado FORTRAN del programa PLABA . . . . .	87
REFERENCIAS . . . . .	88

Lista de Tablas

Tabla	Título	Página
I	Coeficientes de la función de transformación energía protón - altura pulso	13
II	Comparación de energías maxwellianas para el espectro de fisión del $^{252}\text{Cf}$	21
III	Sensibilidad de los espectros de fuga calculados respecto de los datos nucleares	31
IV	Sección eficaz inelástica para el $^{238}\text{U}$	49
V	Cálculo del nucleo SNEAK-8 con diferentes datos inelásticos	50
A	Datos de entrada para el problema tipo	65
B	Salida de TRADI para el problema tipo	66

Lista de Figuras

Figura	Título	Página
1	Diagrama simplificado de la electrónica del detector NE 213	7
2	Comparación de medidas de funciones respuesta	10
3	Relación altura pulso - energía protón en el centellador NE 213	12
4	Procedimiento TRADI aplicado a funciones respuesta medidas	18
5	Espectros neutrónicos de la fisión espontánea de una fuente de californio	20
6	Comparación de espectros "tiempo-de-vuelo" y "altura pulso - TRADI"	23
7	Conjunto experimental de hierro ZYLFE 3020	25
8	Conjunto experimental de uranio ZYLU 3020	26
9	Organigrama del procedimiento de cálculo	30
10	Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados del cilindro de hierro ZYLFE 3020	38
11	Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados del cilindro de hierro ZYLFE 3020	39

Figura	Título	Página
12	Espectro de fuga medido y calculado del cilindro de hierro ZYLFE 3020	40
13	Sección eficaz de dispersión inelástica para el hierro	41
14	Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados del conjunto de uranio ZYLU 3020	42
15	Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados del conjunto de uranio ZYLU 3020	43
16	Espectro de fuga medido y calculado del conjunto de uranio ZYLU 3020	44
17	Sección eficaz de dispersión inelástica para el $^{238}\text{U}$	45
18	Espectro estacionario de fuga de un conjunto de hierro con una fuente de californio	47
a	Organigrama del programa TRADI	55
b	Transferencia de datos en cinta perforada a cinta magnética para entrada en el programa TRADI	86

## Capítulo I

### COMPENDIO

La dispersión inelástica es el proceso predominante en la degradación energética de neutrones rápidos mediante elementos pesados. Por lo tanto en los reactores rápidos, que típicamente contienen grandes cantidades de materiales pesados, la dispersión inelástica provee la mayor contribución a la moderación de los neutrones rápidos de fisión.

La exactitud de los cálculos de reactores se encuentra limitada por las actuales discrepancias en los datos de la sección eficaz de dispersión inelástica  $\sigma(n,n')$  de muchos de los materiales componentes. Es por ello que una determinación más precisa de  $\sigma(n,n')$  es de alta prioridad, especialmente para uranio, plutonio y hierro, que son los más importantes dispersadores inelásticos en los reactores nucleares. Por ejemplo, cambios en la sección eficaz de dispersión inelástica del  $^{238}\text{U}$ ,  $\sigma^{28}(n,n')$ , aun menores que las discrepancias estimadas actualmente /1,2/, producen variaciones en el factor de multiplicación efectivo,  $K_{ef}$ , calculado en conjuntos críticos rápidos y reactores de potencia, del mismo orden que las variaciones producidas por un cambio del 5 % en el espectro de fisión /3/. Un decrecimiento del 15 % en  $\sigma^{28}(n,n')$  puede cambiar el  $K_{ef}$  de un reactor rápido en 2.7 % /3/.

El comportamiento temporal de la población neutrónica en un sistema pulsado provee valiosa información sobre la interacción de los neutrones, y en particular, sobre las interacciones de dispersión inelástica. El principal proceso responsable de la degradación energética durante los primeros instantes del decaimiento del espectro neutrónico es el de dispersión inelástica. Si el sistema estudiado consiste de un solo elemento dispuesto en una geometría simple, es posible realizar una precisa interpretación de las mediciones.

\* Mediciones de tasas de reacción dependientes del tiempo en una esfera subcrítica de uranio empobrecido han sido realizadas por Gozani /4/. En ese experimento se utilizó un detector de estado sólido y hojuelas de  $^{235}\text{U}$  y  $^{237}\text{Np}$  como convertidores de neutrones. Es por ello que esa medición implicaba

una integración en energía según la dependencia en energía de las secciones eficaces de fisión del  $^{235}\text{U}$  y del  $^{237}\text{Np}$ . De todas maneras este experimento demostró la posibilidad de usar mediciones de este tipo para verificar  $\sigma^{28}(n,n')$  en la región de energía superior a algunos cientos de KeV.

En el presente trabajo se mejora el experimento mencionado precedentemente midiendo el espectro en pequeños intervalos de energía. En este caso la sensibilidad del espectro respecto de los datos de dispersión inelástica es mucho mayor que la sensibilidad de las tasas de reacción dependientes del tiempo del  $^{235}\text{U}$  y del  $^{237}\text{Np}$  /5/.

7 Pero además, la utilidad del método que aquí se presenta no se limita a la verificación de los datos de dispersión inelástica. La ventaja práctica reside en que permite introducir cambios en los datos de dispersión inelástica mediante un adecuado procedimiento de cálculo, de modo de lograr acuerdo entre los cálculos y las mediciones. De esta manera se puede lograr una corrección de estos datos.

De esta forma resulta un método independiente para obtener información sobre los datos de la sección eficaz de dispersión inelástica de materiales de interés en reactores, que comparte la simplicidad y limpieza de interpretación de las mediciones de espectros de decaimiento de pequeños conjuntos pulsados.

El desarrollo de este método requirió: 1) un procedimiento espectrométrico fiable para medir espectros de neutrones rápidos dependientes del tiempo que decaen en el rango del nanosegundo; 2) un procedimiento de cálculo de espectros temporales adecuado para ajustar los datos de  $\sigma(n,n')$ .

Para la medición de los espectros rápidos dependientes del tiempo se utilizó un centellador líquido tipo NE 213. El detector fué ubicado en una de las superficies del conjunto pulsado, y los eventos en el detector fueron registrados en un analizador de tiempo y altura de pulsos. El espectro de altura de pulsos en cada canal temporal fué transformado para obtener el espectro neutrónico. Un programa de computación, TRADI, fué desarrollado para

deducir el espectro neutrónico a partir de la distribución medida de altura de pulsos. En el procedimiento TRADI la distribución de altura de pulsos es transformada en distribución de energía de protones de retroceso haciendo uso de la relación medida entre altura de pulso y energía del protón. Asumiendo una distribución constante en energía de los protones de retroceso, se obtiene el espectro neutrónico mediante diferenciación de la distribución de protones de retroceso. La utilización de la función de transformación entre energía de protones y altura de pulsos obtenida con el propio detector evita tener que depender en una transformación medida con otros detectores similares pero no idénticos. Además permite tener en cuenta a las características intrínsecas del detector usado.

La fiabilidad del detector y del programa asociado TRADI fué verificada midiendo espectros conocidos. Estos incluyeron fuentes de neutrones monoenergéticos, el espectro de fisión de una fuente de californio, y espectros continuos de fuentes pulsadas. Esta investigación demostró que el centellador líquido NE 213 combinado con el procedimiento de evaluación TRADI era adecuado para la medición de espectros temporales de neutrones rápidos de pequeños conjuntos pulsados en el rango de energía entre 0.4 MeV y 6 MeV, ó aun más allá de este límite si el flujo era pequeño para energías mayores que 6 MeV. En este rango de energía el error sistemático era  $\pm 10\%$ .

El espectrómetro se aplicó a la medición de los espectros neutrónicos de fuga de dos pequeños conjuntos construídos en la facilidad subcrítica rápida SUAK /6/. Uno de estos sistemas fué construído con hierro y el otro con uranio natural. Los conjuntos tenían forma cilíndrica, de aproximadamente 30 cm de diámetro y 20 cm de altura. El centellador NE 213 y la fuente de neutrones pulsados fueron ubicados en el eje axial en la superficie de caras opuestas. Un generador de neutrones mediante la reacción  $D(T,n)\alpha$  proveyó pulsos aproximadamente monoenergéticos de 14 MeV de energía, con ancho de 2 nseg y frecuencia  $5 \times 10^4$  p.p.s. /7/.

Dos series de mediciones fueron realizadas para cada conjunto:  
-una medición con baja amplificación cubriendo el rango de energía entre

1.2 MeV y 8 MeV, analizada en 512 canales de altura de pulsos y 8 canales temporales de 4.1 nseg de duración cada uno;  
-una medición con alta amplificación cubriendo el rango de energía entre 0.4 MeV y 2.2 MeV, analizada en 512 canales de altura de pulsos y 8 canales temporales de 8.2 nseg de duración cada uno.

Cada distribución biparamétrica resultante de la medición consistía de 8 espectros de altura de pulsos. El procedimiento TRADI fué aplicado para obtener los espectros neutrónicos. Estos espectros fueron integrados para obtener flujos en grupos con intervalos de letargía aproximadamente igual a 0.3 .

Las mediciones biparamétricas fueron analizadas también mediante una integración del espectro de altura de pulsos en la variable temporal. El espectro integrado fué procesado mediante TRADI para obtener el espectro de neutrones independiente del tiempo.

En la interpretación de estas mediciones se usó el programa Monte-Carlo de Karlsruhe KAMCCO /8/ para obtener los espectros dependientes del tiempo. Los datos de secciones eficaces correspondían a la biblioteca de datos nucleares de Karlsruhe KEDAK /9/. El programa KAMCCO utiliza un ajuste analítico de los datos diferenciales de las secciones eficaces. Los espectros fueron calculados en grupos de energía e intervalos de tiempo iguales a los utilizados en las mediciones.

Con el programa KAMCCO también se obtuvieron espectros estacionarios. Los errores estadísticos típicos en los flujos calculados eran aproximadamente 10 % para los espectros dependientes del tiempo, y aproximadamente 5 % para los espectros estacionarios.

Los tiempos de cálculo en la computadora IBM 370/165 del Centro de Cálculo de Karlsruhe eran aproximadamente 10 minutos para el conjunto de hierro, y aproximadamente 30 minutos para el conjunto de uranio.

El programa KAMCCO fué adaptado de modo de poder introducir cambios en los datos nucleares usados en el cálculo. De esta manera fué posible

realizar una investigación paramétrica de la influencia de variaciones en los datos de  $\sigma(n,n')$ ,  $\sigma(n,2n)$  y  $\sigma(n,f)$ . Se encontró que la dispersión inelástica es el mecanismo predominante que determina la forma de los espectros de decaimiento de neutrones rápidos, y además que estos espectros son muy sensibles a pequeños cambios en los datos de  $\sigma(n,n')$ . Por ello fué posible introducir cambios cuantitativos en los datos de  $\sigma(n,n')$  de manera de obtener un mejor acuerdo entre los espectros medidos y los calculados. De este modo se pudo definir datos ajustados para la sección eficaz de dispersión inelástica del hierro y del uranio.

La fiabilidad de los datos ajustados obtenidos con el presente método fué verificada mediante experimentos independientes. Los datos ajustados para el hierro fueron utilizados en el cálculo del espectro de fuga de un pequeño conjunto de hierro con una fuente de californio. Los datos ajustados para el uranio fueron utilizados en el cálculo del núcleo de un reactor rápido que era especialmente sensible a las características nucleares del uranio. En ambos casos la mejora del acuerdo con los datos experimentales demostró la fiabilidad de la información obtenida con el presente método.

## Capítulo II

### PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

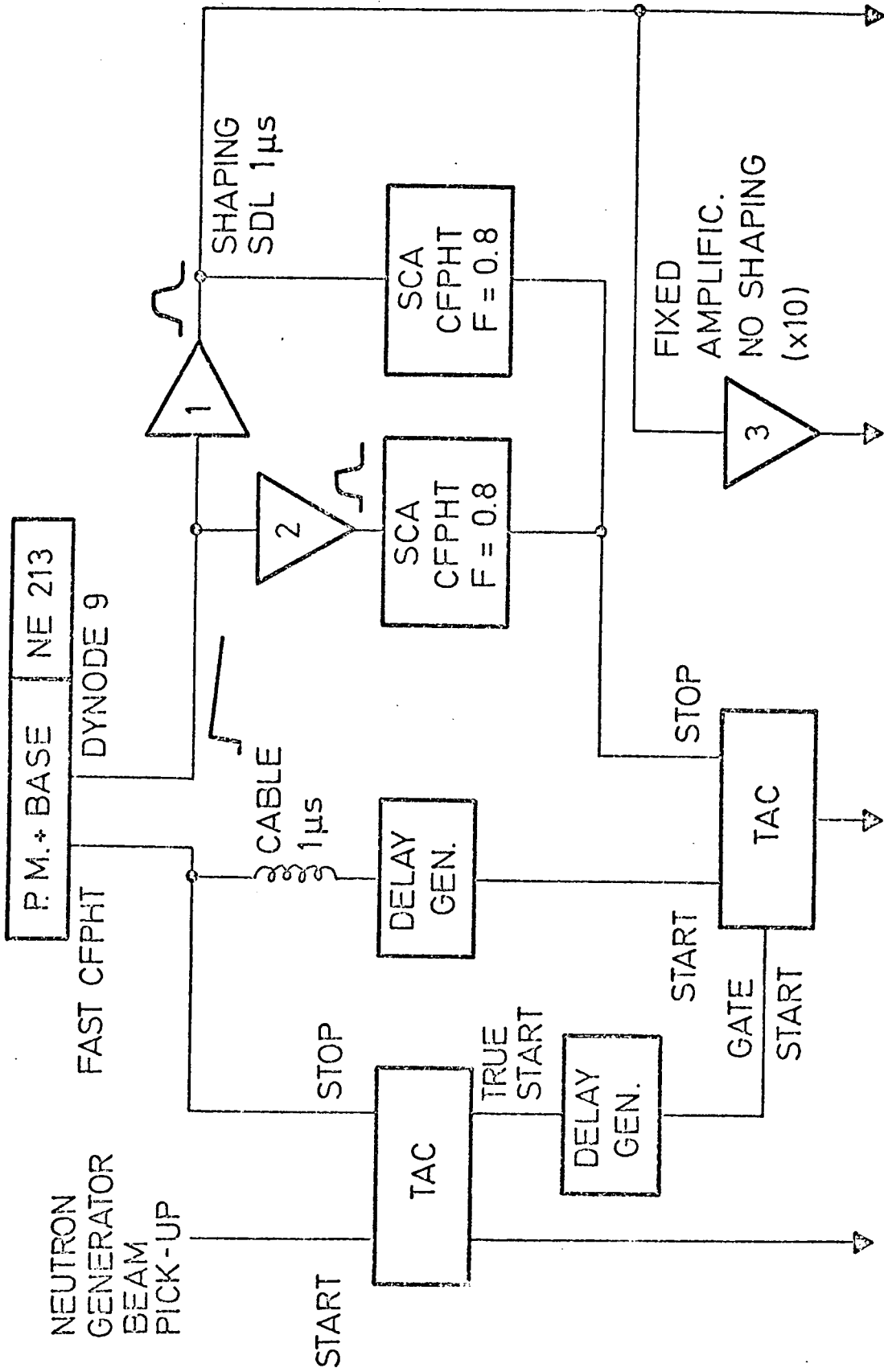
#### II.1 Descripción y operación del centellador NE 213

En la medición de espectros de neutrones rápidos dependientes del tiempo generalmente es necesario realizar mediciones de tiempo y de altura de pulsos en un rango dinámico de 400 : 1 . En este rango dinámico el disparo temporal no debe tener una apreciable dependencia en la altura de pulso ("walk").

Un centellador líquido NE 213 de 5.08 cm de diámetro y 5.08 cm de altura se acopló a un fotomultiplicador (PM) tipo RCA 850 con una base ORTEC 270 con disparo a una fracción constante de la altura del pulso (CFPHT). Un diagrama simplificado de la electrónica del centellador NE 213 puede verse en Fig. 1. En la misma pueden reconocerse los tres componentes principales que permiten: análisis por tiempo de vuelo (TOF), análisis del tiempo de crecimiento del pulso para la discriminación neutrón-gama, y análisis de la altura de pulsos. La construcción y puesta a punto de este sistema de detección fué realizada por Rusch /10,11/. La Sección II.1 se incluye aquí solamente por razones de completitud.

##### II.1.1 Discriminación neutrón-gama

El sistema de discriminación neutrón gama utilizó la técnica del punto de cruce ("cross over") /12/ con rango dinámico expandido. Para ello se utilizaron dos amplificadores (No. 1 y No. 2) y dos analizadores monocanales de tiempos (SCA). Los SCA disparaban a una fracción constante de la altura del pulso. La fracción de disparo F se modificó a un valor de 0.8, que correspondía a 20 % de la altura máxima del pulso. Este sistema particular de discriminación neutrón-gama fué seleccionado por las siguientes razones:



TIEMPO-DE-VUELO

DISCRIMINACION NEUTRON-GAMA

DISTRIBUCION ALTURA PULSOS

Fig. 1 Diagrama simplificado de la electrónica del detector NE 213

SG  
level analyzer

- a) Las propiedades de discriminación son algo mejores que las que se obtienen con la combinación de señales con doble retardo y detector con punto de cruce nulo. Esto último es equivalente a  $F = 0.5$  .
- b) La diferencia en la medición del tiempo de crecimiento en los pulsos provenientes de neutrones y de gamas aumenta cuando se incrementa el valor de F. Esto significa que un alto valor de F reduce los requerimientos en la estabilidad del circuito. Pero la selección de valores altos de F se encuentra limitada por la sensibilidad del circuito a perturbaciones provenientes de ruidos electrónicos.

El amplificador No. 2 en el circuito de discriminación, Fig. 1, fué ajustado aproximadamente a 20 veces la amplificación del No. 1. Como en un dado instante solo un evento puede ser detectado, en el sistema de punto de cruce se pudo ajustar el rango de los niveles de señal en cada rama.

En las mediciones en conjuntos con alto número de gamas de fondo el comienzo de las mediciones del tiempo de crecimiento en el convertidor tiempo-altura de pulsos (TAC) fué disparado sincrónicamente con el acelerador para reducir las pérdidas por tiempo muerto.

### II.1.2 Ajustes temporales

A causa de las propiedades de centelleo del detector NE 213 se obtienen distintas señales de corriente para neutrones y para gamas. Por lo tanto los ajustes temporales fueron realizados con neutrones monoenergéticos en un experimento de tiempo-de-vuelo. El "walk" fué investigado con el detector a una distancia de 3 metros del blanco de una fuente pulsada de neutrones de 14 MeV /7/. Prácticamente no se encontró "walk" en el rango de altura de pulsos de 1 a 100 veces el umbral. En el rango de 100 a 200 veces se observó un "walk" de 1 nseg. Para pulsos mayores la sobrecarga del sistema discriminador del ORTEC 270 provocaba un disparo erróneo que aparecía 8 nseg antes de lo que correspondía en operación normal. El rango dinámico del discriminador rápido podría haber sido extendido mediante un procedimiento de separación de la señal de manera similar a la lógica usada en el sistema de discriminación

neutrón-gama. Sin embargo ésto no fué necesario para los experimentos realizados, dado que la determinación del tiempo resultaba errónea solamente para energías superiores a 9 MeV.

### II.1.3 Análisis de altura de pulsos

La distribución de altura de pulsos fué realizada con dos diferentes amplificaciones en mediciones sucesivas. Una primera amplificación (amplificador No. 1) fué ajustado para medir el frente de la función respuesta de neutrones de 14 MeV cerca del extremo superior de la escala del analizador. La segunda medición se realizó con una amplificación 10 veces mayor (amplificador No. 1 más amplificador No. 3) cubriendo la parte inferior de la escala de altura de pulsos.

La función respuesta de neutrones de 14 MeV de energía se muestra en Fig. 2. No se aplicaron correcciones por no linealidad ni por pérdidas en la discriminación neutrón-gama. La función se compara con la obtenida por Verbinski et al. /13/ de quien se tomó la escala de altura de pulsos. La unidad de altura de pulso en nuestra medición fué elegida de manera de obtener el óptimo acuerdo en ambas distribuciones. Las estructuras de las funciones respuesta presentan buen acuerdo hasta una "unidad luz". Las diferencias en los extremos superiores se atribuyen a la no linealidad de nuestro detector. El espectro de altura de pulsos de una fuente de  $^{22}\text{Na}$ , usada para calibración, se muestra también en la Fig. 2. La unidad de altura de pulso, "unidad luz", tal como se define en Ref. /13/, es 1.13 veces el valor del pulso a la altura media del frente Compton de los rayos gama de 1.28 MeV provenientes del  $^{22}\text{Na}$ . Sin embargo en nuestro caso este factor tendría que ser 1.21. Para investigar esta discrepancia, se midieron aproximadamente 100 funciones respuesta mediante un análisis simultáneo de tiempo-de-vuelo y distribución de altura de pulsos /14/. Ajustando el ancho del canal de tiempo en la medición por tiempo-de-vuelo pudieron obtenerse neutrones monoenergéticos con una resolución en energía de 4 % a 1 MeV. Las distribuciones de altura de pulsos correspondientes a cada canal de tiempo eran las funciones respuesta de estos neutrones monoenergéticos. El valor del pulso a la altura media del frente

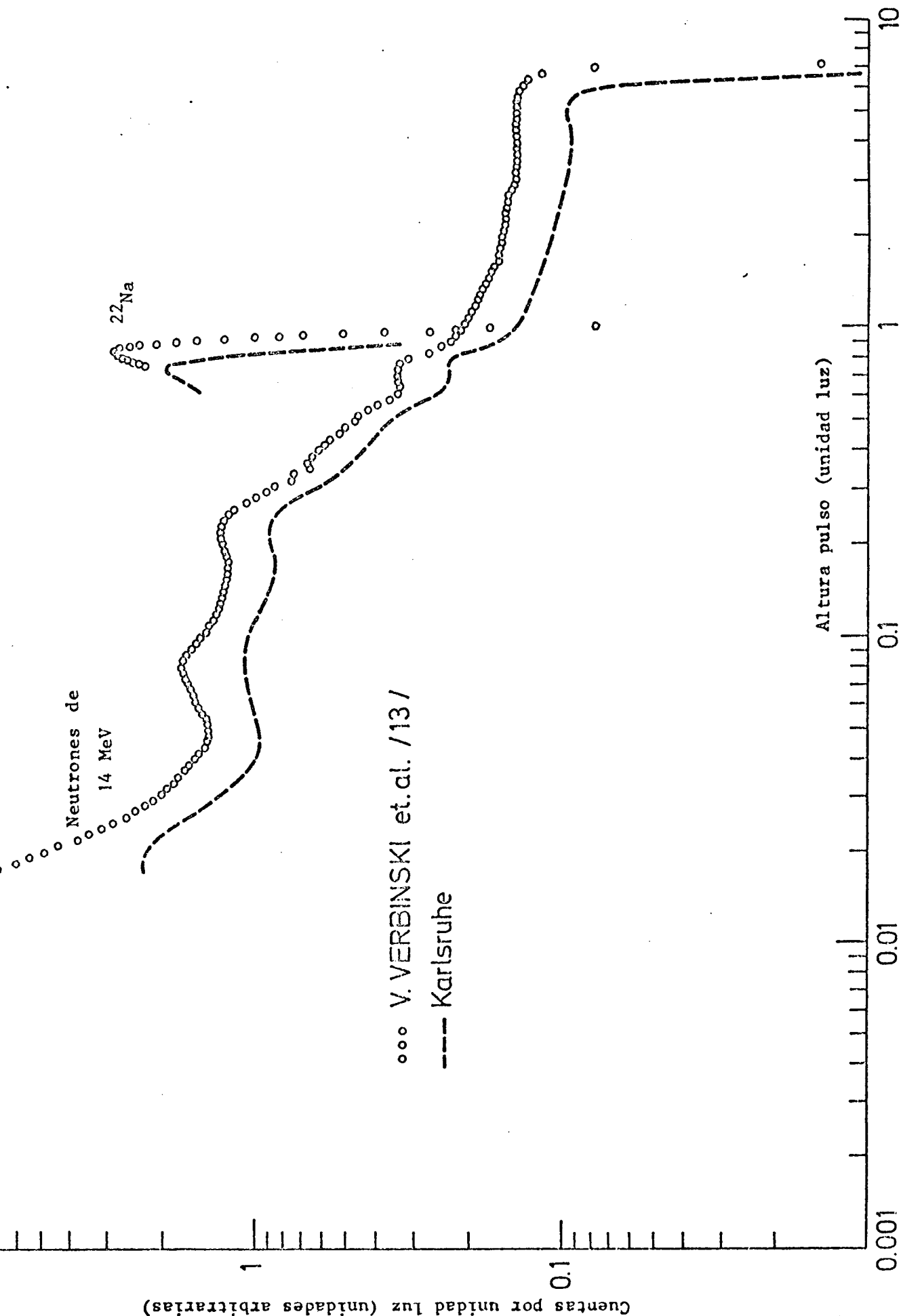


Fig.2 Comparación de medidas de funciones respuesta. La unidad luz se define en Sección II.1.3

de cada función respuesta, en función de la energía del neutrón que corresponde a la máxima energía del protón de retroceso, junto con los valores de Verbinski et al. /13/ y Smith et al. /15/ se muestran en la Fig. 3. Hasta 2 MeV nuestros valores coinciden con los provenientes de Ref. /13/. El detector es muy similar al usado por Verbinski et al. /13/, pero la relación gama-energía del protón es diferente.

## II.2 Programa de evaluación de datos TRADI

En la determinación del espectro neutrónico generalmente se presenta el problema de transformar una medida de distribución de altura de pulsos. Para obtener el espectro neutrónico a partir de una distribución de altura de pulsos se han desarrollado varios métodos. En general estos métodos requieren el uso de complejos programas de computación. Sin embargo, en experimentos con el centellador líquido NE 213 en los que la mayor parte del flujo neutrónico se encuentra en el intervalo de energía entre 0.4 MeV y 6 MeV, es posible aplicar un procedimiento simple y flexible. Este procedimiento, que es el que se utiliza en el programa TRADI desarrollado para este estudio, se basa en la transformación de la altura del pulso en energía del protón de retroceso. Esta transformación se basa a su vez en la relación medida entre altura del pulso y energía del protón de retroceso correspondiente al detector que se usa.

La distribución en energía de los protones de retroceso se asume constante. Esto permite obtener el flujo neutrónico incidente mediante una diferenciación de la distribución medida de altura de pulsos. De esta manera resulta un programa de evaluación de datos muy simple, que puede modificarse fácilmente de acuerdo a los requerimientos del experimento que se analiza. A continuación se presentan las expresiones matemáticas incluidas en el programa TRADI. En los Apéndices se describen los datos de entrada, con un problema ejemplo y el listado Fortran.

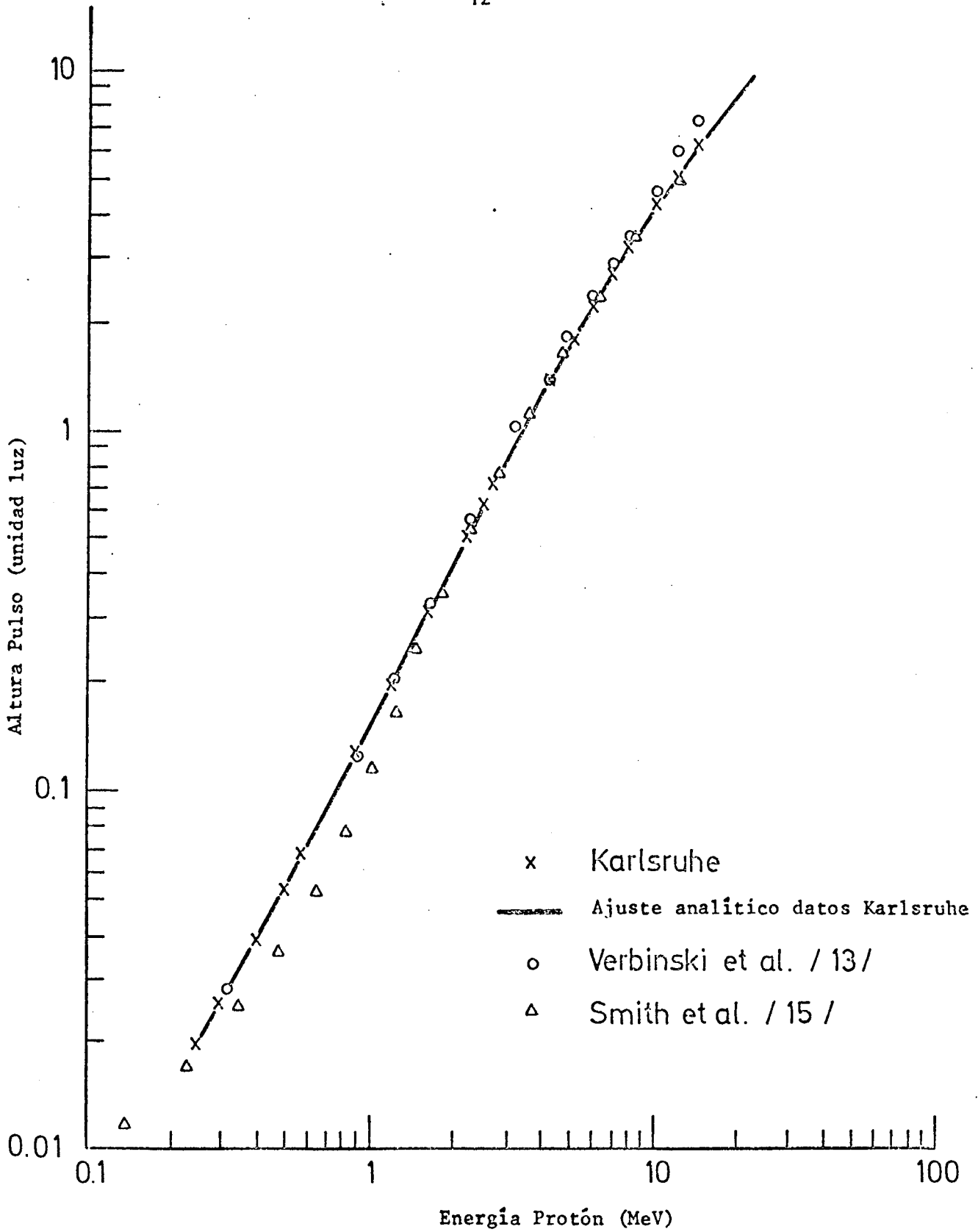


Fig.3 Relación altura pulso - energía protón en el centellador NE 213

II.2.1 Transformación de altura del pulso en energía del protón

Un protón de energía  $E_p$  produce una cantidad de luz de centelleo, determinada por las características intrínsecas del detector, que mediante una amplificación lineal del sistema electrónico asociado entrega un pulso de altura  $V$ . La función de transformación medida entre la energía del protón y el pulso resultante se aproxima mediante un polinomio de la forma

$$\log \frac{E_p}{E_0} = \sum_{i=1}^6 A_i \cdot \log \left( \frac{V}{V_0} \right)^{i-1} \quad (1)$$

donde  $E_0$  y  $V_0$  son constantes de calibración.

Los coeficientes  $A_i$  se obtienen ajustando con el programa de cuadrados mínimos LESQU /16/ a la respuesta a neutrones monoenergéticos medida con el detector. El ajuste que resulta para el detector NE 213 utilizado en los experimentos que se presentan aquí se muestra en la Fig. 3. Los coeficientes  $A_i$  se presentan en la Tabla I.

Tabla I

Coefficientes de la función de transformación  
energía protón - altura pulso

Normalización:  $V/V_0 = 1.51 \text{ E}+04$  para neutrones de 14 MeV

$i$	$A_i$
1	-1.57761955
2	0.32292497
3	0.26951498
4	-0.07669628
5	0.00476279
6	0.00064185

Con este procedimiento se evita tener que utilizar una función de transformación medida con detectores similares, pero que no tienen necesariamente características idénticas. Esto se puede apreciar en la Fig. 3, donde se muestran también las mediciones de Verbinski et al. /13/ y de Smith et al. /15/. Este procedimiento permite por lo tanto tener en cuenta las características intrínsecas del detector, por ejemplo, en nuestro caso la no linealidad a altas energías.

### II.2.2 Flujo neutrónico a partir de la distribución de protones

La distribución en energía de los protones,  $P(E_p)$ , viene dada por /17,18/

$$P(E_p) = \int_{E_p}^{E_n} N_H \cdot V_d \cdot \phi(E_n) \cdot \sigma_H(E_n) \cdot K(E_n, E_p) \cdot dE_n \quad (2)$$

donde

$E_n$	energía del neutrón incidente
$N_H$	átomos de H/cm <sup>3</sup>
$\sigma_H(E_n)$	sección eficaz (n,p)
$K(E_n, E_p)$	espectro de protones de retroceso
$V_d$	volumen del detector

$$\phi(E_n) = \phi_o(E_n) \cdot f(\omega L, E_n) \quad (3)$$

donde

$\phi_o(E_n)$	flujo neutrónico incidente por unidad de energía
---------------	--

$f(\omega L, E_n)$  factor de atenuación dado por

$$f(\omega L, E_n) = \frac{1 - e^{-\omega L}}{\omega L} \quad (4)$$

donde

$L$  longitud del detector

$$\omega = N_H \cdot \sigma_H(E_n) + N_C \cdot \sigma_C(E_n) \quad (5)$$

$N_C$  átomos C/cm<sup>3</sup>

$\sigma_C(E_n)$  sección eficaz total del C

Asumiendo un espectro constante de protones de retroceso

$$K(E_n, E_p) = \frac{1}{E_n} \quad (6)$$

mediante diferenciación de la Ec. (2) se obtiene

$$\phi_o(E_n) = - \frac{E_n}{N_H \cdot v_d \cdot f(\omega L, E_n) \cdot \sigma_H(E_n)} \cdot \frac{d}{dE_p} P(E_p) \quad (7)$$

### II.2.3 Correcciones por eficiencia, doble colisión y efecto pared

La eficiencia del detector se define con la expresión /19,20/

$$\mathcal{E}(E_n, L) = N_H \cdot \sigma_H(E_n) \cdot L \cdot f(\omega L, E_n) \quad (8)$$

Las correcciones por doble colisión, y efecto pared se introducen con /19,20/

$$\eta(E_n, R, L) = 1 - C_1 \cdot R_{\max}(E_n) + C_2 \cdot \sigma_H(E_n) + C_3 \cdot \sigma_H(0.068 E_n) \quad (9)$$

donde

$$C_1 = 0.78/L \quad (10)$$

$$C_2 = 0.090 L \cdot N_H \cdot 10^{-24} \quad (11)$$

$$C_3 = 0.077 R \cdot N_H \cdot 10^{-24} \quad (12)$$

R radio detector

$$R_{\max} = 1.18 \times 10^{-3} E_n^{1.75} \quad (13)$$

Los valores analíticos de las secciones eficaces para el hidrógeno y el carbón se obtienen mediante las siguientes expresiones /17/

$$\begin{aligned} \sigma_H(E_n) = 3\pi & (1.206 E_n + (-1.86 + 0.09415 E_n + 0.0001306 E_n^2)^2)^{-1} + \\ & + (1.206 E_n + (0.4223 + 0.13 E_n)^2)^{-1} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\sigma_C(E_n) = 2.285 E_n^{-0.425} \quad (15)$$

La expresión final de la Ec. (7) resulta

$$\phi_o(E_n) = \frac{E_n}{\pi R^2 \cdot \epsilon(E_n, L) \cdot \eta(E_n, L, R)} \cdot \frac{d}{dE_p} P(E_p) \quad (16)$$

### II.3 Verificación del procedimiento espectrométrico

Para verificar la fiabilidad del detector y del procedimiento de transformación asociado, se evaluaron distribuciones de altura de pulsos de neutrones monoenergéticos, medidas con una resolución en energía de 4 % a 1 MeV, y distribuciones de altura de pulsos provenientes de espectros continuos.

#### II.3.1 Espectros monoenergéticos

Los resultados de la evaluación con TRADI de 4 fuentes de neutrones monoenergéticos se muestran en Fig. 4. Las fluctuaciones debajo de los picos de esos espectros se deben al apilamiento de centelleos provocado por múltiple dispersión en el detector. El apilamiento de centelleos aumenta a medida que decrece la energía del neutrón debido al aumento de la sección eficaz del hidrógeno en el detector. La diferenciación de las funciones respuesta resultantes produce un pico correspondiente a la correcta energía del neutrón incidente. Sin embargo debajo del pico la derivada cambia de signo dando un flujo negativo. Si a la altura del frente de la función respuesta se lo considera representativo de la altura de una distribución rectangular ideal, el flujo neutrónico resulta sobreestimado. En el caso de un espectro continuo esta sobreestimación a una dada energía resulta compensada por el flujo negativo evaluado para los neutrones con energía ligeramente superior. Esta compensación en el caso del espectro continuo se obtiene en el método de evaluación mediante las correcciones por doble dispersión y efecto pared.

#### II.3.2 Espectro continuo de una fuente de californio

Una verificación adicional del espectrómetro se obtuvo mediante la medición del espectro de fisión espontánea de una fuente de californio. Este tipo de medición se puede realizar con errores estadísticos despreciables, y para comparar existen varias mediciones con técnicas fiables.

La distribución de altura de pulsos fué evaluada con el programa TRADI.

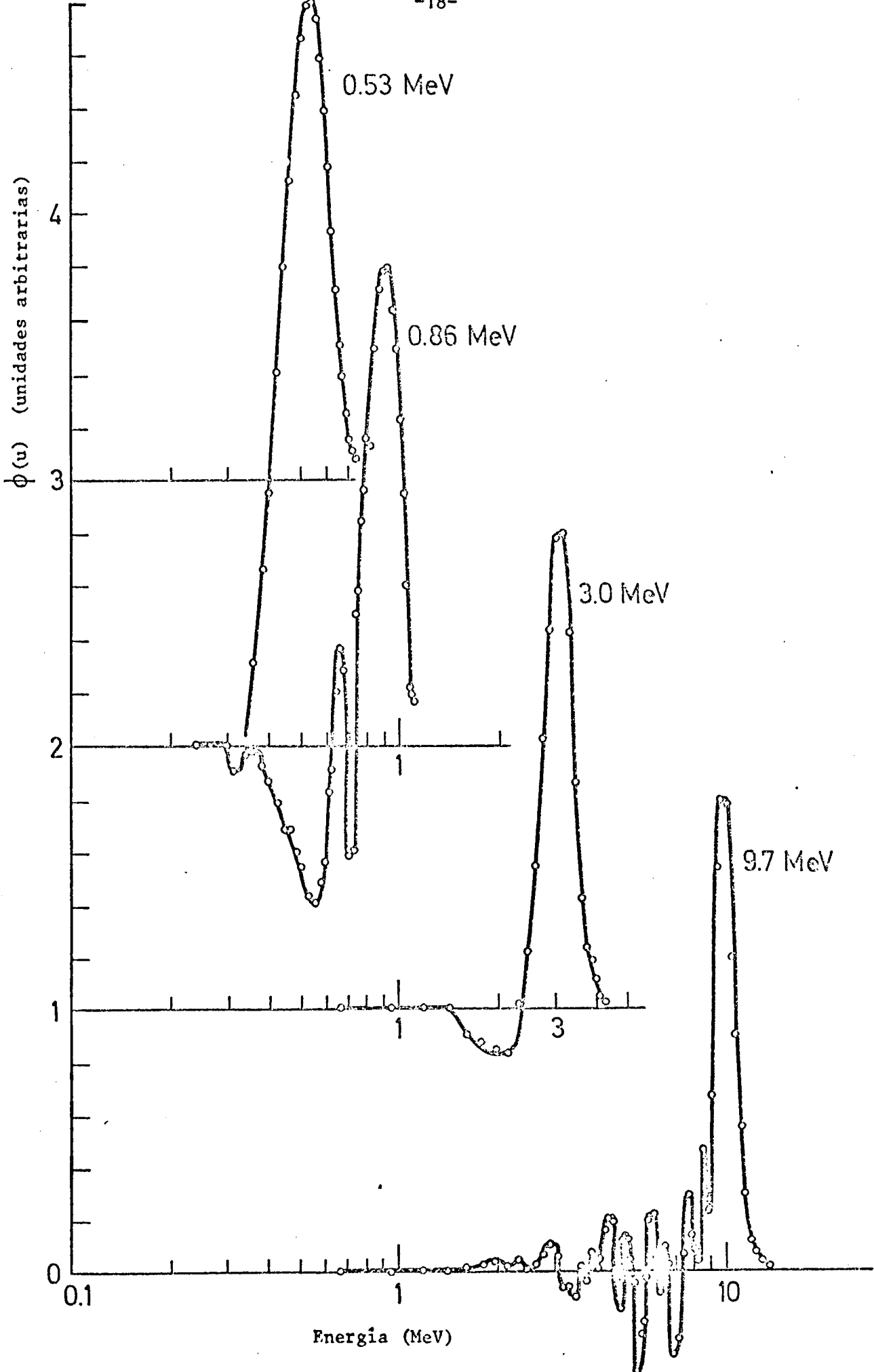
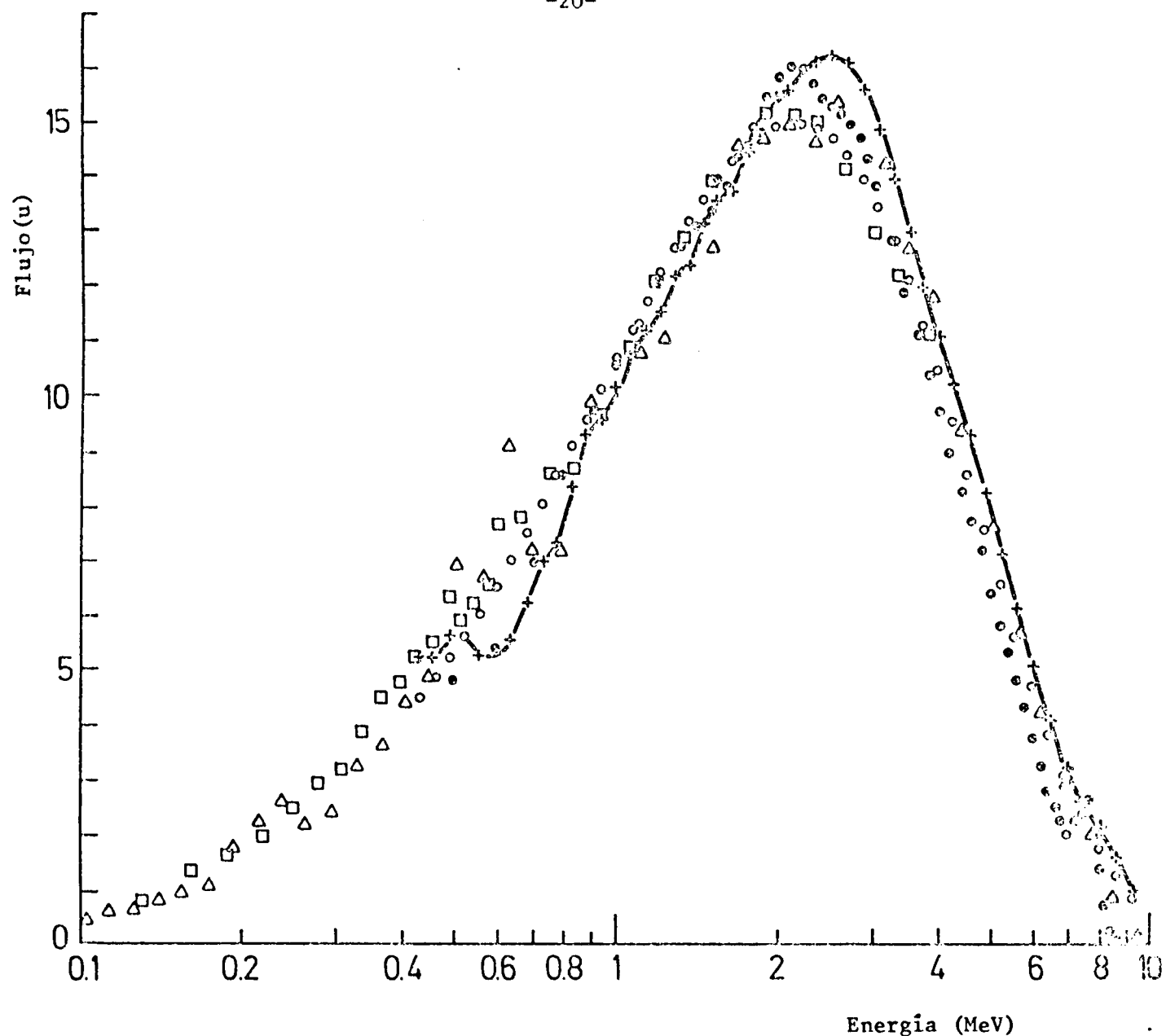


Fig. 4 Procedimiento TRADI aplicado a funciones respuesta medidas

Además, habiendo probado que el detector es casi idéntico al usado en la medición de Ref. /13/, especialmente en el rango de energías bajas, se puede aplicar el programa de evaluación FERDOR /21/. Este programa incluye la matriz de funciones respuesta de Ref. /13/ para el centellador NE 213. Los resultados obtenidos con estos dos procedimientos de evaluación se muestran en la Fig. 5, junto con las mediciones del espectro realizadas por Werle y Bluhm /22/. La distribución maxwelliana ajustada a los espectros experimentales provee las energías maxwellianas que se presentan en la Tabla II.

Los resultados obtenidos con el procedimiento TRADI presentan acuerdo con los de Werle y Bluhm. Como las evaluaciones con TRADI y con FERDOR fueron aplicadas a la misma distribución de altura de pulsos, las desviaciones en los correspondientes resultados deben ser sistemáticas. El corrimiento entre los espectros obtenidos por ambos procedimientos no se debe a un error de calibración. Resulta en cambio originado en dos causas distintas. En primer lugar, debido a la forma de la función respuesta que se asume en el procedimiento TRADI, la parte del espectro correspondiente a las energías menores es subestimado. Los resultados obtenidos con FERDOR no contienen este error. En segundo lugar, en el rango de energías altas los resultados menores provenientes de FERDOR se deben a la diferencia entre las funciones respuesta incluidas en FERDOR y las correspondientes al detector usado en las mediciones (Fig. 3).

En principio el procedimiento FERDOR es más preciso para el caso general, pero requiere la matriz de funciones respuesta del detector particular que se utiliza. Además, para realizar la transformación cada espectro de altura de pulsos debe ser medido en todo el rango de la matriz de respuesta. El dificultoso requerimiento experimental que exige el uso de FERDOR puede evitarse dada la precisión obtenida con TRADI para espectros con reducido flujo en energías superiores a 6 MeV. A energías mayores que 6 MeV el efecto de las reacciones  $(n,\alpha)$  puede invalidar la aproximación de función respuesta constante asumida en TRADI



+ medición NE 213, trabajo presente, transformación TRADI

• medición NE 213, trabajo presente, transformación FERDOR

Δ medición protón retroceso, Bluhm y Werle /22/

□ medición  $^3\text{He}$ , Bluhm y Werle /22/

○ distribución maxwelliana, energía maxwelliana = 2.135 MeV

Fig. 5 Espectros neutrónicos de la fisión espontánea de una fuente de californio (flujos normalizados entre 0.5 y 4.0 MeV)

Tabla II

Comparación de energías maxwellianas para el espectro  
de fisión del  $^{252}\text{Cf}$

Referencia	Intervalo de ajuste MeV	Energía maxwelliana MeV
Presente investigación transformación TRADI	1.0 - 7.0	2.135
Presente investigación transformación FERDOR	1.0 - 7.0	1.972
Werle y Bluhm /22/ med. con protón retr.	1.5 - 7.0	2.155
Werle y Bluhm /22/ med. con $^3\text{He}$	1.0 - 4.0	2.130
Barnard et al. /23/ promedio combinado	-	2.13
Knitter et al. /24/ med. tiempo-de-vuelo	0.15 - 15.0	2.13

### II.3.3 Espectro continuo de fuentes pulsadas

El detector puede ser utilizado para mediciones de tiempo-de-vuelo y para mediciones de distribuciones de altura de pulsos /25/. Una medición biparamétrica de tiempo-de-vuelo y altura de pulsos es particularmente adecuada para una verificación detallada del procedimiento de evaluación. Integrando el espectro en la variable de tiempo-de-vuelo se obtiene un espectro de altura de pulsos que puede ser evaluado. Integrando el espectro de la misma medición en la variable altura de pulso se obtiene una distribución de tiempo-de-vuelo. Los errores en la medición por tiempo-de-vuelo son pequeños y conocidos /14/. A partir del espectro de tiempo-de-vuelo se puede obtener el espectro que se desee mediante una adecuada selección de los parámetros de integración. En la Fig. 6 se comparan los resultados de ambas técnicas. En el rango de energías altas, donde se integró la distribución de altura de pulsos entre 2.4 MeV y 6 MeV, el procedimiento TRADI reproduce adecuadamente esta zona del espectro. En el rango de energías bajas se integraron las distribuciones de altura de pulsos correspondientes a energías del neutrón entre 1.1 MeV y 0.4 MeV. Aunque la dispersión múltiple en el detector se hace dominante, la compensación de errores actúa correctamente.

### II.4 Los conjuntos pulsados de hierro y de uranio

El espectrómetro fué aplicado a la medición de los espectros de fuga dependientes del tiempo de dos pequeños conjuntos construidos en la facilidad subcrítica rápida de Karlsruhe SUAK /6/.

El sistema de hierro, denominado ZYLFE 3020, se construyó con placas cilíndricas de hierro de modo de formar un cilindro de 15.0 cm de radio y 20.3 cm de altura.

El conjunto de uranio, denominado ZYLU 3020, se construyó con bloques de uranio natural de 5.08 cm x 5.08 cm x 2.54 cm de manera de formar un cilindro aproximado de 15.70 cm de radio equivalente y 20.32 cm de altura.

Los conjuntos estaban apoyados en dos pequeños soportes horizontales. Estos a su vez estaban sostenidos por cuatro soportes verticales de acero fijados a

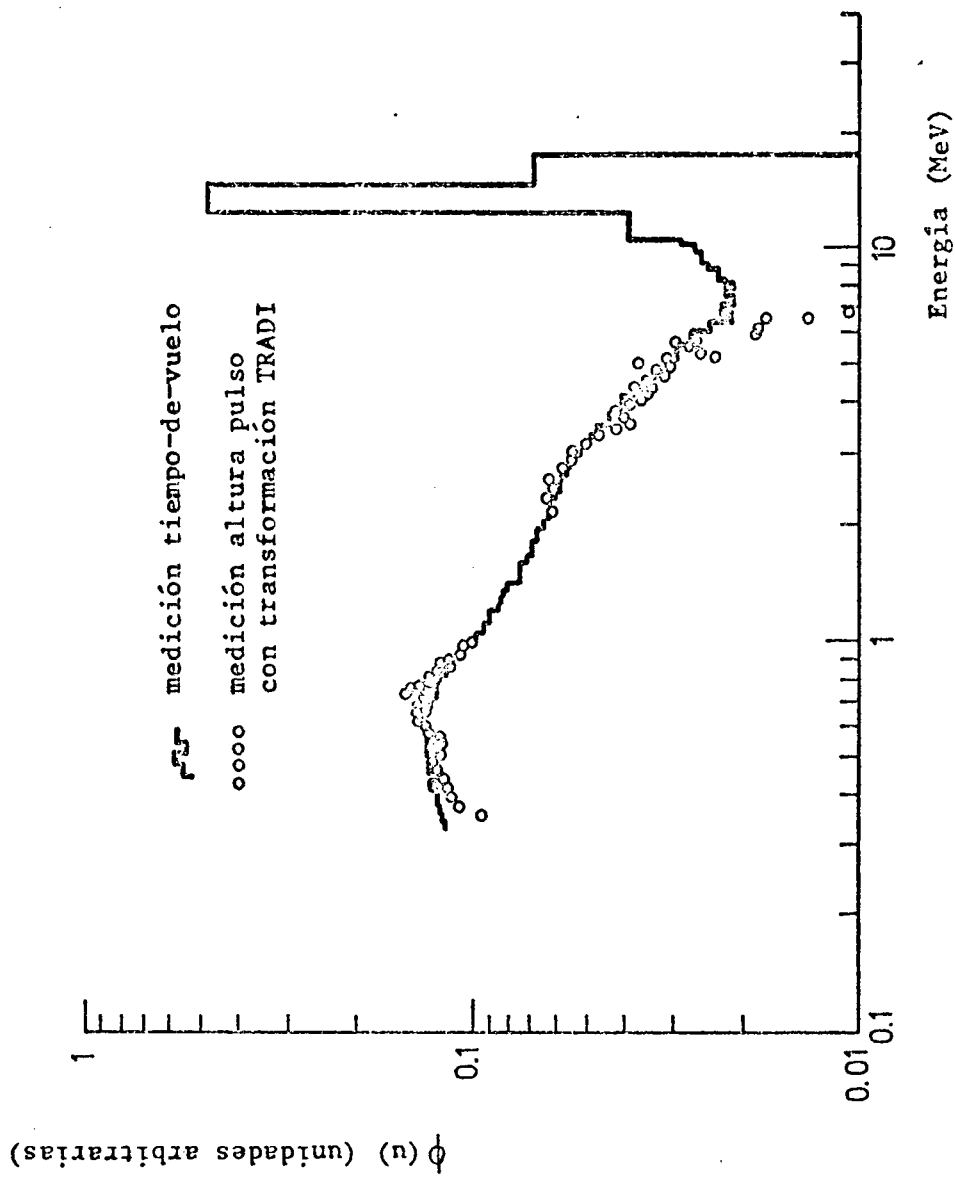


Fig. 6 Comparación de espectros "tiempo-de-vuelo" y "altura pulso - TRADI"

una placa de hierro de 4.0 cm de espesor ubicada aproximadamente a 36 cm del conjunto.

El centellador líquido NE 213 se colocó en una de las caras planas a lo largo del eje del cilindro. Para el caso del conjunto ZYLU 3020 se colocó una placa de plomo de 0.9 cm de espesor entre el conjunto y el detector para atenuar la actividad gama (inducida en los bloques de uranio en experimentos anteriores).

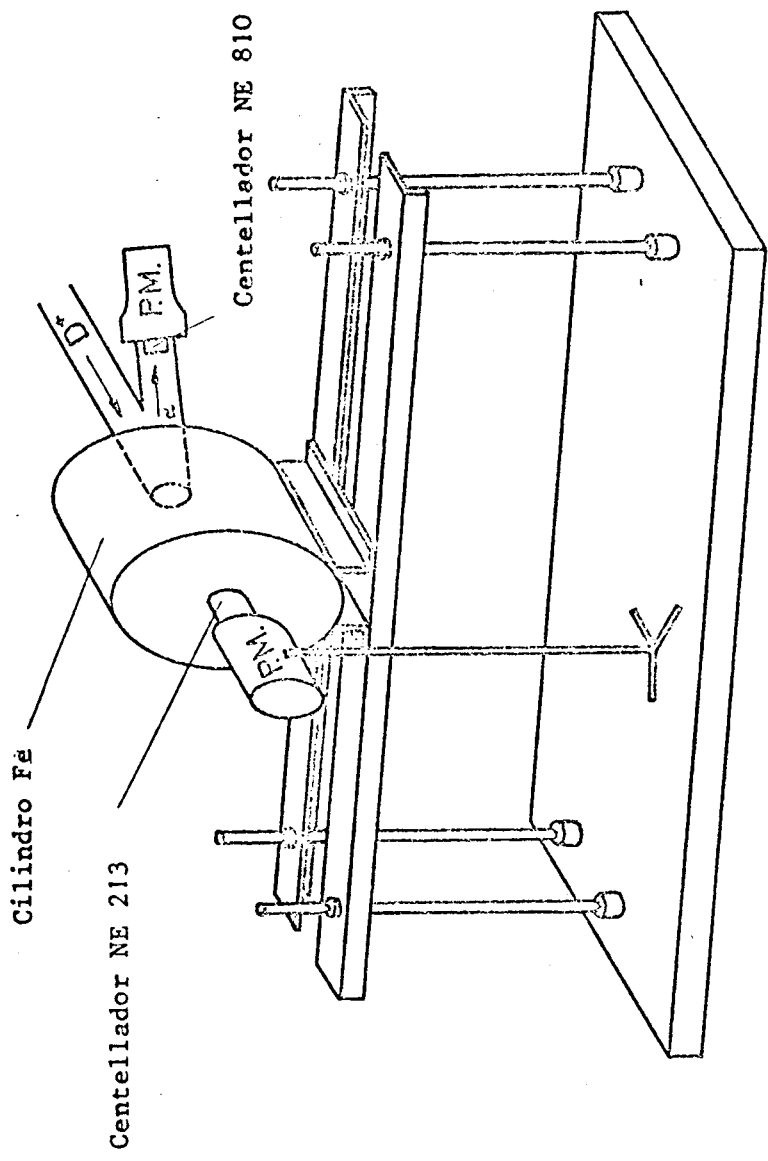
El blanco del generador de neutrones pulsados fué colocado en la cara plana opuesta a lo largo del eje del cilindro. Se utilizó un acelerador de 160 kV con una fuente de iones deuterio de alta frecuencia y un blanco de tritio /26/. En el blanco se producían isotrópicamente neutrones monoenergéticos de 14 MeV mediante la reacción  $D(T,n)\alpha$ . Se utilizó una técnica que proveía pulsos de neutrones de 2 nseg de ancho a una frecuencia de  $5 \times 10^4$  p.p.s. /7/. El ancho del pulso era 2 nseg a FWHM, 5 nseg a FW.1M y 11 nseg a FW.01M. Se producían  $2 \times 10^4$  neutrones por pulso. La forma del pulso en el blanco y la producción de neutrones eran continuamente controladas observando las partículas  $\alpha$  asociadas mediante un centellador plástico NE 810.

Los conjuntos experimentales se esquematizan en las Figs. 7 y 8.

## II.5 Medición de los espectros dependientes del tiempo

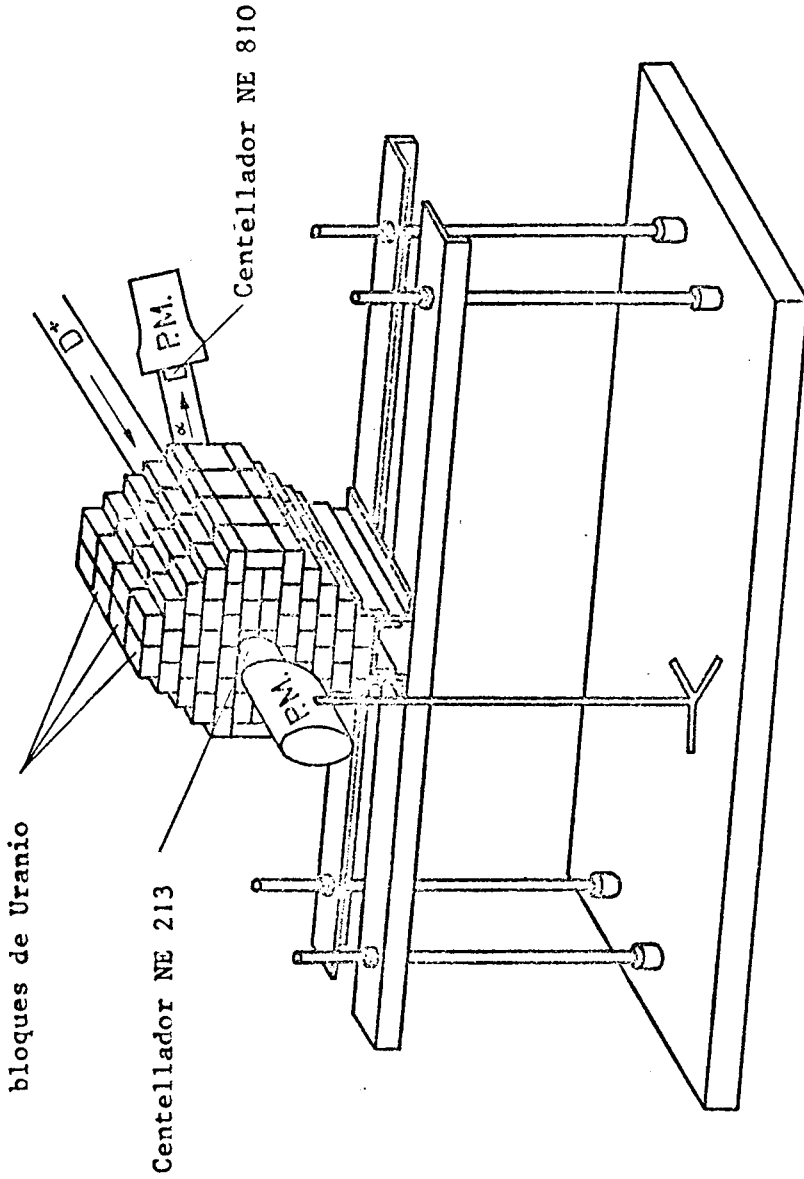
En cada conjunto experimental el análisis de altura de pulsos fué realizado con 512 canales de altura de pulsos y 8 intervalos de tiempo de 4.1 nseg cada uno en la medida con baja amplificación (rango de energía entre 1.2 MeV y 14 MeV), y respectivamente 8 intervalos de 8.2 nseg cada uno en la medición con alta amplificación (rango de energía entre 0.4 MeV y 2.2 MeV). Se verificó que las amplificaciones de altura de pulsos fueran idénticas a las usadas en la medición de la relación altura de pulso-energía del protón (Sección II.2.1). Esto se hizo reproduciendo las posiciones del frente Compton del rayo gama de una fuente de  $^{22}\text{Na}$  y el frente de la función respuesta de neutrones de 14 MeV.

Las pérdidas por tiempo muerto eran despreciables dado que la intensidad de la fuente fué reducida de manera que el contaje promedio para todas las señales



Cilindro Fe  
radio: 15.0 cm  
altura: 20.3 cm  
composición: 99.99% Fe natural

Fig 7 Conjunto experimental de hierro ZYLFE 3020



Bloque de Uranio

dimensiones: 5.08 cm x 5.08 cm x 2.54 cm

composición ( $10^{22}$  at/cm<sup>3</sup>):  $^{238}\text{U}$  4.741 E+00

$^{235}\text{U}$  3.440 E-02

Ni 1.571 E-02

Fig. 8 Conjunto experimental de uranio ZYLU 3020

era inferior a 0.1 por pulso. De esta manera la probabilidad de tener dos o más eventos en un pulso era menor que 0.5 %.

Para eliminar la contribución de neutrones directos de 14 MeV, la función respuesta correspondiente fué substraída del espectro de altura de pulsos antes de aplicar la evaluación TRADI. De medidas por tiempo-de-vuelo se conocía que los conjuntos producían flujos reducidos en la zona de energía (8 MeV a 12 MeV) donde la distribución de altura de pulsos es casi enteramente producida por neutrones de 14 MeV. Por lo tanto se normalizó la función respuesta de los neutrones de 14 MeV con el espectro medido de altura de pulsos en la región de energía entre 8 y 12 MeV. La selección de una zona de normalización distinta afecta a los resultados de manera no significativa.

Los espectros neutrónicos fueron integrados de modo de obtener flujos en grupos con intervalos de letargía de aproximadamente 0.3 . El conteo en los grupos de energía era suficiente como para que los errores estadísticos resultaran despreciables comparados con los errores sistemáticos, lo que se estimaron iguales o menores al 10 %.

Las mediciones biparamétricas fueron también analizadas mediante una integración en la variable temporal obteniéndose el espectro estacionario.

## Capítulo III

### PROCEDIMIENTO INTERPRETATIVO

#### III.1 Programa Monte-Carlo KAMCCO

En la interpretación de los resultados de las mediciones se utilizó el programa Monte-Carlo de Karlsruhe KAMCCO /8,27/. Este programa se seleccionó por los siguientes motivos:

a) permite calcular espectros neutrónicos dependientes del tiempo en pequeños conjuntos pulsados;

b) permite introducir cambios en los datos nucleares usados en el cálculo.

En la versión de KAMCCO aplicada en este estudio los neutrones se introducían en el conjunto a un tiempo prefijado y en una ubicación determinada. Estos neutrones, y sus progenies, eran analizados hasta un límite de tiempo fijado. El cálculo podía realizarse en tres dimensiones, con divisiones en regiones, describiendo exactamente al conjunto experimental medido.

Los datos nucleares para KAMCCO se preparan en base a la biblioteca de datos de Karlsruhe KEDAK /9/ mediante el programa DASU /28/ y el programa asociado DACONT /29/. Siguiendo la historia del neutrón a través de los distintos procesos, se computan las correspondientes secciones eficaces con los datos almacenados en el programa. Para cada isótopo y cada tipo de sección eficaz se utiliza un procedimiento especial para realizar una interpolación lineal en la región no resonante. La dispersión inelástica se describe en niveles discretos, y a energías elevadas mediante el modelo de evaporación. La dispersión elástica retiene la anisotropía de primer orden en el sistema centro de masa e involucra transformación al sistema de laboratorio.

Una ventaja importante para este estudio era que con KAMCCO se podía obtener a los espectros neutrónicos analizados en intervalos de tiempo y energía que podían ser variados, para ajustarlos a los utilizados en las mediciones.

El programa KAMCCO fué adaptado mediante la introducción de subrutinas adecuadas a los requerimientos del presente experimento. El organigrama de cálculo se muestra en la Fig. 9. La subrutina STOSS /30/ selecciona el tipo de proceso que tiene lugar durante la historia del neutrón sobre la base de los datos de las secciones eficaces. Se proveyó un acceso para poder modificar los datos originales en la sección eficaz de dispersión inelástica. Esta es la propiedad principal del programa KAMCCO para este estudio, pues permite definir datos ajustados para los procesos de dispersión inelástica.

La subrutina CRSECT /30/ permitió acceso para modificar los datos de la sección eficaz de fisión del  $^{238}\text{U}$ . Esto permitió investigar la sensibilidad respecto de estos datos en los cálculos del presente estudio.

La sensibilidad de los cálculos a los datos de procesos (n,2n) y a la temperatura nuclear en el modelo de evaporación pudieron ser investigados introduciendo cambios en los correspondientes datos mediante el programa asociado DACONT.

### III.2 Parámetros más sensibles del experimento

El espectro de fuga de neutrones rápidos en un pequeño conjunto, después de la inyección de un pulso de neutrones de 14 MeV, está principalmente determinado por los procesos de fisión, (n,2n) y dispersión inelástica. La sensibilidad respecto de los correspondientes datos de los espectros de fuga calculados fué investigada mediante KAMCCO y los programas asociados.

Los cambios típicos en los espectros de fuga dependientes del tiempo en los conjuntos ZYLU 3020 y ZYLFE 3020 debido a variaciones en los datos nucleares, se presentan en la Tabla III. La estimación de los cambios porcentuales en los espectros fueron obtenidos observando el comportamiento general en cada grupo de energía.

Los grupos de energía presentados en la Tabla III corresponden al intervalo de energía cubierto en el presente experimento.

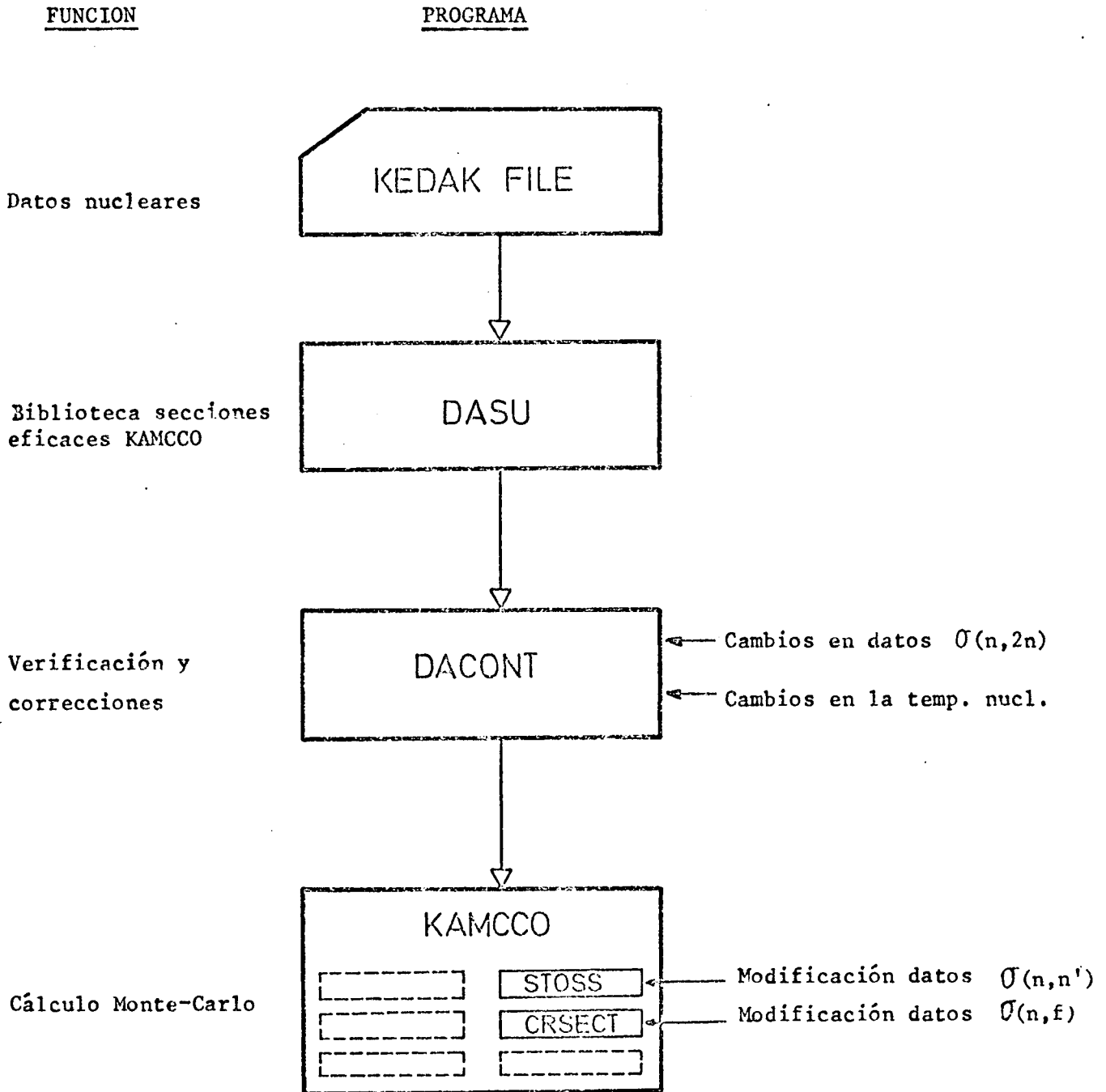


Fig. 9 Organigrama del procedimiento de cálculo

Tabla III

Sensibilidad de los espectros de fuga calculados  
respecto de los datos nucleares

Grupo	Energía MeV	Cambios porcentuales absolutos en los espectros de fuga										% Precisión del cálculo
		Conjunto ZYLU 3020					Conjunto ZYLFE 3020					
		$\sigma(n, f)$ + 20 %	$\sigma(n, 2n)$ - 100 %	Nucl T + 30 %	$\sigma(n, n')$ - 20 %	$\sigma(n, 2n)$ - 100 %	Nucl T + 20 %	$\sigma(n, n')$ + 20 %				
5	5.11 - 6.50	3	12	10	36	3	1	45	10			
9	1.87 - 2.50	2	9	0	34	1	1	35	5			
13	0.56 - 0.80	2	3	0	20	1	1	30	3			

### III.2.1 Sensibilidad respecto de los datos de fisión

La precisión de los datos KEDAK para la sección eficaz de fisión del  $^{238}\text{U}$  se estima en 10 % /31/. Para estimar la sensibilidad de los cálculos respecto de los datos de fisión del  $^{238}\text{U}$ , se simuló un caso extremo en el cual la sección eficaz fué aumentada en 20 %.

Los resultados de Tabla III muestran que aun en este caso la influencia es despreciable comparada con la precisión estadística de los cálculos.

### III.2.2 Sensibilidad respecto de los datos (n,2n)

La sección eficaz para los procesos (n,2n) para el  $^{238}\text{U}$  y el Fe fué reducida drásticamente en 100 % (es decir, la sección eficaz fué igualada a cero).

Los resultados de Tabla III muestran que para el conjunto de uranio el espectro de fuga tiene una variación ligeramente mayor que la precisión del cálculo. Por lo tanto se estimó que las incertezas en los datos (n,2n) para el  $^{238}\text{U}$ , estimadas menores al 10 % /31/, tienen una influencia no significativa en los espectros de fuga.

Para el caso del conjunto de Fe las variaciones son despreciables.

### III.2.3 Sensibilidad respecto de la temperatura nuclear

Dado que la dispersión inelástica a altas energías se calculó con el modelo de evaporación, se investigó la sensibilidad respecto del parámetro temperatura nuclear.

Para el caso del  $^{238}\text{U}$ , donde el modelo de evaporación se aplicó para energías mayores que 2 MeV, se aumentó la temperatura nuclear en 30 %. Como se aprecia en la Tabla III, solo el grupo de energía más alta presenta una variación comparable con la precisión del cálculo. No se espera que exista una inexactitud del orden estudiado aquí para la temperatura nuclear. Por lo tanto la sensibilidad respecto de inexactitudes en este parámetro fué estimada des-

preciable para el  $^{238}\text{U}$  en este experimento.

Para el caso del Fe el modelo de evaporación se aplicó en energías superiores a 5 MeV. Un incremento de 20 % en la temperatura nuclear provoca variaciones despreciables en los espectros de fuga.

#### III.2.4 Sensibilidad respecto de los datos de dispersión inelástica

La gran sensibilidad de los espectros de decaimiento a las variaciones en los datos de  $\sigma(n,n')$  había sido demostrada para el caso del  $^{238}\text{U}$  /5,32/. Con el objeto de tener una comparación cuantitativa con los efectos competitivos estudiados, en la Tabla III se presentan los efectos que resultan si  $\sigma(n,n')$  para  $^{238}\text{U}$  se disminuye en 20 % y  $\sigma(n,n')$  para el Fe se aumenta en 20 %. Estos resultados demuestran que los procesos de dispersión inelástica son los que tienen mayor efecto sobre los espectros de decaimiento, y que estos espectros son muy sensibles a pequeños cambios en los datos de  $\sigma(n,n')$ . Es importante tener presente que en este trabajo solamente se modificó la sección eficaz total de dispersión inelástica, dejando inalterada la matriz de dispersión inelástica.

#### III.3 Distorsión por tiempo-de-vuelo

Para evitar tiempos de computación excesivamente largos para obtener una conveniente precisión estadística, los espectros de fuga dependientes del tiempo fueron calculados a través de la superficie del conjunto experimental donde estaba ubicado el detector, sin incluir a este último en el cálculo. En las mediciones el detector puede detectar neutrones que se han originado en cualquier punto de la superficie. Por lo tanto los neutrones detectados tienen caminos de vuelo variables, desde su origen en la superficie del conjunto hasta el detector. Esto produce una distorsión por tiempo-de-vuelo en el comportamiento temporal medido.

Para estimar esta distorsión se realizó un cálculo con KAMCCO para una geometría que representaba exactamente al conjunto ZYLFE 3020 con el detector.

Este cálculo demandó un tiempo apreciablemente mayor que el cálculo del espectro de fuga através de la superficie. El espectro obtenido para el detector en este caso presentó un corrimiento de aproximadamente 1 nseg. Este corrimiento es del orden de la precisión temporal de las mediciones.

#### III.4 Influencia de los neutrones de retorno

Para estudiar la influencia de los neutrones de retorno provenientes de la placa de hierro que soportaba a los conjuntos experimentales, con el programa KAMCCO se realizaron dos cálculos para un sistema esférico de uranio de aproximadamente el mismo volumen que el conjunto ZYLU 3020. En un caso la esfera de uranio estaba desnuda, en el otro caso recubierta por una envoltura esférica de hierro de 4.0 cm de espesor a una distancia de 36.0 cm de la esfera de uranio.

El espectro neutrónico en la esfera de uranio fué el mismo en ambos casos, probando que no había neutrones de retroceso perturbando las mediciones. Este resultado teórico fué verificado mediante dos mediciones por el método del tiempo-de-vuelo. El conjunto medido era un cilindro de hierro de 30.0 cm de diámetro y 15.0 cm de altura, que en uno de los casos tenía una placa de hierro de 5.0 cm de espesor colocada a 25.0 cm del cilindro. Para energías superiores a 600 KeV los espectros resultaron idénticos al menos dentro del 2 %.

#### III.5 Cálculo de los espectros dependientes del tiempo

Los espectros de decaimiento de los conjuntos ZYLFE 3020 y ZYLU 3020 fueron calculados con el programa KAMCCO en grupos de letargia aproximadamente 0.3 . El comportamiento temporal fué calculado en secuencias de 4.1 nseg y 8.2 nseg. De esta manera la estructura energía-tiempo era la misma utilizada en las mediciones.

Los errores estadísticos típicos en los flujos calculados resultaron alrededor del 10 % para los espectros dependientes del tiempo, y alrededor del

5 % para los espectros estacionarios. Para obtener esta precisión fué necesario analizar aproximadamente  $7.5 \times 10^4$  historias de neutrones en los cálculos de ZYLFE 3020, lo que demandó tiempos de computación de aproximadamente 10 min en la computadora IBM 370/165. Para el caso de ZYLU 3020 se analizaron aproximadamente  $9 \times 10^4$  historias de neutrones, demandando un tiempo de computación de aproximadamente 30 min.

Con el programa KAMCCO se introdujeron cambios relativos en los datos de la sección eficaz de dispersión inelástica. Mediante un procedimiento de prueba-y-error se pudo definir correspondientes datos ajustados para el Fe y el  $^{238}\text{U}$  de modo de lograr acuerdo entre los resultados de los espectros temporales medidos y calculados.

## Capítulo IV

### RESULTADOS

Los resultados medidos y calculados de los espectros dependientes del tiempo y de la energía, y de los espectros estacionarios, se presentan en las Figs. 10 a 12 para el conjunto ZYLFE 3020, y en las Figs. 14 a 16 para el conjunto ZYLU 3020.

Los resultados experimentales están normalizados a una misma intensidad arbitraria de fuente.

Los resultados calculados fueron normalizados a un neutrón fuente.

Para comparar los experimentos con los cálculos se determinó un factor de normalización mediante el ajuste gráfico de los resultados medidos y calculados de modo de obtener la mínima desviación relativa en los flujos dependientes del tiempo en la zona central del rango de energía de este estudio. Como se puede apreciar en las Figs. 12 y 16, esto implica una normalización de los flujos estacionarios en el intervalo de energía entre 1 y 4 MeV.

#### IV.1 Resultados del conjunto de hierro

Como se esperaba, la verificación más sensible es la comparación de los espectros dependientes del tiempo, como se aprecia en las Figs. 10 a 12. Los cálculos basados en los datos KEDAK se desvian apreciablemente respecto de las mediciones en energías menores que 3 MeV. Cuando se aplican los datos AJUSTADOS, obtenidos mediante el procedimiento de prueba-y-error mencionado en Sección III.5, se logra buen acuerdo en todos los grupos de energía.

El espectro estacionario, obtenido mediante integración de los espectros dependientes del tiempo, presenta menor sensibilidad a los cambios en  $\bar{U}(n, n')$ .

De todas maneras se obtiene mejor acuerdo cuando se aplican los datos AJUSTADOS, como se ve en Fig. 12. En la parte superior de esta figura se muestran los cambios relativos aplicados a los datos KEDAK. Los datos de  $\sigma(n, n')$  provenientes de KEDAK y los datos AJUSTADOS se muestran en Fig. 13.

#### IV.2 Resultados del conjunto de uranio

En el cálculo del conjunto de uranio se utilizaron tres datos para la sección eficaz de dispersión inelástica: KEDAK, BLUHM /33/ y AJUSTADOS. Se muestra en las Figs. 14 y 15, para los espectros dependientes del tiempo, y en la Fig. 16 para el espectro estacionario, que con los datos AJUSTADOS se obtiene mejor acuerdo con las mediciones. Los cambios relativos respecto de los datos KEDAK se muestran en la parte superior de la Fig. 16. Los datos de  $\sigma(n, n')$  KEDAK, BLUHM y AJUSTADOS se muestran en la Fig. 17.

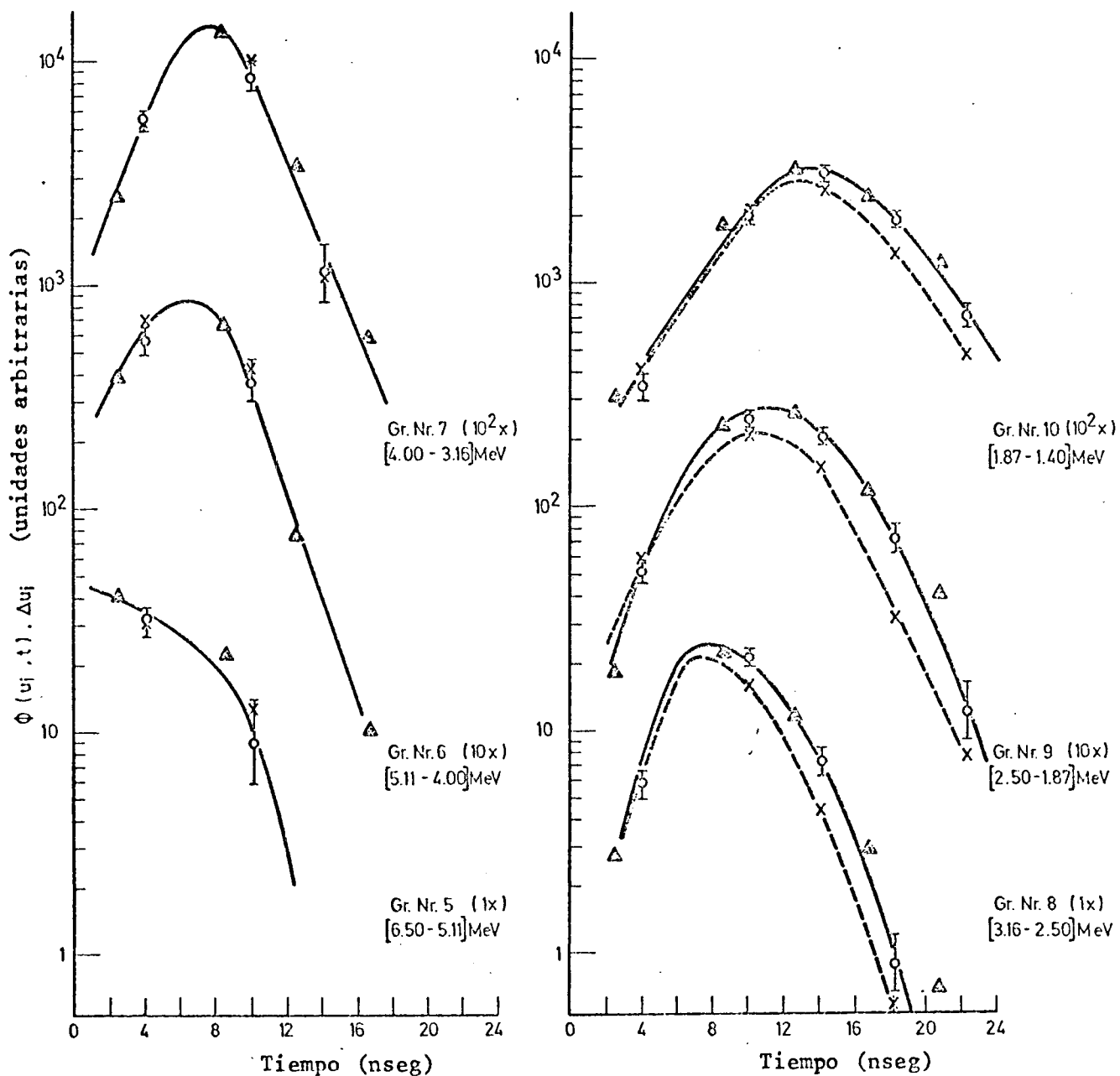


Fig.10 Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados del cilindro de hierro ZYLFE 3020

Medición	$\Delta$	
Cálculo Monte-Carlo	{ x datos KEDAK o datos AJUSTADOS	----
		——

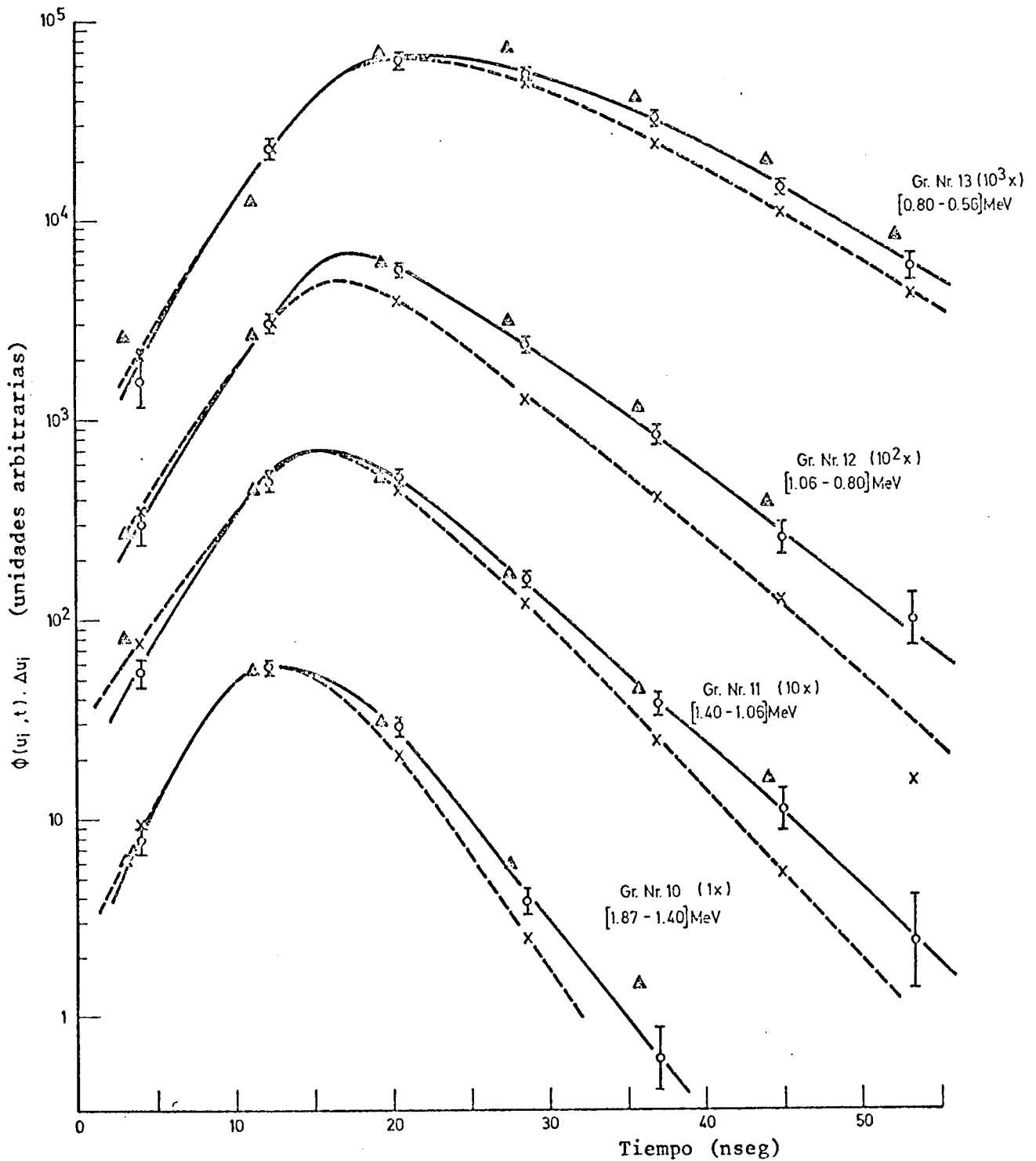


Fig.11 Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados del cilindro de hierro ZYLFE 3020

Medición	$\Delta$	
Cálculo Monte-Carlo	{ x	datos KEDAK -----
	{ o	datos AJUSTADOS -----

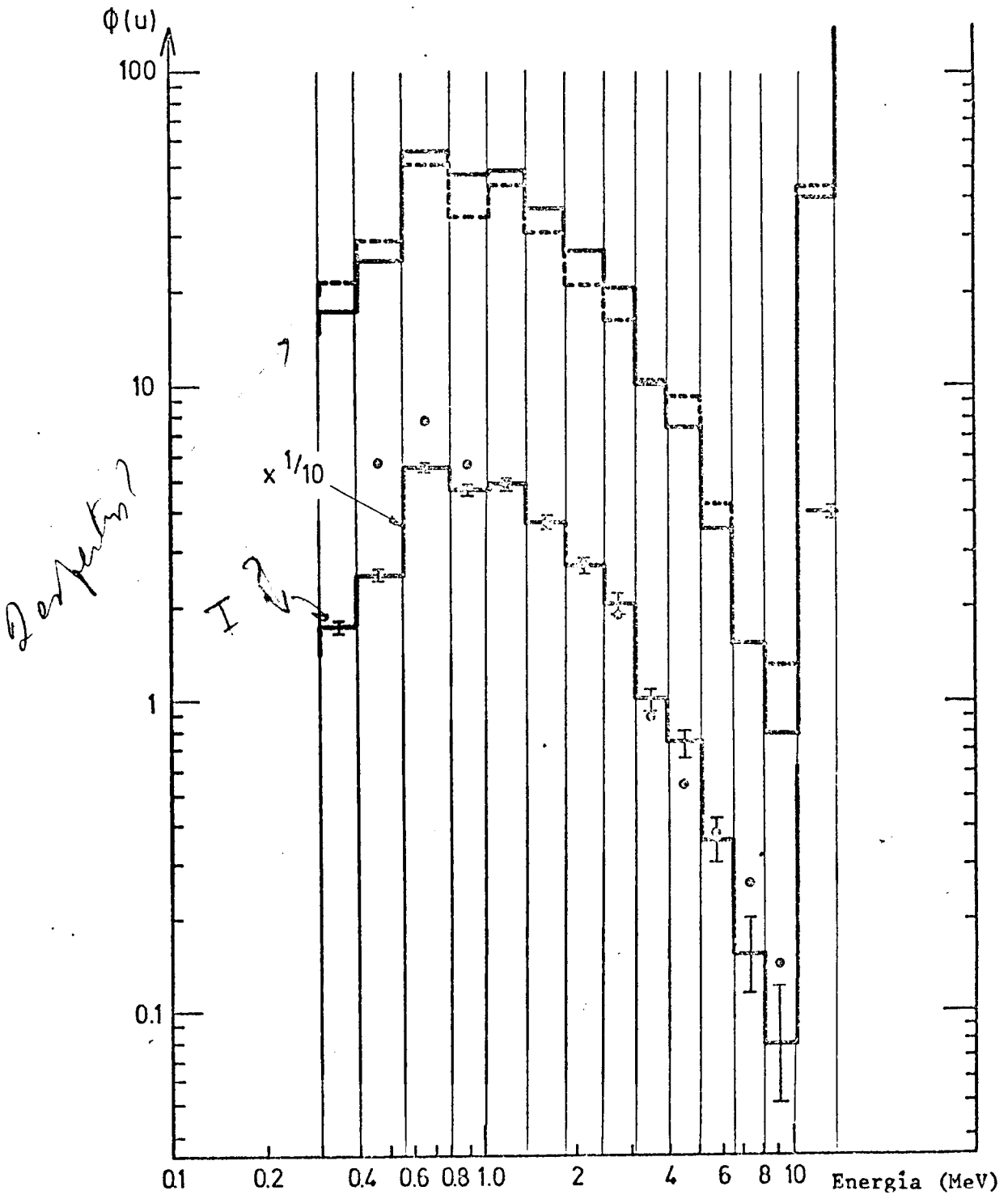
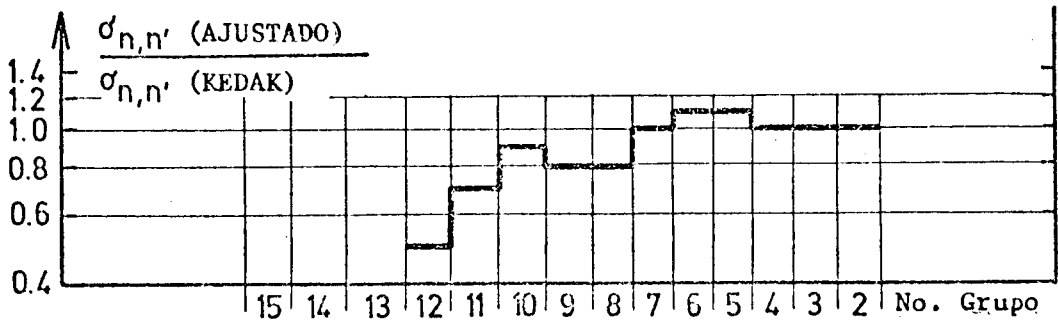


Fig. 12

Espectro de fuga medido y calculado del cilindro de hierro ZYLFE 3020

- |                     |  |
|---------------------|--|
| Medición            | • centellador NE 213 (técnica altura de pulso) |
| Cálculo Monte-Carlo | { --- datos KEDAK<br>--- datos AJUSTADOS       |

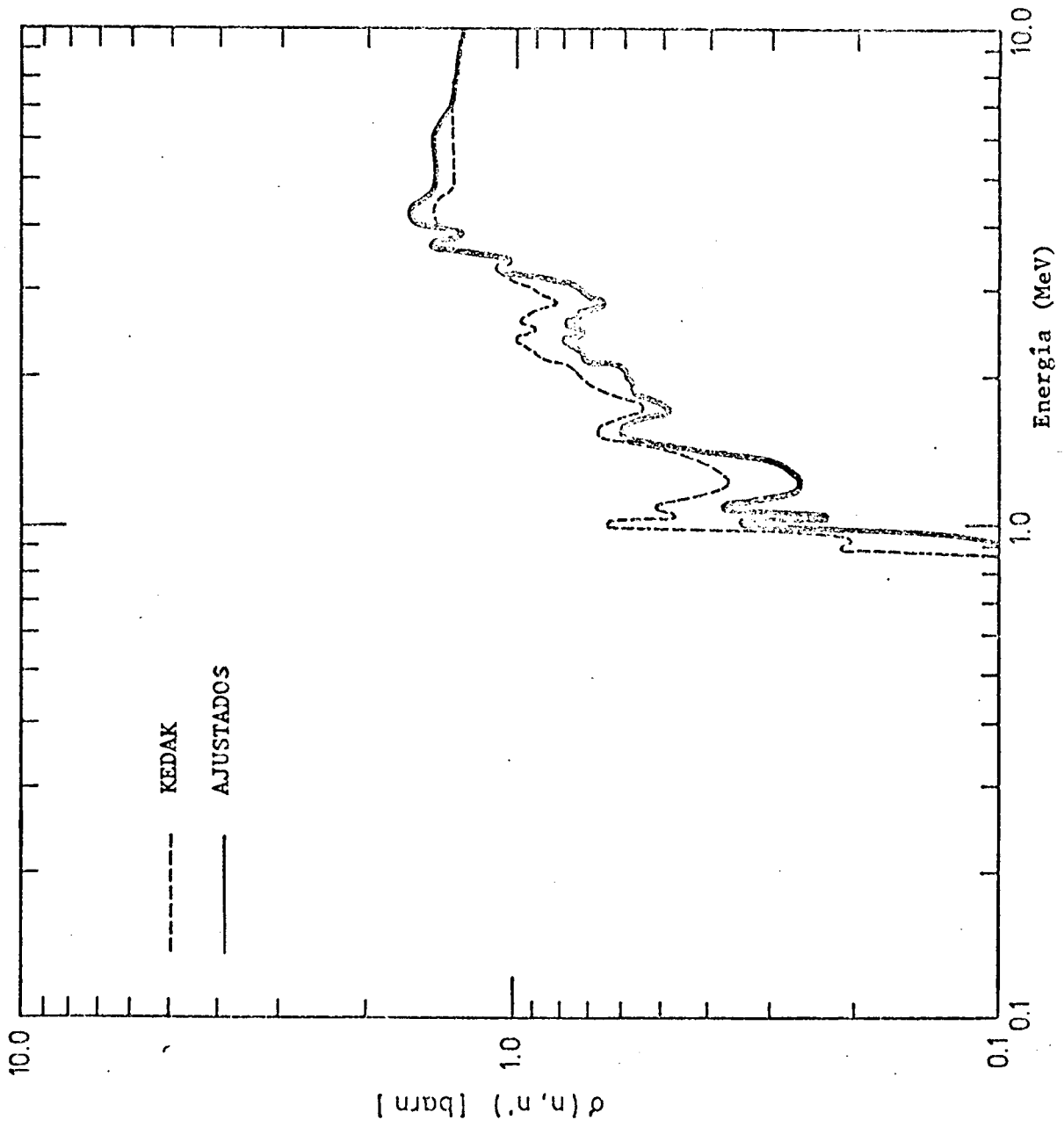


Fig. 13 Sección eficaz de dispersión inelástica para el hierro

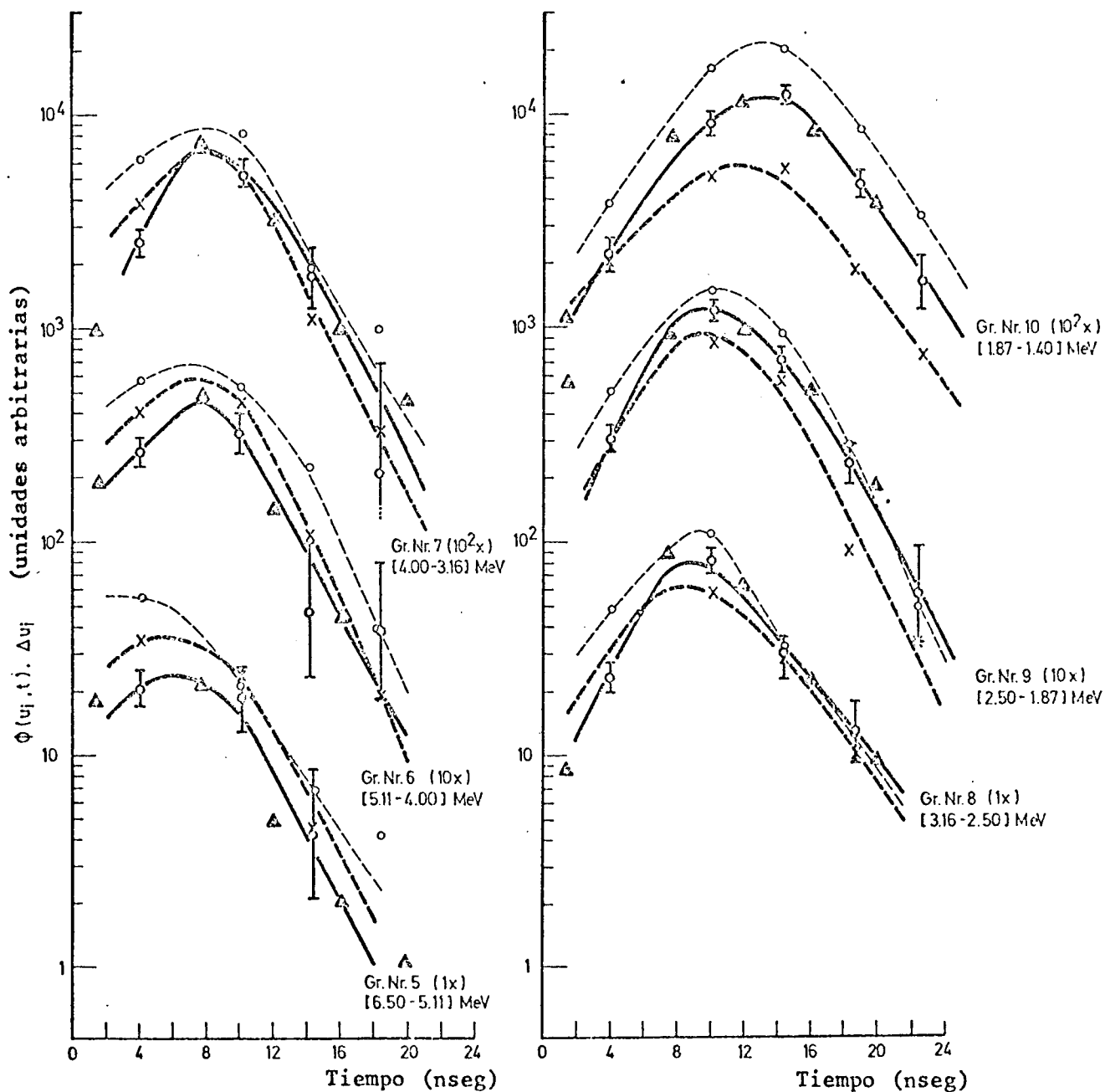


Fig. 14 Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados del conjunto de uranio ZYLU 3020

Medición  $\Delta$

Cálculo Monte-Carlo

$\left\{ \begin{array}{l} \times \text{ datos KEDAK} \\ \circ \text{ datos BLUHM} \\ \bullet \text{ datos AJUSTADOS} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array}$

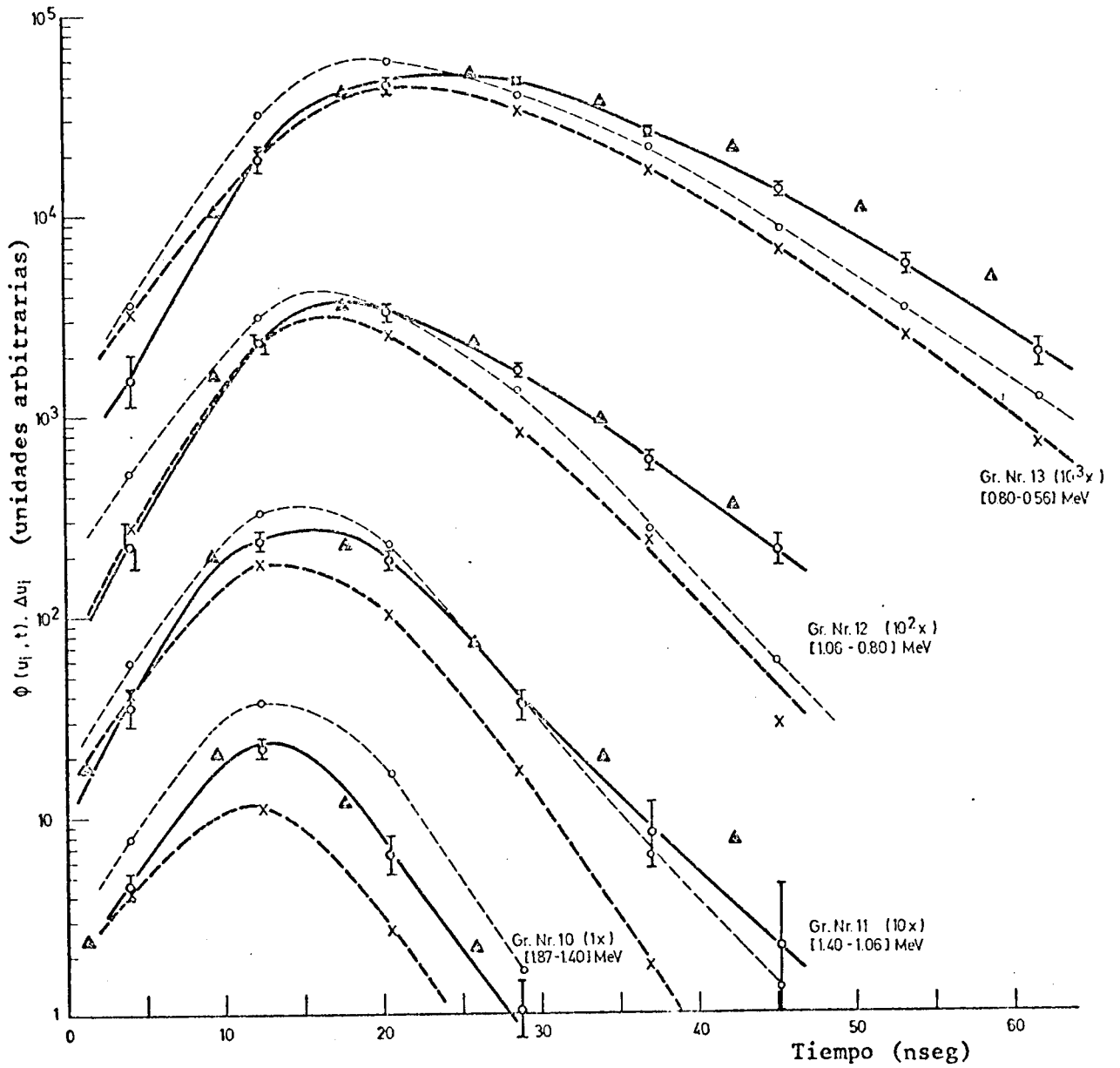


Fig. 15 Flujos dependientes del tiempo medidos y calculados

del conjunto de uranio ZYLU 3020  
Medición  $\Delta$

Cálculo Monte-Carlo { x datos KEDAK ---  
o datos BLUHM -.-  
o datos AJUSTADOS —

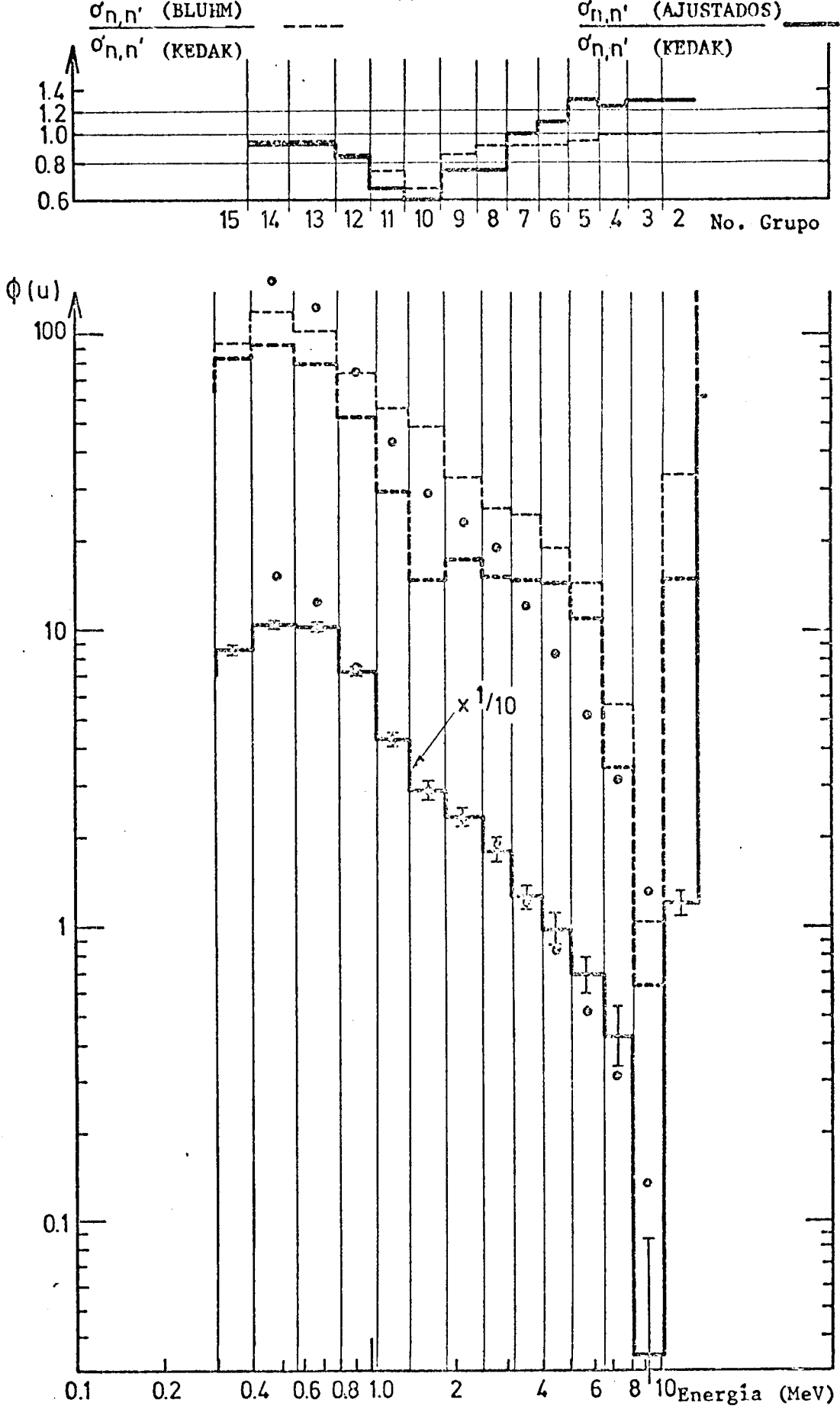


Fig. 16

Espectro de fuga medido y calculado del conjunto de uranio ZYLU 3020

- |                     |   |   |                 |
|---------------------|---|---|-----------------|
| Medición            | ○ | centellador NE 213<br>(técnica altura de pulso) |                 |
| Cálculo Monte-Carlo | { | ---   | datos KEDAK     |
|                     |   | - - -   | datos BLUHM     |
|                     |   | — — —   | datos AJUSTADOS |

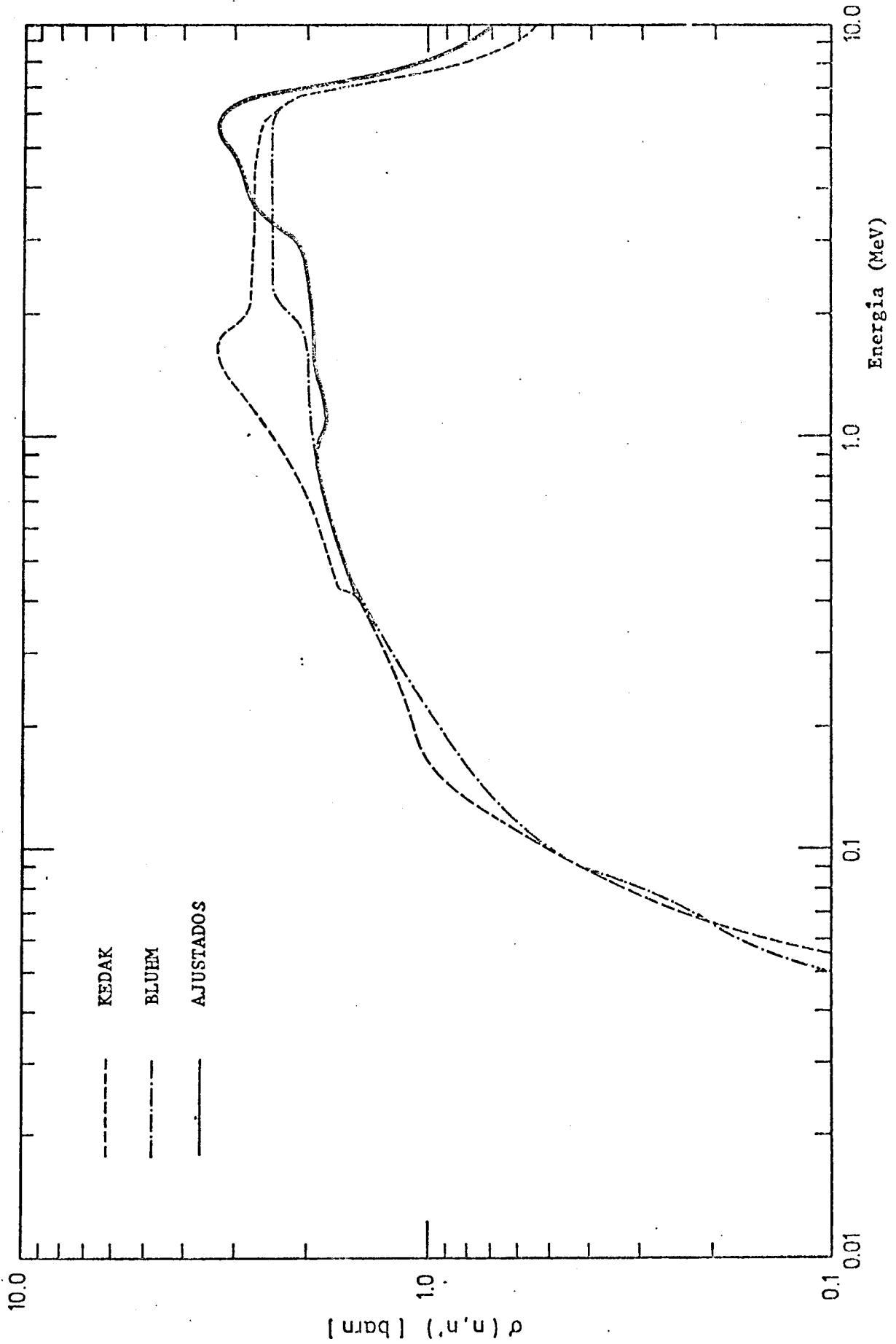


Fig. 17 Sección eficaz de dispersión inelástica para el  $^{238}\text{U}$

## Capítulo V

### VERIFICACION DE LOS DATOS AJUSTADOS

Con el objeto de verificar la fiabilidad de los datos AJUSTADOS para las secciones eficaces de dispersión inelástica definidos en este estudio, se los aplicó en el cálculo de experimentos independientes.

#### V.1 Conjunto de hierro con una fuente de californio

Se midió el espectro de fuga estacionario através de una de las caras planas de un cilindro de hierro, de 15.0 cm de radio y 15.0 cm de altura, con una fuente de californio ubicada en la cara opuesta.

El programa KAMCCO se utilizó para calcular el espectro durante los primeros 50 nseg después de inyectar un neutrón en el conjunto. De esta manera es posible describir el espectro estacionario para energías superiores a 400 KeV /34/. Se calculó la geometría exacta del conjunto con el detector incluido. Para obtener precisiones entre el 3 y el 15 % en los grupos con energías inferiores a 4 MeV, fué necesario aproximadamente 60 min de cálculo. Para obtener similar precisión en los grupos con energías superiores a 4 MeV, fué necesario un cálculo adicional de 20 min en el que se utilizó una opción de KAMCCO que permitió truncar el espectro de la fuente de californio debajo de los 4 MeV.

Los cálculos fueron realizados con los datos KEDAK y con los datos AJUSTADOS para  $\sigma(n,n')$ .

Como se observa en la Fig. 18, los datos AJUSTADOS permiten lograr un mejor acuerdo con las mediciones.

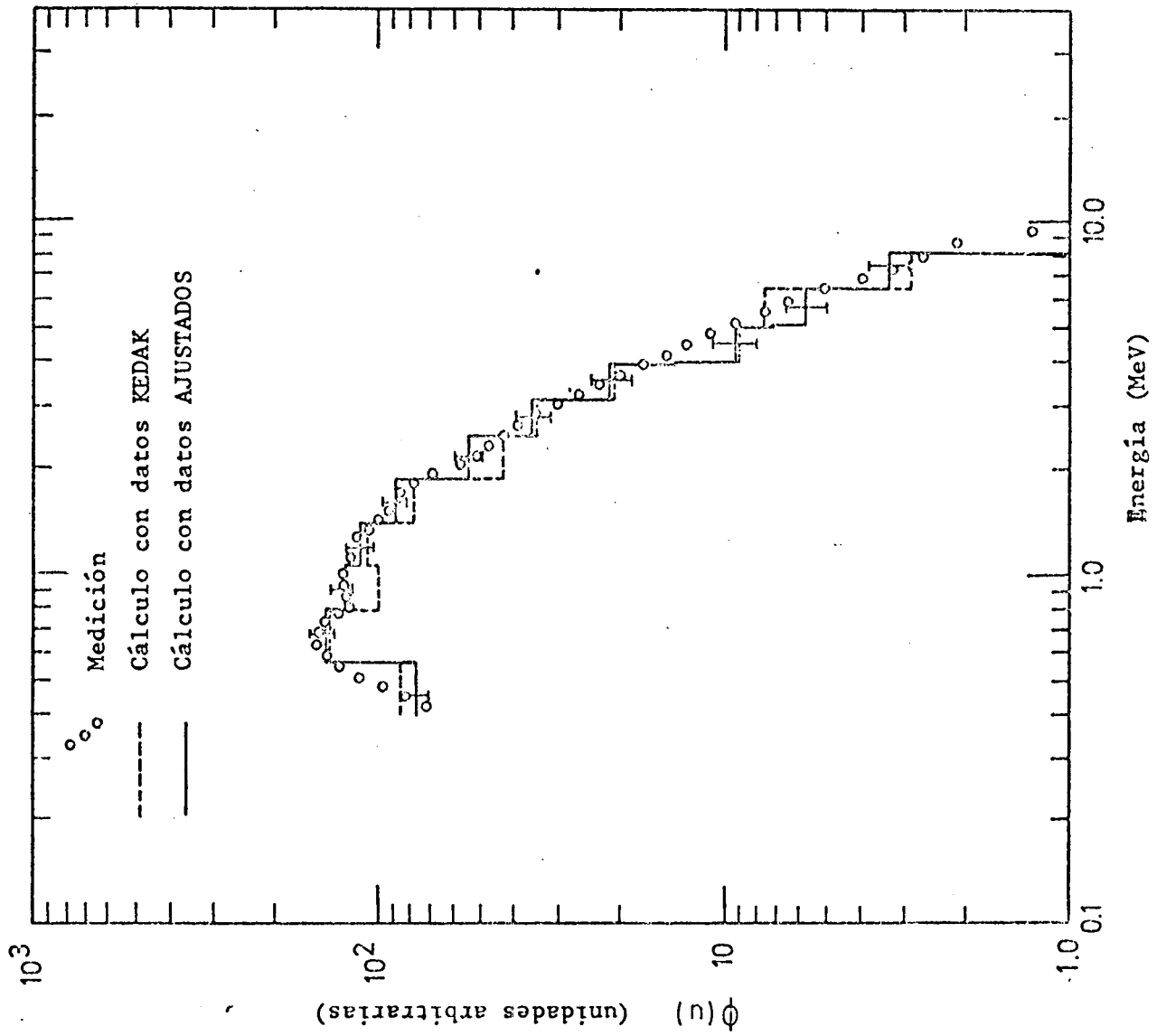


Fig. 18 Espectro estacionario de fuga de un conjunto de hierro con una fuente de californio

## V.2 Nucleo crítico rápido de uranio

9 El conjunto crítico SNEAK-8 era un núcleo de uranio con una zona asintótica /35/. Los parámetros integrales de este núcleo eran sensibles a las propiedades del  $^{238}\text{U}$ .

En los cálculos se utilizó el programa multigrupo para cálculo de celdas KAPER /36/, que se aplica habitualmente en el análisis de los experimentos realizados en conjuntos críticos tipo SNEAK.

Un primer cálculo fue realizado usando los datos KFKINR /37/ de secciones eficaces en grupos. La función de peso usada en los datos KFKINR se aplicó para generar secciones eficaces de dispersión inelástica en grupos a partir de los datos KEDAK y de los datos AJUSTADOS. Estos datos en grupos se presentan en la Tabla IV.

Los nuevos datos reemplazaron a los correspondientes datos KFKINR en los cálculos con KAPER. Los resultados para el factor de multiplicación infinita  $K_{\infty}$  y las relaciones de captura y fisión en  $^{238}\text{U}$  a las fisiones en  $^{235}\text{U}$  se presentan en la Tabla V junto con los resultados medidos.

Se puede ver que los resultados obtenidos con los datos AJUSTADOS concuerdan mejor con las mediciones que los resultados obtenidos con los datos KEDAK. Además, los resultados obtenidos con los datos AJUSTADOS concuerdan con los obtenidos con los datos KFKINR. *De acuerdo con los datos KFKINR*

Un acuerdo similar entre resultados obtenidos con los datos AJUSTADOS y con los datos KFKINR se encontró en el cálculo de aproximadamente 30 núcleos rápidos de potencia cero /38/.

Debe tenerse presente que los datos KFKINR fueron obtenidos mediante un método de evaluación completamente independiente.

El acuerdo obtenido con los datos AJUSTADOS para el Fe y el  $^{238}\text{U}$  verifica la capacidad del presente método para definir fiables correcciones a los datos de la sección eficaz total de dispersión inelástica.

Tabla IV

Sección eficaz inelástica para el  $^{238}\text{U}$

Grupo	Energía superior MeV	Sección eficaz inelástica (BARN)		
		KFKINR	KEDAK	AJUSTADOS
1	10.5	1.16	1.25	1.68
2	6.5	2.10	2.56	2.95
3	4.0	2.25	2.61	2.18
4	2.5	2.25	2.79	1.93
5	1.4	2.15	2.67	1.83
6	0.8	1.60	1.74	1.65
7	0.4	1.05	1.08	1.08
8	0.2	0.65	0.77	0.77
9	0.1	0.25	0.21	0.21

Tabla V

Cálculo del nucleo SNEAK-8 con diferentes datos inelásticos

Datos inelásticos	Cálculo			Medición
	KFKINR	KEDAK	AJUSTADOS	
$K_{\infty}$	0.9954	0.9625	0.9963	1.0065 $\pm$ 0.0018
$^{238}\text{U}$ captura $^{235}\text{U}$ fisión	0.122	0.123	0.123	0.115 $\pm$ 0.003
$^{238}\text{U}$ fisión $^{235}\text{U}$ fisión	0.0226	0.0197	0.0232	0.0222 $\pm$ 0.0006

## Capítulo VI

### CONCLUSIONES

Se ha desarrollado un método para verificar y corregir los datos de la sección eficaz total de dispersión inelástica de materiales utilizados en reactores. Este método está basado en la gran sensibilidad a los procesos de dispersión inelástica de los espectros de decaimiento de neutrones rápidos en pequeños conjuntos pulsados. Analizando el decaimiento de los espectros en pequeños intervalos de energía, se puede introducir cambios cuantitativos en los datos de la sección eficaz de dispersión inelástica de manera de lograr acuerdo entre cálculo y medición. De esta manera se pueden definir datos ajustados.

En el presente trabajo se obtuvieron datos ajustados para la sección eficaz total de dispersión inelástica del Fe y del  $^{238}\text{U}$ , manteniendo las respectivas matrices de dispersión inelástica sin alterar.

Los datos ajustados obtenidos fueron verificados mediante experimentos independientes, que probaron la fiabilidad de la información lograda.

El presente método puede aplicarse a la investigación de otros materiales de interés en reactores.

Apéndice A

TRADI - Programa para transformar distribuciones  
de altura de pulsos medidas con un detector orgánico  
de retroceso de protones

Resumen del programa

TRADI

1. Nombre del programa: TRADI, programa para transformar distribuciones de altura de pulsos medidas con un detector orgánico de retroceso de protones.
2. Computadora para la que se programó: IBM 370/165.  
Lenguaje de Programación utilizado: FORTRAN IV.
3. Tipo de problema físico que resuelve: La distribución experimental de altura de pulsos obtenida con un detector de retroceso de protones es transformada para obtener el flujo neutrónico.
4. Método de solución: Transformación de la altura del pulso a energía del protón de retroceso mediante un ajuste analítico de la respuesta a neutrones monoenergéticos medida con el detector. Asumiendo una distribución constante en energía de los protones de retroceso, se obtiene el flujo de neutrones mediante diferenciación de la distribución experimental de altura de pulsos.
5. Restricciones en la complejidad del problema: La presente versión de TRADI fué preparada para un detector centellador orgánico. Es necesario introducir pequeñas modificaciones cuando se aplica a otro tipo de detector de retroceso de protones.

6. Tiempo de computación típico: 4.8 seg tiempo CPU para transformar una distribución de 512 canales de altura de pulsos.
7. Características novedosas del programa: Se trata de un programa muy simple y flexible, que puede adaptarse fácilmente a los requerimientos especiales que requiera el experimento a realizar.
8. Status: en uso.
9. Requerimiento de computadora: 104 K-Bytes en IBM 370/165.
10. Sistema operativo: OS 360-370.
11. Material obtenible: (de IASR, Kernforschungszentrum Karlsruhe) programa Fortran en tarjetas, problema tipo, resultados del problema tipo, manual de instrucciones.

## A.1 Organigrama

El organigrama del programa TRADI se muestra en Fig. a. Las operaciones son realizadas por varias subrutinas, que se describen brevemente a continuación. En el Apéndice B se presenta el listado del programa.

### A.1.1 Subrutina CONVER

Esta subrutina realiza la transformación de la altura de pulso  $V$  a la energía del protón de retroceso  $E_p$  según la Ec. (1). Se utilizan los coeficientes  $A_i$  obtenidos con el programa de ajuste de cuadrados mínimos LESQU /16/ aplicado a los datos obtenidos con el detector. Para un detector centellador líquido NE 213 los datos necesarios pueden obtenerse de las Refs. /13,15/, ó del presente trabajo, Tabla I.

Dado que el ajuste de los dispositivos electrónicos puede variar de un experimento a otro, se debe aplicar una calibración entre la escala de pulsos actual y la que se utilizó originalmente para obtener los coeficientes  $A_i$ . Cuando se dispone de una fuente de neutrones de 14 MeV, caso frecuente en muchas mediciones, puede aplicarse una calibración conveniente usando la altura de pulso que se mide para los neutrones de 14 MeV, aquí definida  $V_M(14 \text{ MeV})$ . El factor de calibración CF se define

$$CF = \frac{V_A(14 \text{ MeV})}{V_M(14 \text{ MeV})}$$

donde  $V_A(14 \text{ MeV})$  es la altura de pulso de los neutrones de 14 MeV en los datos utilizados para obtener los coeficientes  $A_i$ . Otro procedimiento conveniente de calibración de la escala de altura de pulsos resulta de aplicar la altura del pulso correspondiente al

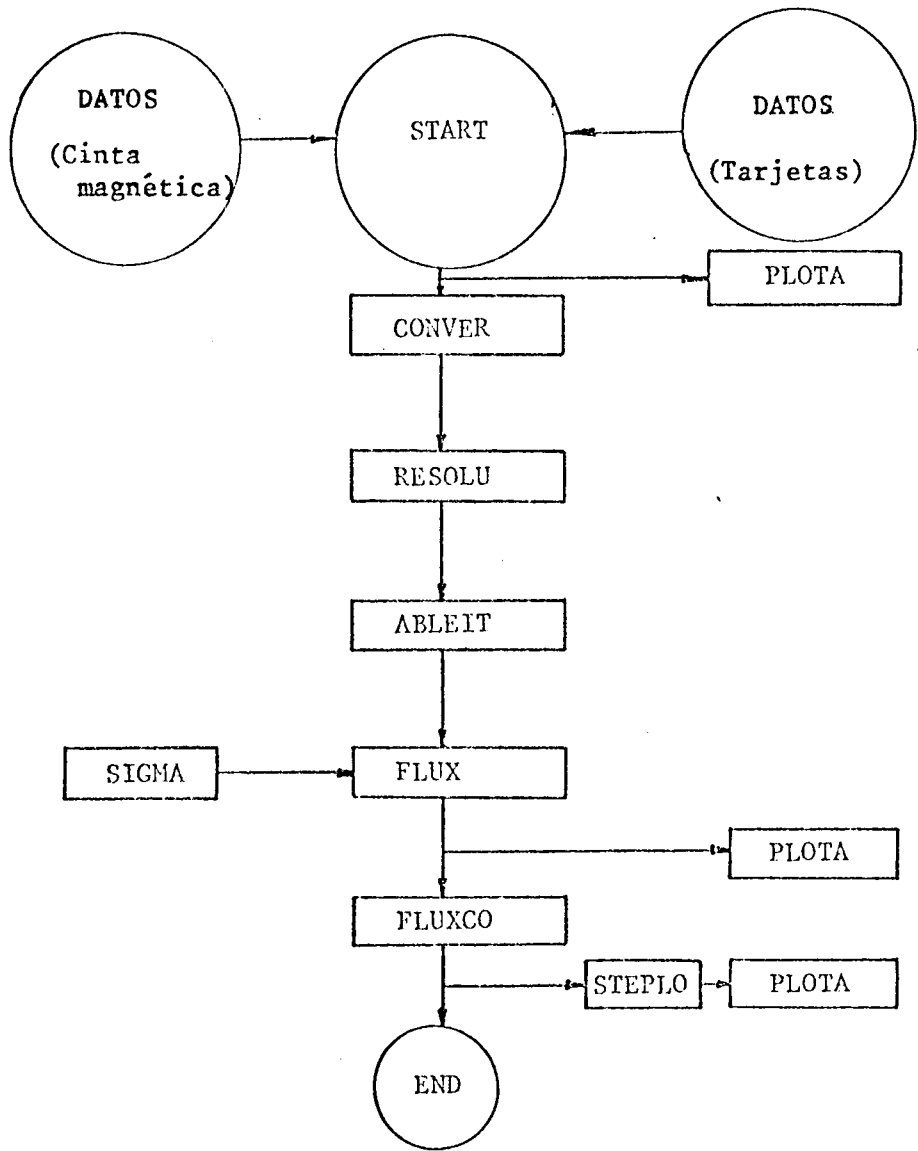


Fig. a Organigrama del programa TRADI

frente Compton de una fuente gama de  $^{22}\text{Na}$ .

CONVER determina la energía correspondiente al punto medio de cada canal de medición. En el punto medio del primer canal es  $V = E_p = 0$ .

#### A.1.2 Subrutina RESOLU

El ancho de cada canal en un analizador multicanal normal permanece constante durante cada medición. Con el objeto de tener una resolución constante en la distribución medida de altura de pulsos, la subrutina RESOLU realiza una combinación sumando el conteo de los canales de tal manera que  $\Delta V/V$  permanece aproximadamente constante e igual o menor que la resolución intrínseca del detector. Esta distribución de altura de pulsos por canal combinado,  $N(V)$ , se transforma en la distribución de energía de protones  $P(E_p)$  por unidad de energía, usando los datos obtenidos con la subrutina CONVER.

#### A.1.3 Subrutina ABLEIT

La subrutina ABLEIT /37/ ajusta la distribución de energía de protones  $P(E_p)$  mediante un polinomio de segundo orden.

Con el objeto de suavizar las fluctuaciones estadísticas experimentales, un dado número de canales se agrupa antes de realizar el ajuste.

La derivada  $\frac{d}{dE_p} P(E_p)$  se deduce de los coeficientes del ajuste polinomial.

#### A.1.4 Subrutina FLUX

Esta subrutina determina el flujo neutrónico con la relación dada en Ec. (16).

Provee el flujo por unidad de energía y por unidad de letargia correspondiente al punto medio de los canales combinados.

#### A.1.5 Subrutina FLUXCO

FLUXCO realiza la condensación del flujo en un dado número de grupos de energía. Para ello calcula el valor aritmético medio de los flujos puntuales obtenidos entre los límites de cada grupo. Dado que los límites de los grupos no coinciden necesariamente con los límites de los canales, el flujo en los límites se determina por extrapolación lineal.

#### A.1.6 Función SIGMA

Calcula el valor analítico de  $\sigma_H(E_n)$  de acuerdo a la Ec. (14) y lo transfiere a la subrutina FLUX.

#### A.1.7 Subrutina STEPLO

Los valores del flujo condensado de la subrutina FLUXCO son preparados para producir un histograma en la subrutina PLOTA.

#### A.1.8 Subrutina PLOTA

Opcionalmente, la subrutina PLOTA /40/ realiza los gráficos del número de cuentas vs. número de canal, flujo por unidad de letargía vs. energía, y flujos condensados por unidad de letargía vs. energía.

### A.2 Datos de entrada

Los datos de entrada consisten en: 1) datos relacionados con el sistema de medición utilizado, provistos en tarjetas; 2) el número de cuentas por canal registrado en el analizador multicanal, provisto mediante una cinta magnética.

La siguiente descripción de los datos en tarjetas se presenta en el orden en que deben ser leídos por el programa. Se siguen las convenciones FORTRAN normales referentes al tipo y nombre de las variables usadas.

TARJETA 1 : (2F7.6,2F4.2)

AH = átomos H ( $10^{+24}/\text{cm}^3$ )

AC = átomos C ( $10^{+24}/\text{cm}^3$ )

DIR = radio detector (cm)

DIL = longitud detector (cm)

TARJETA 2 : (I3,F6.3)

KM = número de grupos condensados de energía ( $\leq 30$ )

EU = energía (MeV) para la cual la letargia es cero

TARJETA 3 : (10F7.4)

(EC(K),K=1,KM) = límite superior de energía (MeV) de los KM grupos condensados (el límite inferior del último grupo es cero)

TARJETA 4 : (6F10.8)

(AI(I),I=1,6) = coeficientes de la transformación en Ec. (1)  
(ver Sección II.2.1)

TARJETA 5 : (6I2,I4)

KD = número correspondiente al día de medición

M = número correspondiente al mes de medición

KYE = dos últimos números correspondientes al año de medición

NM = número de identificación del experimento

NU = número de la unidad externa de lectura de la computadora  
donde se han de leer los datos de la cinta magnética

LI = número de canales + 1 en dirección Y , provenientes de  
mediciones anteriores, que han sido registrados en el  
mismo LABEL de la cinta magnética

LY = número de canales en dirección Y; para una medición mono-  
dimensional LY = 1

TARJETA 6 : (F4.3,2I4)

ES = energía umbral (MeV) del sistema de detección

IANF = canal en el que se inicia la transformación

IFIT = número de canales a ser agrupado para suavizar el ajuste  
de segundo orden y diferenciación;

IFIT =  $2n+1$ ,  $n=1,2,3,\dots$

TARJETA 7 : (F3.3,F6.3)

RESU = resolución  $\Delta V/V$  del sistema de detección

CF = factor de calibración de la transformación  
altura de pulso - energía protón (ver Sección A.1.1)

TARJETA 8 : (3I2)

LCN = 1 gráfico del número de cuentas por canal vs. número canal  
0 no gráfico

LUF = 1 gráfico flujo por unidad de letargía vs. energía  
0 no gráfico

LGF = 1 gráfico flujo en grupos por unidad letargía vs. energía  
0 no gráfico

TARJETA 9 : (15A4)

IDENT = título a imprimir en la salida del programa

Si LCN = 1, TARJETA EXTRA (15A4)

IDCN = título a imprimir en el gráfico del número de cuentas por canal vs. número canal

Si LUF = 1, TARJETA EXTRA (15A4)

IDUF = título a imprimir en el gráfico del flujo por unidad de letargía vs. energía

Si LGF = 1, TARJETA EXTRA (15A4)

IDGF = título a imprimir en el gráfico del flujo en grupos por unidad de letargía vs. energía.

Si es necesario transformar otra medición, se agregan los correspondientes datos comenzando con la tarjeta 5. Al final de la serie de datos se coloca una tarjeta en blanco.

Los datos siguientes deben ser leídos de una cinta magnética:

IEENDE, (T(I), I=1, IEENDE)

donde

IEENDE = número de canales en dirección X (o número de canales en una medición monodimensional)

T(I) = número de cuentas en el canal I

En el Apéndice B se presentan detalles relacionados con la preparación de los datos en cinta magnética.

### A.3 Salida del programa

La salida del programa imprime:

- título identificatorio y número de la experiencia transformada
- datos del sistema de detección provistos en la entrada
- número experimental de cuentas por canal
- número combinado de cuentas ( $\Delta V/V = \text{constante}$ )
- energía media y letargía media en el punto medio de los canales combinados

-flujo por unidad de energía y por unidad de letargía en el punto medio de los canales combinados

-flujos condensados por unidad de energía y por unidad de letargía, y flujos integrados en los grupos de energía fijados en la entrada

Opcionalmente se tienen los gráficos del número experimental de cuentas por canal vs. número canal, flujo por unidad de letargía vs. energía, y flujo en grupos por unidad de letargía vs. energía.

#### A.4 Problema tipo

El espectro neutrónico estacionario de una fuente de californio ha de obtenerse a partir de la medida de la distribución de altura de pulsos.

DATOS	ENTRADA PROGRAMA
Se utilizó un detector centellador líquido NE 213 con las siguientes características:	
$N_H = 0.048763 \times 10^{24} \text{ at/cm}^3$	AH = 0.048763
$N_C = 0.040200 \times 10^{24} \text{ at/cm}^3$	AC = 0.040200
Radio = 2.54 cm	DIR = 2.54
Altura = 5.08 cm	DIL = 5.08
Se desea condensar el flujo en 16 grupos de energía	KM = 16
Letargía cero a energía 28.54 MeV	EU = 28.54

DATOS	ENTRADA PROGRAMA
<p>Los límites superiores en los grupos de energía deben ser (en MeV):</p> <p>14.1 - 14.0 - 10.5 - 8.25 - 6.5 - 5.11 -                      4.0 - 3.16 - 2.5 - 1.87 - 1.4 - 1.058 -                      0.8 - 0.565 - 0.4 - 0.2828</p>	<p>EC(K), K=1,16</p>
<p>Los coeficientes <math>A_i</math> para este detector son los presentados en Tabla I</p>	<p>AI(I), I=1,6</p>
<p>La medición se realizó el 13 de agosto de 1972</p> <p>Medición identificada con el número 2</p> <p>Cinta magnética se leerá en la unidad 8 de la computadora</p> <p>Una medición monodimensional previa fué registrada en el mismo LABEL de la cinta magnética</p> <p>La medición a transformar es monodimensional</p>	<p>KD = 13                      M = 8                      KYE = 72</p> <p>NM = 2</p> <p>NU = 8</p> <p>LI = 2</p> <p>LY = 1</p>
<p>La energía umbral del sistema de detección es 250 KeV</p> <p>La transformación se inicia en el canal 15</p> <p>Para el ajuste se agrupará de a 5 canales</p>	<p>ES = 0.250</p> <p>IANF = 15</p> <p>IFIT = 5</p>

DATOS	ENTRADA PROGRAMA
La resolución del sistema es 4 %	RESU = 0.04
La altura de pulso correspondiente a los neutrones de 14 MeV en la medición aplicada a la obtención de los coeficientes $A_i$ , y la correspondiente a la presente medición, reemplazadas en la Ec. (17) dan como resultado $CF = 35.030$	CF = 35.030
Graficar número cuentas por canal vs. número canal	LCN = 1
Graficar flujo por unidad de letargia vs. energía	LUF = 1
Graficar flujo en grupos por unidad de letargia vs. energía	LGF = 1

Los datos preparados para perforar en tarjetas se presentan en Tabla A.

El número de cuentas por canal registrado en el analizador multicanal se provee en una cinta perforada. En el Apéndice C se presenta un procedimiento para transferir estos datos a una cinta magnética para ser utilizados en TRADI.

En la Tabla B se presenta la salida del programa para este problema tipo. El tiempo CPU fué 4.83 seg.



Tabla B Salida de TRADI para el problema tipo

CALIFORNIIUM NEUTRON SPECTRUM MEASURED WITH A NF-212 DETECTOR

RUN 13. 8.72. 2 Y-CHANNEL = 1

THRESHOLD ENERGY = 0.250 MEV

INITIAL CHANNEL TANE = 15

GROUPED CHANNELS IFIT = 5

PULSE HEIGHT RESOLUTION = 0.040

CALIBRATION FACTOR CF = 35.030

TRANSFORMATION COEFFICIENTS :

- A(1) = -1.57761955
- A(2) = 0.32292497
- A(3) = 0.26951498
- A(4) = -0.07669628
- A(5) = 0.00476279
- A(6) = 0.00964185

H-ATOMS = 0.048763E 24 1/CM3

C-ATOMS = 0.040200E 24 1/CM3

DETECTOR-RADIUS = 2.54 CM

DETECTOR-LENGTH = 5.08 CM

Tabla B (continuación)

ENERGY SPECTRUM FROM A PULSE-HEIGHT DISTRIBUTION  
CALIFORNIA NEUTRON SPECTRUM MEASURED WITH A NE-213 DETECTOR

RUN 13. E.72. 2 Y-CHANNEL = 1

EXPERIMENTAL PULSE-HEIGHT DISTRIBUTION

1	69999.	2	0.	3	0.	4	C.	5	0.	6	3.	7	1010.	8	85932.	9	764676.
10	714687.	11	640116.	12	572999.	13	514961.	14	466194.	15	424399.	16	387866.	17	357588.	18	329164.
19	308011.	20	286707.	21	267643.	22	249453.	23	235071.	24	219011.	25	205727.	26	192235.	27	182511.
28	172562.	29	162569.	30	153827.	31	145305.	32	137656.	33	130826.	34	123256.	35	117626.	36	111665.
37	105933.	38	101351.	39	96355.	40	91131.	41	87359.	42	83247.	43	78955.	44	75695.	45	72398.
46	68570.	47	65966.	48	62842.	49	59837.	50	57445.	51	55306.	52	52491.	53	50380.	54	48504.
55	46087.	56	44515.	57	42450.	58	40920.	59	39331.	60	38140.	61	36402.	62	34682.	63	33153.
64	32475.	65	31192.	66	30051.	67	28878.	68	27774.	69	26837.	70	25894.	71	24981.	72	24066.
73	23431.	74	22296.	75	21635.	76	21107.	77	20420.	78	19596.	79	18816.	80	18428.	81	17759.
82	17041.	83	16792.	84	16051.	85	15285.	86	15152.	87	14641.	88	14122.	89	13675.	90	13265.
91	12955.	92	12664.	93	12010.	94	11587.	95	11186.	96	11034.	97	10640.	98	10188.	99	98663.
100	9518.	101	9244.	102	9143.	103	8956.	104	8826.	105	8248.	106	8086.	107	7778.	108	7599.
109	7187.	110	7437.	111	7012.	112	6658.	113	6409.	114	6243.	115	6191.	116	5936.	117	5830.
118	5545.	119	5336.	120	5447.	121	5134.	122	4901.	123	4818.	124	4695.	125	4561.	126	4348.
127	4328.	128	4123.	129	4041.	130	3816.	131	3799.	132	3755.	133	3662.	134	3550.	135	3350.
136	3335.	137	3195.	138	3119.	139	3010.	140	2954.	141	2918.	142	2812.	143	2746.	144	2642.
145	2608.	146	2579.	147	2455.	148	2329.	149	2259.	150	2274.	151	2164.	152	2074.	153	2030.
154	1985.	155	2004.	156	1849.	157	1829.	158	1806.	159	1715.	160	1675.	161	1667.	162	1550.
163	1531.	164	1501.	165	1449.	166	1472.	167	1422.	168	1466.	169	1321.	170	1256.	171	1226.
172	1181.	173	1161.	174	1115.	175	1167.	176	1093.	177	1039.	178	1012.	179	1012.	180	1020.
181	978.	182	956.	183	923.	184	895.	185	849.	186	865.	187	810.	188	835.	189	816.
190	752.	191	761.	192	768.	193	704.	194	680.	195	670.	196	638.	197	661.	198	629.
199	562.	200	573.	201	511.	202	523.	203	548.	204	537.	205	480.	206	491.	207	541.
208	447.	209	532.	210	439.	211	454.	212	418.	213	407.	214	420.	215	420.	216	427.
217	358.	218	382.	219	370.	220	382.	221	322.	222	344.	223	306.	224	317.	225	282.
226	311.	227	285.	228	287.	229	285.	230	262.	231	301.	232	275.	233	302.	234	232.
235	255.	236	210.	237	101.	238	0.	239	0.	240	0.	241	0.	242	0.	243	0.
244	1.	245	0.	246	0.	247	0.	248	0.	249	0.	250	0.	251	2.	252	0.
253	0.	254	0.	255	0.	256	0.	257	0.	258	0.	259	0.	260	0.	261	0.
262	0.	263	0.	264	0.	265	0.	266	0.	267	0.	268	0.	269	0.	270	0.
271	0.	272	0.	273	0.	274	0.	275	0.	276	0.	277	0.	278	0.	279	0.
280	0.	281	0.	282	0.	283	0.	284	0.	285	0.	286	0.	287	0.	288	0.
289	0.	290	0.	291	0.	292	0.	293	0.	294	0.	295	0.	296	0.	297	0.
298	0.	299	0.	300	0.	301	0.	302	0.	303	0.	304	0.	305	0.	306	0.
307	0.	308	0.	309	1.	310	0.	311	0.	312	1.	313	0.	314	0.	315	0.
316	0.	317	0.	318	0.	319	0.	320	0.	321	0.	322	0.	323	0.	324	0.
325	1.	326	0.	327	1.	328	0.	329	0.	330	0.	331	0.	332	0.	333	0.
334	1.	335	0.	336	1.	337	1.	338	0.	339	0.	340	0.	341	0.	342	0.
343	0.	344	0.	345	0.	346	0.	347	0.	348	0.	349	0.	350	0.	351	0.
352	0.	353	0.	354	0.	355	0.	356	1.	357	0.	358	0.	359	0.	360	0.
361	0.	362	0.	363	0.	364	0.	365	0.	366	0.	367	0.	368	0.	369	0.
370	0.	371	0.	372	0.	373	0.	374	0.	375	0.	376	0.	377	0.	378	0.
379	0.	380	0.	381	0.	382	0.	383	0.	384	0.	385	0.	386	0.	387	0.
388	0.	389	0.	390	0.	391	0.	392	0.	393	0.	394	0.	395	0.	396	0.
397	0.	398	0.	399	0.	400	0.	401	0.	402	0.	403	0.	404	0.	405	0.
406	0.	407	0.	408	0.	409	0.	410	0.	411	0.	412	0.	413	0.	414	0.
415	0.	416	0.	417	0.	418	0.	419	0.	420	0.	421	0.	422	0.	423	0.
424	0.	425	0.	426	0.	427	0.	428	0.	429	0.	430	0.	431	0.	432	0.
433	0.	434	0.	435	0.	436	0.	437	0.	438	0.	439	0.	440	0.	441	0.
442	0.	443	0.	444	0.	445	0.	446	0.	447	0.	448	0.	449	0.	450	0.
451	0.	452	0.	453	0.	454	0.	455	0.	456	0.	457	0.	458	0.	459	0.
460	0.	461	0.	462	0.	463	0.	464	0.	465	0.	466	0.	467	0.	468	0.
469	0.	470	0.	471	0.	472	0.	473	0.	474	0.	475	0.	476	0.	477	0.
478	0.	479	0.	480	0.	481	0.	482	0.	483	0.	484	0.	485	0.	486	0.
487	0.	488	0.	489	0.	490	0.	491	0.	492	0.	493	0.	494	0.	495	0.
496	0.	497	0.	498	0.	499	0.	500	0.	501	0.	502	0.	503	0.	504	0.
505	0.	506	0.	507	0.	508	0.	509	0.	510	0.	511	0.	512	0.	513	0.

Tabla B (continuación)

ENERGY SPECTRUM FROM A PULSE-HEIGHT DISTRIBUTION  
CALIFORNIUM NEUTRON SPECTRUM MEASURED WITH A NE-213 DETECTOR  
RUN 13. 6.72. 2 Y-CHANNEL = 1

CHANNEL (CCMB.)	COUNT NUMBER (CCMBINED)	MEAN ENERGY (MEV)	UNITARY FLUX (ENERGY)	UNITARY FLUX (LETHARGY)	MEAN LETHARGY (U=0 FOR 28.54 MEV)
15	0.42439900E+06	0.12261467E+01	0.84838869E+06	0.10402489E+07	0.231474295E+01
16	0.38780630E+06	0.12803597E+01	0.81166950E+06	0.10406087E+07	0.31028395E+01
17	0.35758800E+06	0.13365174E+01	0.76661172E+06	0.10246521E+07	0.30611849E+01
18	0.32916400E+06	0.13989892E+01	0.73195756E+06	0.10173179E+07	0.30221033E+01
19	0.30801100E+06	0.14415775E+01	0.71449875E+06	0.10302911E+07	0.29532909E+01
20	0.28870700E+06	0.14930363E+01	0.71087801E+06	0.10613670E+07	0.29504938E+01
21	0.26764300E+06	0.15431166E+01	0.71592844E+06	0.11047610E+07	0.29175014E+01
22	0.24945300E+06	0.15922395E+01	0.72347994E+06	0.111438050E+07	0.28861313E+01
23	0.23507100E+06	0.16406231E+01	0.72331931E+06	0.11866940E+07	0.28562298E+01
24	0.21901100E+06	0.16881744E+01	0.72640194E+06	0.124231710E+07	0.28207660E+01
25	0.20512700E+06	0.17345834E+01	0.72610519E+06	0.12559190E+07	0.28003073E+01
26	0.19223500E+06	0.17811079E+01	0.67540050E+06	0.12100850E+07	0.27740707E+01
27	0.18251100E+06	0.18265867E+01	0.66457591E+06	0.12139050E+07	0.27488575E+01
28	0.17256200E+06	0.18714871E+01	0.64861519E+06	0.12139500E+07	0.27245884E+01
29	0.16256900E+06	0.19157343E+01	0.66880425E+06	0.12812640E+07	0.27011948E+01
30	0.15382700E+06	0.19595289E+01	0.66851087E+06	0.13039520E+07	0.26736118E+01
31	0.14590500E+06	0.20027304E+01	0.64880312E+06	0.12993909E+07	0.26587850E+01
32	0.13765600E+06	0.20455046E+01	0.65898037E+06	0.13479470E+07	0.26356621E+01
33	0.13082600E+06	0.20879721E+01	0.64314562E+06	0.13427990E+07	0.26151952E+01
34	0.12325600E+06	0.21296501E+01	0.62008537E+06	0.13418610E+07	0.25953494E+01
35	0.11762600E+06	0.21710854E+01	0.62842031E+06	0.13660110E+07	0.25760784E+01
36	0.11166500E+06	0.22121210E+01	0.59332100E+06	0.13124970E+07	0.25573540E+01
37	0.10593000E+06	0.22527761E+01	0.60236475E+06	0.13569920E+07	0.25391424E+01
38	0.19770600E+06	0.23130398E+01	0.58914937E+06	0.13627250E+07	0.25127439E+01
39	0.17849000E+06	0.23922722E+01	0.57355925E+06	0.13721060E+07	0.24790664E+01
40	0.16214200E+06	0.24702250E+01	0.56440225E+06	0.13942100E+07	0.24463930E+01
41	0.14809300E+06	0.25470488E+01	0.54412419E+06	0.13859190E+07	0.24143664E+01
42	0.13453600E+06	0.26228209E+01	0.52394350E+06	0.13742090E+07	0.2370554E+01
43	0.12249900E+06	0.26975860E+01	0.51036637E+06	0.13767580E+07	0.23589478E+01
44	0.11275100E+06	0.2714344E+01	0.48494762E+06	0.13440000E+07	0.23319401E+01
45	0.10287100E+06	0.2844262E+01	0.4664737E+06	0.13263510E+07	0.23059444E+01
46	0.94671000E+05	0.29166174E+01	0.44911231E+06	0.13098900E+07	0.22808819E+01
47	0.86965000E+05	0.29880600E+01	0.41792175E+06	0.12487750E+07	0.22506814E+01
48	0.80251000E+05	0.30588000E+01	0.40576062E+06	0.12411400E+07	0.22332830E+01
49	0.74542000E+05	0.31288150E+01	0.3873812E+06	0.12069280E+07	0.22106304E+01
50	0.68415000E+05	0.31983430E+01	0.37490812E+06	0.11962060E+07	0.21885730E+01
51	0.93718000E+05	0.32843237E+01	0.35956525E+06	0.11809280E+07	0.21621450E+01
52	0.83489000E+05	0.33266422E+01	0.35123656E+06	0.11217060E+07	0.21315317E+01
53	0.74941000E+05	0.34873662E+01	0.30992306E+06	0.10808240E+07	0.21021509E+01
54	0.67402000E+05	0.35873356E+01	0.28893031E+06	0.10364917E+07	0.20738964E+01
55	0.61123000E+05	0.36863184E+01	0.27234355E+06	0.10039451E+07	0.20466776E+01
56	0.55003000E+05	0.37844172E+01	0.25940419E+06	0.98169362E+06	0.20204144E+01
57	0.49884000E+05	0.38816957E+01	0.24586656E+06	0.95437137E+06	0.19950342E+01
58	0.45078000E+05	0.39782133E+01	0.22854237E+06	0.90919031E+06	0.19704733E+01
59	0.54021000E+05	0.40855048E+01	0.21624335E+06	0.88441425E+06	0.19427843E+01
60	0.47747000E+05	0.42164955E+01	0.20392223E+06	0.35983790E+06	0.19123020E+01
61	0.41725000E+05	0.43420568E+01	0.19271987E+06	0.83679537E+06	0.18829594E+01
62	0.36771000E+05	0.44665985E+01	0.17590031E+06	0.78571175E+06	0.18546791E+01
63	0.32638000E+05	0.45902863E+01	0.16193344E+06	0.74332081E+06	0.18273640E+01
64	0.29235000E+05	0.47131619E+01	0.15059325E+06	0.70956875E+06	0.18009453E+01
65	0.25541000E+05	0.48353081E+01	0.14221269E+06	0.68784212E+06	0.17753611E+01
66	0.28094000E+05	0.49718859E+01	0.13363412E+06	0.66441406E+06	0.17475061E+01
67	0.24189000E+05	0.51227531E+01	0.11839844E+06	0.60647469E+06	0.17176142E+01
68	0.20766000E+05	0.52727509E+01	0.10878237E+06	0.57358231E+06	0.16887541E+01
69	0.18090000E+05	0.54215694E+01	0.96528790E+05	0.52337587E+06	0.16502457E+01
70	0.15013000E+05	0.55704637E+01	0.8737637E+05	0.48672474E+06	0.16332443E+01
71	0.16395000E+05	0.57331181E+01	0.79772250E+05	0.45734944E+06	0.16050453E+01
72	0.13560000E+05	0.59079824E+01	0.72117812E+05	0.42620056E+06	0.15746995E+01

Tabla B (continuación)

73	0.11523000E+05	0.6085741CE+01	0.64802375E+05	0.39437044E+06	0.15453577E+01
74	0.96490000E+04	0.62610855E+01	0.56577371E+05	0.35423575E+06	0.15169525E+01
75	0.95920000E+04	0.64504299E+01	0.49232125E+05	0.31756831E+06	0.14871588E+01
76	0.77870000E+04	0.66537600E+01	0.41752895E+05	0.27781369E+06	0.14561243E+01
77	0.66430000E+04	0.68565779E+01	0.37290152E+05	0.25568281E+06	0.14260979E+01
78	0.55470000E+04	0.70589752E+01	0.32325449E+05	0.22816450E+06	0.13970060E+01
79	0.51170000E+04	0.72754536E+01	0.28760973E+05	0.20924906E+06	0.13667994E+01
80	0.41190000E+04	0.75060520E+01	0.24523777E+05	0.18407669E+06	0.13355961E+01
81	0.34880000E+04	0.77364216E+01	0.20048102E+05	0.15910056E+06	0.13053655E+01
82	0.30640000E+04	0.79810381E+01	0.23378184E+05	0.18658212E+06	0.12742376E+01
83	0.25400000E+04	0.82395931E+01	0.26321340E+05	0.21688762E+06	0.12423067E+01
84	0.56600000E+03	0.84985939E+01	0.29177043E+05	0.196698150E+06	0.12113531E+01
85	0.30000000E+01	0.87725445E+01	0.316371875E+05	0.14362300E+06	0.11793709E+01
86	0.0	0.90607738E+01	0.33593647E+04	0.30438441E+05	0.11473513E+01
87	0.0	0.92638382E+01	0.3593647E+04	0.3438441E+05	0.11144505E+01
88	0.0	0.56815305E+01	0.15811874E+02	0.14805983E+03	0.10810442E+01
89	0.0	0.10000733E+02	0.0	0.0	0.10486469E+01
90	0.0	0.10334915E+02	0.0	0.0	0.10157776E+01
91	0.20000000E+01	0.10684609E+02	0.0	0.0	0.98244945E+00
92	0.20000000E+01	0.11050324E+02	0.0	0.0	0.94984640E+00
93	0.30000000E+01	0.11432078E+02	0.10268318E+02	0.11738821E+03	0.91488296E+00
94	0.10000000E+01	0.11830269E+02	0.14623405E+02	0.17259879E+03	0.88034480E+00
95	0.0	0.12245192E+02	0.16048706E+02	0.19651947E+03	0.84517281E+00
96	0.0	0.12677209E+02	0.45428343E+01	0.57590454E+02	0.81150061E+00
97	0.0	0.13141702E+02	0.0	0.0	0.77551579E+00
98	0.0	0.13624195E+02	0.0	0.0	0.73945904E+00

Tabla B (continuación)

ENERGY SPECTRUM FROM A PULSE-HEIGHT DISTRIBUTION  
 CALIFORNIUM NEUTRON SPECTRUM MEASURED WITH A NE-213 DETECTOR  
 RUN 13. 8.72. 2 Y-CHANNEL = 1

CONSENSATICA IN FEW ENERGY GROUPS			
GROUP	UPPER ENERGY (MEV)	UNITARY FLUX(E)	INTEGRATED FLUX
1	14.1000	0.C	0.0
2	14.0000	0.C	0.0
3	10.5000	0.76383516E+04	0.15836293E+05
4	8.2500	0.31707008E+05	0.55487270E+05
5	6.5000	0.86114937E+05	0.11969981E+06
6	5.1100	0.19226512E+06	0.21341425E+06
7	4.0000	0.35355331E+06	0.29701844E+06
8	3.1600	0.5898565E+06	0.38932450E+06
9	2.5000	0.88912494E+06	0.56014881E+06
10	1.8700	0.10011721E+07	0.47055119E+06
11	1.4000	0.C	0.0
12	1.0580	0.C	0.0
13	0.8000	0.C	0.0
14	0.5650	0.0	0.0
15	0.4000	0.C	0.0
16	0.2828	0.C	0.0

UNITARY FLUX(U)	UPPER LETHARGY
0.0	0.70513147E+00
0.0	0.71224880E+00
0.65493672E+05	0.99993092E+00
0.23249056E+06	0.1241027E+01
0.49675250E+06	0.14795036E+01
0.86995356E+06	0.17201071E+01
0.12571900E+07	0.19650116E+01
0.1555990E+07	0.2200734E+01
0.19208130E+07	0.24350157E+01
0.16138720E+07	0.27253675E+01
0.0	0.30148344E+01
0.0	0.32949257E+01
0.0	0.35744495E+01
0.0	0.39222355E+01
0.0	0.42675972E+01
0.0	0.46143217E+01

Tabla B (Continuación)

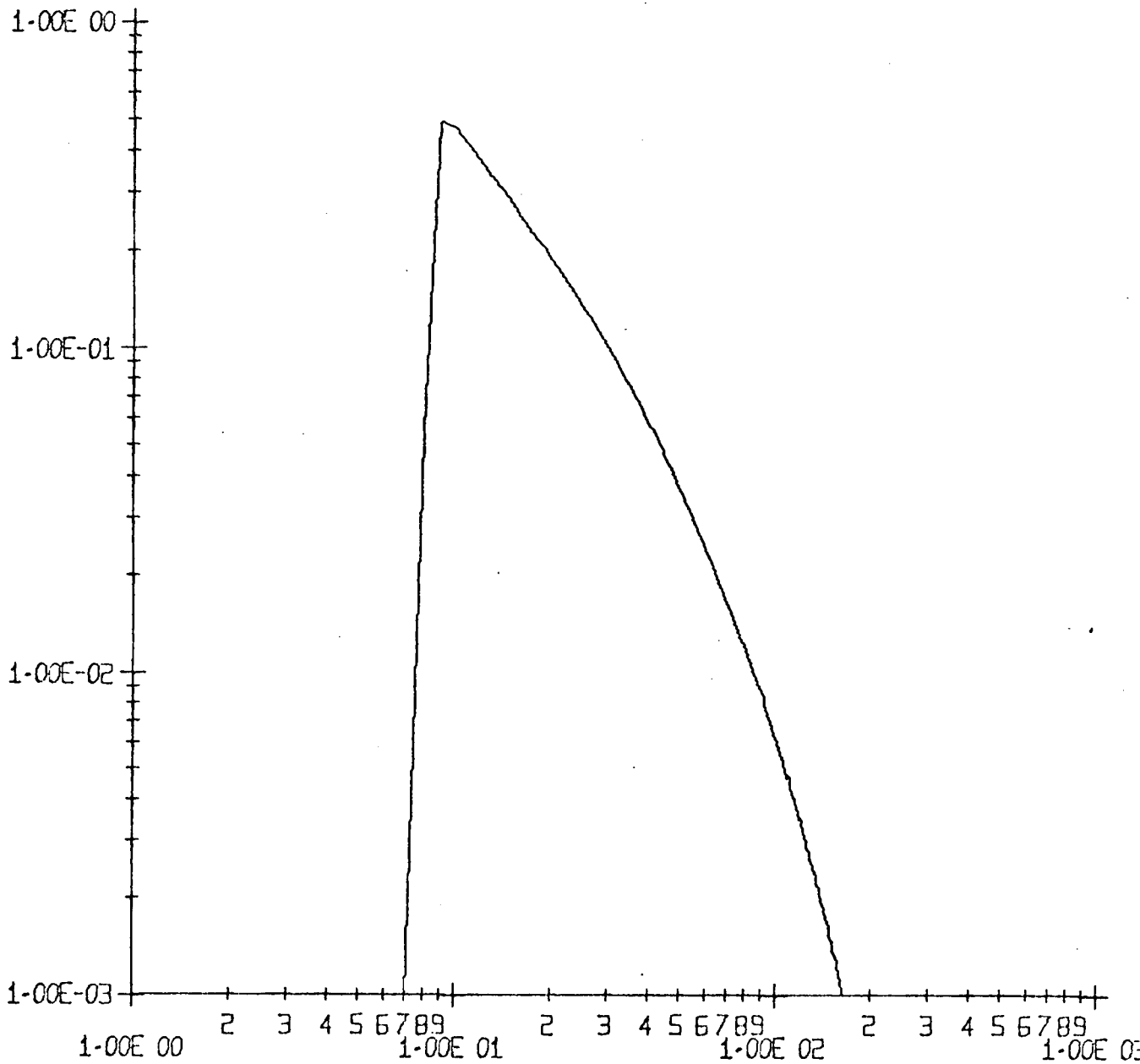


ABB-00001 CALIFORNIUM MEASUREMENT - COUNT-NUMBER VS- CHANNEL-NUMBER

Tabla B (Continuación)

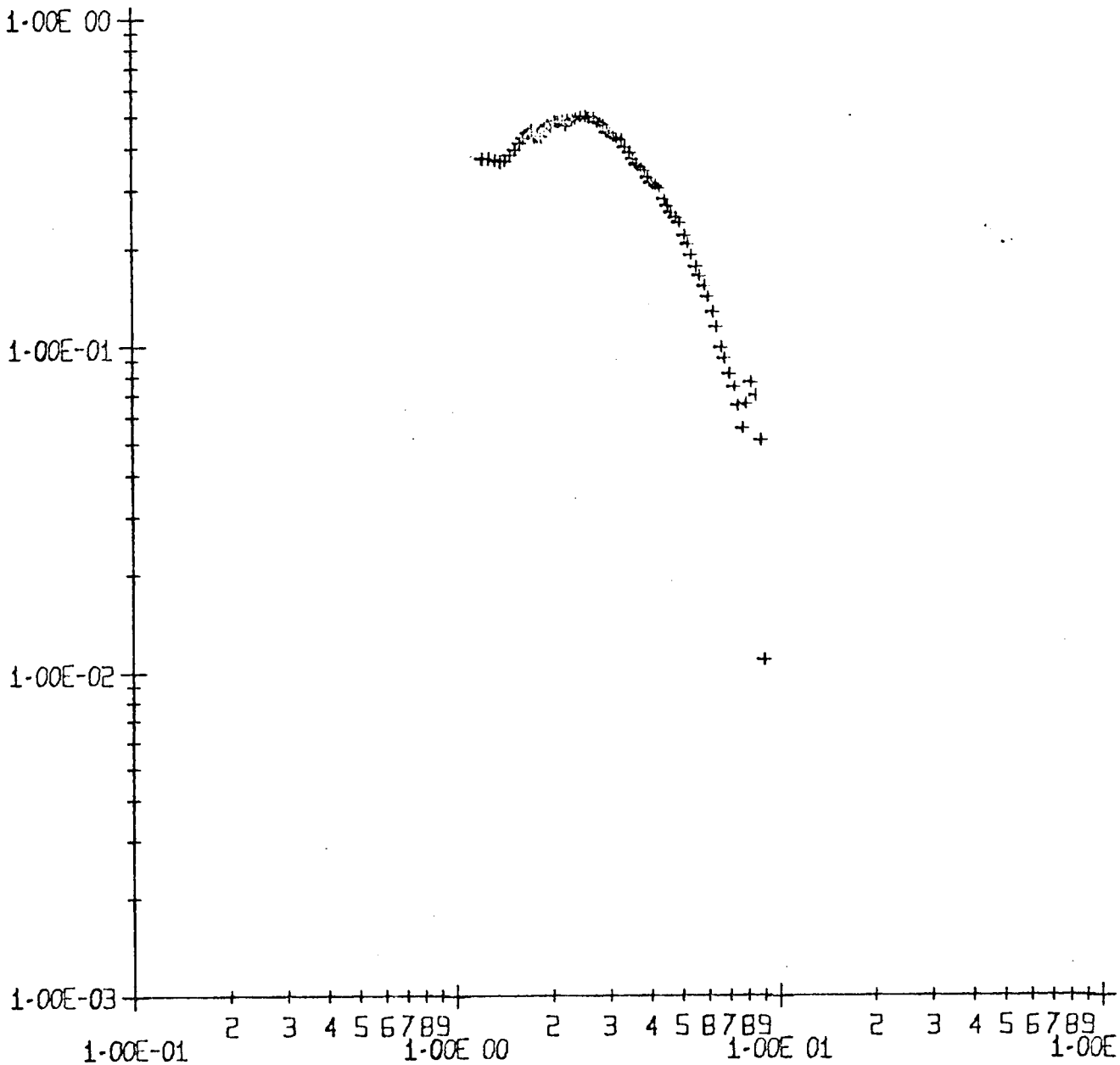


ABB-00001 CALIFORNIUM MEASUREMENT - UNITARY FLUX (U) VS- ENERGY (MEV)

Tabla B (Continuación)

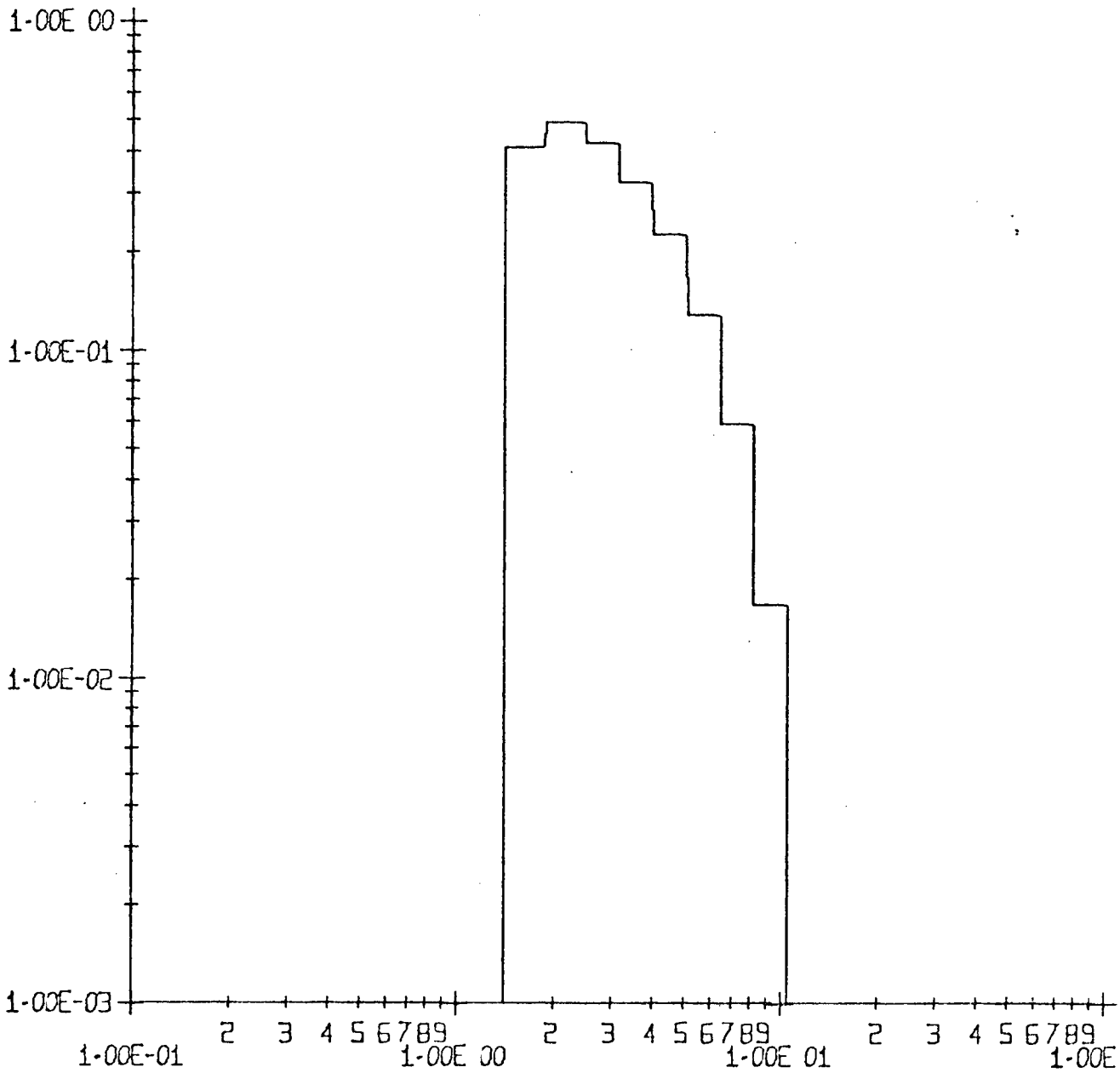


ABB-00001 CALIFORNIUM MEASUREMENT \* GROUP FLUX (U) VS- ENERGY (MEV)

Apéndice B Listado FORTRAN del programa TRADI

MAIN

```
C
C ENERGY SPECTRUM FPCM A PULSE-HEIGHT DISTRIBUTION
C
  DIMENSION F(520),FE(520),R1(520),T(520),TS(520),E(520),E1(520),
XF2(520),U(520),FU(520),AI(6),EC(30),FC(30),EP(60),FP(60),FI(30),
XIDENT(15),IDCN(15),IDUF(15),IDGF(15),UC(30),FUC(30)
C
  READ (5,31) AH,AC,DIR,DIL
  READ (5,34) KM,EU
  READ(5,35) (EC(K),K=1,KM)
  READ (5,25) (AI(I),I=1,6)
11 READ (5,1) KD,M,KYE,NM,NU,LI,LY
  IF (KD.EQ.C) STOP
  L=1
  IL=1
  READ (5,30) ES,IANF,IFIT
  READ (5,2) RESU,CF
  READ (5,10) LCN,LUF,LGF
  READ (5,12) IDENT
  IF (LCN.EQ.1) READ (5,12) IDCN
  IF (LUF.EQ.1) READ (5,12) IDUF
  IF (LGF.EQ.1) READ (5,12) IDGF
  WRITE (6,28) IDENT,KD,M,KYE,NM,L
  WRITE (6,32) ES,IANF,IFIT,RESU
  WRITE(6,26) CF,(AI(I),I=1,6)
  WRITE (6,33) AH,AC,DIR,DIL
C
4 READ (NU) IENDE,(T(I),I=1,IENDE)
  IL=IL+1
  IF (IL.LE.11) GO TO 4
  WRITE (6,28) IDENT,KD,M,KYE,NM,L
  WRITE (6,3)
  WRITE (6,13) (I,T(I),I=1,IENDE)
  IF (LCN.EQ.0) GO TO 7
C
C PLOTTING OF COUNT NUMBER
C
  DO 87 I=1,IENDE
  TS(I)=T(I)
  E(I)=I
87 CONTINUE
  CALL NORMA (1,IENDE,1.,0.001,1.,E,TS)
  CALL PLOTA(F,TS,IENDE,2,3,1,1,1,-2,3.,0.,0.005080,0.,-3.,0.005080,
XIDCN,
XL,-1,1.,0,1000.,4HE9.2,1,-1,1,1,-1,0.001,0,1.,4HE9.2,1,1,-1,2)
7 CONTINUE
C
  CALL CONVER (IENDE,CF,AI,Y,Y1,Y2)
C
  CALL RESOLL(IANF,IENDE,RESU,T,E,E1,E2,Y,Y1,Y2,R,RE)
C
  IENDE=IENDE-IFIT
  CALL ABLEIT(IANF,IENDE,IFIT,E,RE,R1)
C
  CALL FLUX (DIR,DIL,AH,AC,ES,EU,IANF,IENDE,F,R1,U,FU)
C
  WRITE (6,28) IDENT,KD,M,KYE,NM,L
  WRITE(6,29) EU
```

MAIN

```

WRITE (6,6) (I,R(J),E(I),R1(I),FU(I),U(I),I=IANF,IENDE)
WRITE (6,28) IDENT,KC,M,KYE,NM,L
CALL FLUXCC (R1,E1,E2,KM,IANF,IENDE,EC,EU,FU,FC,FUC,FI)

```

C

```

IF (LUF.EQ.0) GO TO 8
IE=IENDE
CALL NORMA (IANF,IE,C.1,C.001,1.,E,FU)
CALL PLCTA(E,FU,IE,1,3,1,2,1,-2,2.,-1.,C.005080,0.,-3.,C.005080,
XIDUF,
XL,-1,0.1,C,100.,4HE9.2,1,-1,1,1,-1,0.001,0,1.,4HE9.2,1,1,-1,2)
8 CONTINUE

```

C

```

IF (LGF.EQ.0) GO TO 9
CALL STEPLC (KM,EC,FUC,EP,FP)
K2=2*KM
CALL NORMA (1,K2,C.1,C.001,1.,EP,FP)
CALL PLOTA(EP,FP,K2,2,3,1,1,1,-2,2.,-1.,C.005080,0.,-3.,C.005080,
XIDGF,
XL,-1,C.1,C,100.,4HE9.2,1,-1,1,1,-1,C.001,0,1.,4HE9.2,1,1,-1,2)
9 CONTINUE
L=L+1
IF (L.LE.LY) GO TO 4
REWIND NU
GO TO 11

```

C

```

31 FORMAT (2F7.6,2F4.2)
34 FORMAT (I3,F6.3)
35 FORMAT (10F7.4)
25 FORMAT (6F10.8)
1 FORMAT (6I2,14)
30 FORMAT (F4.3,2I4)
2 FORMAT (F3.3,F6.3)
10 FORMAT (3I2)
12 FORMAT (15A4)
3 FORMAT (/30X,' EXPERIMENTAL PULSE-HEIGHT DISTRIBUTION'//)
13 FORMAT (9(I5,F8.C))
28 FORMAT (1F1,25X,' ENERGY SPECTRUM FROM A PULSE-HEIGHT DISTRIBUTI
XON',//,25X,15A4,
1//30X,'RUN',15,'.',12,'.',I2,'.',12,5X,'Y-CHANNEL = ',I2//)
32 FORMAT (10X,'THRESHOLD ENERGY =',F6.3,' MEV'//10X,'INITIAL CHANNEL
X IANF =',I3//10X,'GROUPED CHANNELS IFIT =',I3//10X,
X'PULSE HEIGHT RESOLUTION =',F6.3//)
26 FORMAT (10X,'CALIBRATION FACTOR CF =',F8.3//10X,'TRANSFORMATION CO
EFFICIENTS : '//20X,'A(1) =',F12.8/20X,'A(2) =',F12.8/20X,'A(3) =',
XF12.8/20X,'A(4) =',F12.8/20X,'A(5) =',F12.8/20X,'A(6) =',F12.8//)
33 FORMAT(10X,'H-ATOMS =',F8.6,'E 24 1/CM3'//10X,'C-ATOMS =',F8.6,
X'E 24 1/CM3'//10X,'DETECTOR-RADIUS =',F4.2,' CM'//10X,'DETECTOR-L
XENIGHT =',F4.2,' CM')
29 FORMAT (' CHANNEL',10X,'COUNT NUMBER',10X,'MEAN ENERGY',10X,
X'UNITARY FLUX',10X,'UNITARY FLUX',10X,'MEAN LEFTHARGY' /
X'(COMB.)',11X,'(COMBINED)',14X,'(MEV)',15X,
X'(ENERGY)',13X,'(LEFTHARGY)',9X,'(U=0 FOR ',F5.2,' MEV)'//)
6 FORMAT (I5,6X,E20.8,1X,E20.8,2X,E20.8,2X,E20.8,3X,E20.8)
END

```

CONVER

SUBROUTINE CONVER (IENDE,CF,AI,Y,Y1,Y2)

CONVERSION:  $LOG(E) = \sum (A(I) * (LOG(V))^{*(I-1)})$ , I=1,6

DIMENSION AI(6)

REAL\*8 SI1,SI2,S1,S2,SI,S,Y(520),Y1(520),Y2(520)

Y(1)=0.

DO 21 IE=2,IENDE

SA=IE

SI=(SA-1.)\*CF

SI1=(SA-1.5)\*CF

SI2=(SA-0.5)\*CF

S=0.

S1=0.

S2=0.

DO 22 I=1,6

S=S+AI(I)\*(LLOG10(SI))^{\*(I-1)}

S1=S1+AI(I)\*(LLOG10(SI1))^{\*(I-1)}

S2=S2+AI(I)\*(LLOG10(SI2))^{\*(I-1)}

22 CONTINUE

S=S\*2.302585

S1=S1\*2.302585

S2=S2\*2.302585

Y(IE)=DEXP(S)

Y1(IE)=DEXP(S1)

Y2(IE)=DEXP(S2)

21 CONTINUE

RETURN

END

RESOLU

SUBROUTINE RESCLU(IANF, IENDE, RESU, T, E, E1, E2, Y, Y1, Y2, R, RE)

C  
C  
C

\*\*\* RESOLUTION CORRECTION \*\*\*

DIMENSION T(520), F(520), E(520), E1(520), E2(520), RE(520)  
REAL\*8 Y(520), Y1(520), Y2(520), DELTA(520)

IQ=IANF-1

DO 3 I=1, IC

E(I)=Y(I)

3 CONTINUE

IC=IANF

I=IANF

702 TA=I\*RESU

KA=TA

DA=TA-KA

IF (DA.GE.C.5) KA=KA+1

IF (KA.EQ.C) KA=1

IF ((I+KA).GT.IENDE) KA=IENDE-I

W=0.

Z=0.

IKA=I+KA-1

DO 701 JL=I, IKA

W=W+T(JL)

701 CONTINUE

DO 1 NN=I, IKA

Z=Z+Y(NN)

1 CONTINUE

R(IC)=W

E(IC)=Z/KA

E1(IC)=Y1(I)

E2(IC)=Y2(IKA)

I=IKA+1

IF (I.GE.IENDE) GO TO 703

IC=IC+1

GO TO 702

703 IENDE=IC

E1(IENDE+1)=E2(IENDE)

DO 13 I=IANF, IENDE

DELTA(I)=E1(I+1)-E1(I)

RE(I)=R(I)/(DELTA(I))

13 CONTINUE

RETURN

END

ABLEIT

SUBROUTINE ABLEIT(IANF, IENDE, IFIT, ABSZ, EIN, AUS)

C  
C  
C  
C

SECOND ORDER POLYNOMIAL FITTING AND DIFFERENTIATION  
OF A PULSE-HEIGHT DISTRIBUTION

DIMENSION ABSZ(520), EIN(520), AUS(520)

REAL\*8 U(3,3), V(3), S(3)

I1=(IFIT-1)/2

II=IANF+I1

IJ=IENDE-I1

DO 2 I=II, IJ

J=I-I1-1

DO 3 L=1, 3

V(L)=0.

DO 3 K=1, 3

3 U(K,L)=0.

DO 4 M=1, IFIT

JM=J+M

X1=ABSZ(JM)-ABSZ(I)

X2=X1\*\*2

X3=X2\*X1

X4=X2\*X2

V(1)=V(1)+EIN(JM)\*X2

V(2)=V(2)+EIN(JM)\*X1

V(3)=V(3)+EIN(JM)

U(1,1)=U(1,1)+X4

U(1,2)=U(1,2)+X3

U(1,3)=U(1,3)+X2

U(2,1)=U(1,2)

U(2,2)=U(1,3)

U(2,3)=U(2,3)+X1

U(3,1)=U(1,3)

U(3,2)=U(2,3)

4 U(3,3)=U(3,3)+1

CALL GAUSS3(3,U,V,S,IC)

IF(IC) 12, 13, 12

12 WRITE(6,60)

60 FORMAT(' MATRIX U SINGULAR')

S(2)=0

GOTO 2

13 CONTINUE

IF(I.EQ.II)GOTO5

IF(I-IJ)2,6,2

5 DO 7 N=IANF, II

X1=ABSZ(N)-ABSZ(II)

7 AUS(N)=2\*S(1)\*X1+S(2)

GOTO 2

6 DO 8 N=IJ, IENDE

X1=ABSZ(N)-ABSZ(IJ)

8 AUS(N)=2\*S(1)\*X1+S(2)

2 AUS(I)=S(2)

IK=IANF-1

DO 9 I=1, IK

9 AUS(I)=0.

RETURN

END

SIGMA

FUNCTION SIGMA(F)

C  
C  
C

CALCULATION OF THE N-P CROSS SECTION

$$H1=0.09415 * F - 1.86 + 0.00013 * F ** 2$$

$$H1=3 / (1.20 (* F + F1 ** 2))$$

$$H2=(0.4223 + 0.13 * F) ** 2 + 1.206 * F$$

$$SIGMA=3.141593 * (H1 + 1/H2)$$

RETURN

END

FLUX

SUBROUTINE FLUX (DIR,DIL,AH,AC,FS,EU,IANF,IENDE,E,R1,U,FU)

C  
C  
C

FLUX PER UNIT ENERGY AND LETHARGY

DIMENSION F(520),F1(520),U(520),FU(520)

S=3.141593\*DIR\*\*2.

DO 2 I=IANF,IENDE

EN=E(I)

SH=SIGMA(EN)

SC=2.285\*EN\*\*(-0.425)

A=AH\*SH+AC\*SC

AL=A\*DIL

F=(1-EXP(-AL))/AL

C  
C

EFFICIENCY CORRECTION

EPSI=AH\*SH\*DIL\*F

C  
C  
C

DOUBLE SCATTERING AND WALL EFFECT CORRECTION

C1=0.78/DIL

C2=0.09\*DIL\*AH

C3=0.077\*DIR\*AH

RMAX=1.18\*10\*\*(-3)\*EN\*\*1.75

SIG1=SIGMA(C.068\*EN)

ETA=1-C1\*RMAX+C2\*SH+C3\*SIG1

F1(I)=- (EN\*F1(I))/(S\*EPSI\*ETA)

IF (EN.LE.FS) F1(I)=C.

2 CONTINUE

C

DO 43 I=IANF,IENDE

IF (R1(I).LT.0.) R1(I)=0.

FU(I)=F(I)\*F1(I)

AR=EU/E(I)

U(I)=ALOG(AR)

43 CONTINUE

RETURN

END

FLUXCC

SUBROUTINE FLUXCC (R,E1,E2,M,IA,IE,EC,EU,FU,FC,FUC,FI)

C  
C  
C  
FLUX CONDENSATION IN FEW ENERGY GROUPS

DIMENSION F(520),FC(30),FC(30),FI(30),  
XE1(520),E2(520),IK(30),UC(30),FUC(30),FU(520)

DO 12 K=1,M  
AR=EU/EC(K)  
UC(K)=ALOG(AR)

12 CONTINUE  
EMAX=E2(IE)  
K=1

11 IF (EMAX-EC(K)) 9,10,10

9 FC(K)=0.  
FI(K)=0.  
FUC(K)=0.  
K=K+1

GO TO 11

10 KI=K  
EC(M+1)=0.  
K=M

S=0.  
SU=0.  
I=IA

FMIN=E1(IA)

19 IF (EC(K)-EMIN) 17,18,20

17 FC(K)=0.  
FI(K)=0.  
FUC(K)=0.  
K=K-1

GO TO 19

18 FC(K)=0.  
FI(K)=0.  
FUC(K)=0.  
K=K-1

GO TO 4

20 FC(K)=0.  
FI(K)=0.  
FUC(K)=0.

24 IF (E1(I)-EC(K)) 21,22,23

21 I=I+1  
GO TO 24  
22 K=K-1

GO TO 4

23 S=R(I-1)\*(F1(I)-EC(K))  
AR1=EU/E1(I)  
U1=ALOG(AR1)  
SU=FU(I-1)\*(UC(K)-U1)  
K=K-1

4 IF (E2(I)-EC(K)) 1,2,3

1 S=S+R(I)\*(E2(I)-E1(I))

AR1=EU/E1(I)  
AR2=EU/E2(I)  
U1=ALOG(AR1)  
U2=ALOG(AR2)  
SU=SU+FU(I)\*(U1-U2)

I=I+1  
GO TO 4

## FLUXCO

```

2 S=S+R(I)*(E2(I)-F1(I))
  FC(K)=S/(E(K)-FC(K+1))
  FI(K)=S
  IF (K.EQ.M) GO TO 13
  AR1=EU/F1(I)
  AR2=EU/F2(I)
  U1=ALCG(AR1)
  U2=ALCG(AR2)
  SU=SU+FU(I)*(U1-U2)
  FUC(K)=SU/(UC(K+1)-UC(K))
  GO TO 15
13 FUC(K)=FC(K)*EC(M)/2.
15 S=0.
  SU=0.
  I=I+1
  K=K-1
  IF (K-KI) 5,4,4
3 S=S+R(I)*(EC(K)-E1(I))
  FC(K)=S/(E(K)-EC(K+1))
  FI(K)=S
  IF (K.EQ.M) GO TO 14
  AR1=EU/F1(I)
  U1=ALCG(AR1)
  SU=SU+FU(I)*(U1-UC(K))
  FUC(K)=SU/(UC(K+1)-UC(K))
  GO TO 16
14 FUC(K)=FC(K)*EC(M)/2.
16 AR2=EU/E2(I)
  U2=ALCG(AR2)
  SU=FU(I)*(UC(K)-U2)
  S=R(I)*(F2(I)-EC(K))
  K=K-1
  IF (E2(I).LT.EC(K)) GO TO 25
  S=S-R(I)*(F2(I)-EC(K))
  EC(K)=S/(EC(K)-EC(K+1))
  FI(K)=S
  SU=SU-FU(I)*(UC(K)-U2)
  FUC(K)=SU/(UC(K+1)-UC(K))
  S=R(I)*(E2(I)-EC(K))
  SU=FU(I)*(UC(K)-U2)
  K=K-1
25 I=I+1
  IF (K-KI) 5,4,4
5 WRITE (6,6)
6 FORMAT(37X,'CONDENSATION IN FEW ENERGY GROUPS'//
  X' GROUP',6X,'UPPER ENERGY (MEV)',8X,'UNITARY FLUX(E)',6X,
  X' INTEGRATED FLUX',8X,'UNITARY FLUX(U)',7X,'UPPER LETHARGY'//)
  K=1
  DO 8 I=1,M
  IK(K)=I
  K=K+1
8 CONTINUE
  WRITE(6,7) (IK(K),EC(K),FC(K),FI(K),FUC(K),UC(K),K=1,M)
7 FORMAT (I4,12X,F7.4,9X,E20.8,4X,E18.8,3X,E20.8,3X,E18.8)
  RETURN
  END

```

65  
NORMA

SUBROUTINE NORMA (IANF, IENDE, XA, YA, YE, E, FU)

C  
C  
C

NORMALIZATION TO THREE DECADES

DIMENSION E(520), FU(520)

IAN=IANF-1

YFU=FU(IANF)/10.

DO 8 I=IANF, IENDE

PR=FU(I)

YFU=AMAX1 (PR, YFU)

8 CONTINUE

CCEF=0.5\*YE/YFU

DO 9 I=IANF, IENDE

FU(I)=CCEF\*FU(I)

IF (FU(I).LE.C.) FU(I)=YA/100.

FU(I)=ALOG10(FU(I))

IF (E(I).LE.C.) E(I)=XA/100.

F(I)=ALOG10(E(I))

9 CONTINUE

DO 10 I=1, IAN

FU(I)=YA/100.

FU(I)=ALOG10(FU(I))

IF (E(I).LE.C.) E(I)=XA/100.

E(I)=ALOG10(E(I))

10 CONTINUE

RETURN

END

STEPLO

SUBROUTINE STEPLC (K,E,F,EP,FP)

C  
C  
C

STEP FUNCTION FOR PLOTTING

DIMENSION E(30),F(30),EP(60),FP(60)

E(K+1)=0.

DO 1 I=1,K

EP(2\*I-1)=E(I)

FP(2\*I-1)=F(I)

EP(2\*I)= E(I+1)+(E(I)-E(I+1))/100.

FP(2\*I)=F(I)

1 CONTINUE

RETURN

END

Apéndice C

Transferencia de la distribución de cuentas  
a cinta magnética para la entrada en TRADI

Generalmente el número de cuentas registrado en la memoria del analizador multicanal se obtiene en la forma de una cinta perforada. Para transferir estos datos en una forma conveniente para la entrada en el programa TRADI, puede utilizarse el procedimiento que se muestra en la Fig. b.

El primer paso, transferencia de los datos desde la cinta perforada a una unidad de acceso directo en la computadora (disco NUSYS), se realiza usando el programa LOLE /41/.

El segundo paso, transferencia de los datos desde la unidad de acceso directo a la cinta magnética, se realiza con el programa PLABA. En el Apéndice D se presenta el listado de este programa. PLABA registra los datos en la cinta magnética en el formato necesario para la entrada en TRADI.

Las tarjetas para la entrada en PLABA, en la convención FORTRAN normal, son los siguientes:

TARJETA 1 : (I2)

INM = número de mediciones a transferir

TARJETA 2 : (5I2,I4)

KD = número correspondiente al día de la medición

KM = número correspondiente al mes de la medición

KA = dos últimos números correspondientes al año de la medición

ID = número de canales en dirección Y; en una medición monodimensional ID = 1

IENDE = número de canales en dirección X

Si INM > 1 se agregan las correspondientes tarjetas "2".

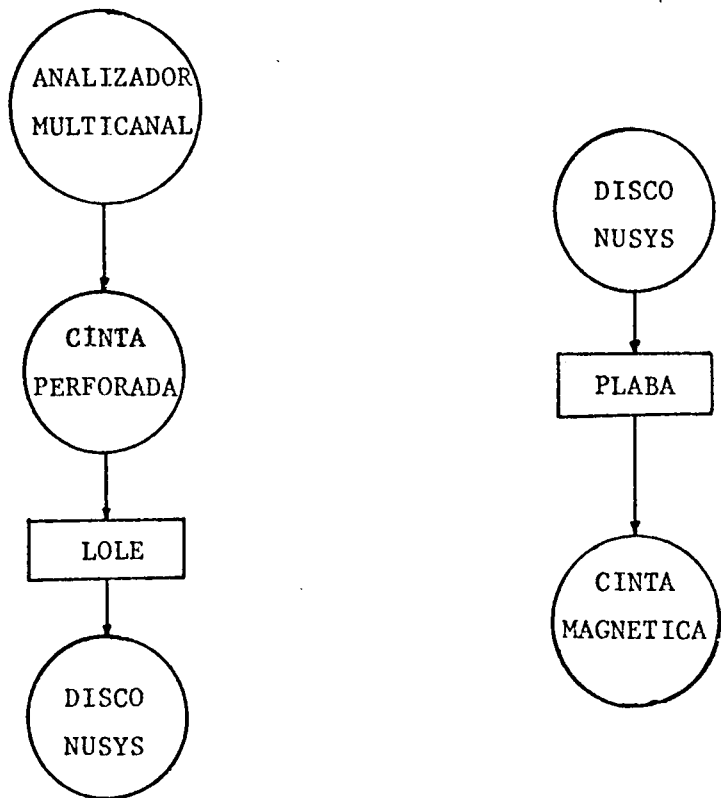


Fig. b Transferencia de datos en cinta perforada a cinta magnética para entrada en el programa TRADI

Apéndice D Listado FORTRAN del programa PLABA

```
*****  
*  
* PLABA *  
*  
* MESSDATEN VON NUSYS PLATTE AUF BAND SCHREIBEN *  
*  
*****  
  
DIMENSION R(4100),KANIN(4100),IK(4100)  
READ(5,5) INM  
LK=0  
7 READ(5,1) KD,KM,KA,NM,ID,IENDE  
13 READ (1) NAME,MESS  
READ(1) K, (KANIN(I), I=1,K)  
DO 10 I=1,K  
R(I)=KANIN(I)  
10 CONTINUE  
LK=LK+1  
WRITE(6,2) KD,KM,KA,NM  
KF=0  
DO 4 KY=1, ID  
KI=KF+1  
KF=KI+IENDE-1  
WRITE(2) IENDE, (R(I), I=KI, KF)  
14 WRITE (6,3) KY, IENDE  
DO 18 I=KI, KF  
IK(I)=I-(KY-1)*IENDE  
18 CONTINUE  
WRITE(6,9) (IK(I),R(I), I=KI, KF)  
4 CONTINUE  
IF (LK.LT.INM) GO TO 7  
END FILE 2  
REWIND 2  
5 FORMAT (I2)  
1 FORMAT (5I2,I4)  
2 FORMAT (//'  
3 FORMAT (//'  
X 15,/) MESSUNG NR. ',I2,'.',I2,'.',I2,'.',I2,//)  
Y-KANAL =',I3,' ANZAHL X-KANAELE =',  
9 FORMAT (9(I5,F8.U))  
STOP  
END
```

REFERENCIAS

1. A. Prince, "Analysis of high energy neutron cross sections for fissile and fertile isotopes", Proc. Second Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors, Vol. II, IAEA, 1970, p. 825.
2. J. Kallfelz, B. Zolotar and B. Sehgal, "Modifications to fissile element cross sections and their influence on calculated fast reactor parameters", ANL-7610 (1969) 224.
3. E. Kiefhaber and D. Thiem, "The influence of fission neutron spectra on integral nuclear quantities of fast reactors", KFK-1561 (1972).
4. T. Gozani, "Experimental kinetics studies in a  $^{238}\text{U}$  sphere", Nucl. Sci. Eng. 36, 143 (1969).
5. D. Rusch, N. Pieroni and E. Wattecamps, "Berechnung und Messung zeitabhängiger Neutronenspektren einer gepulsten Natururananordnung", KFK-1272/2 (1972) 121-3.
6. H. Borgwaldt, M. Küchle, F. Mitzel and E. Wattecamps, "SUAK - A fast subcritical facility for pulsed neutron measurements", IAEA-Symp., Karlsruhe, 1965, SM 62/3.
7. D. Rusch, "Eine gepulste 14 MeV Neutronenquelle mit Klystron-Strahlgruppierung zur Erzeugung kurzer Pulse hoher Intensität", KFK-1271/2 or EUR 472 d, 1971.
8. H. Kusters (comp.), "Progress in fast reactor physics in the Federal Republic of Germany", KFK-1632 or EACRP-U-46, 1973, Sect. 3.2.3 .

9. J.J. Schmidt, "Neutron cross sections for fast reactor materials", KFK-120 or EANDC-E-35 U, 1966.
10. D. Rusch, personal communication.
11. N. Pieroni, D. Rusch and E. Wattecamps, "Measurement of time-dependent fast neutron spectra with a NE 213 scintillator", Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 317.
12. D. Decke and C. Williams, "High resolution time spectrometry", ORTEC, 1968.
13. V. Verbinsky, W. Burrus, T. Love, W. Zobel, N. Hill and R. Textor, "Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry", Nucl. Instr. and Meth. 65 (1968) 8.
14. F. Kappler, D. Rusch and E. Wattecamps, "Detection efficiency of fast neutron time-of-flight detectors and reliability check by measuring tailored source spectra", Nucl. Instr. and Meth. 111 (1973) 83.
15. D. Smith, R. Polk and T. Miller, "Measurement of the response of several organic scintillators to electrons, protons and deuterons", Nucl. Instr. and Meth. 64 (1968) 157.
16. A. Wickenhäuser, "Beschreibung einiger Fortran-Subroutinen allgemeinen Inhalts in der IASR-Programmbibliothek", IASR-SNEAK-I N 363, 1972.
17. J. Marion and J. Fowler (ed.), "Fast Neutron Physics", New York, Interscience Publishers, 1963.
18. G. Halbritter, "Die Spektrometrie schneller Neutronen mit festen organischen Scintillatoren", Diplomarbeit, Institut für Meß- und Regel. der Technischen Hochschule München, 1969.

19. H. Broeck and C. Anderson, "The stilbene scintillation crystal as a spectrometer for continuous fast-neutron spectra", Rev. of Sci. Instr. 31, 10 (1960) 1063.
20. M. Toms, "Stilbene and NE 213 characteristics related to their use for neutron spectrometry", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-17, No. 3 (1970) 107.
21. W. Burrus and V. Verbinski, "Fast-neutron spectroscopy with thick organic scintillators", Nucl. Instr. and Meth. 67 (1969) 181.
22. H. Werle and H. Bluhm, "Fission-neutron spectra measurements of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{252}\text{Cf}$ ", Jour. of Nucl. Energ. 26 (1972) 165.
23. E. Barnard, C. Ferguson, W. McMurray and I. van Heerden, "Time-of-flight measurements of neutron spectra from the fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$ ", Nucl. Phys. 71 (1965) 228.
24. H.H. Knitter, A. Paulsen, H. Liskien and M.M. Islam, "Measurements of the neutron energy spectrum of the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ ", Atomkernenergie (ATKE) 22 (1973) 1fg. 2., 84.
25. E. Straker, C. Burgart, T. Love and R. Freestone, "Simultaneous determination of fast-neutron spectra by time-of-flight and pulse-height unfolding techniques", Nucl. Instr. and Meth. 97 (1971) 275.
26. W. Eyrich, "Zwei leistungsstarke Neutronengeneratoren für Impuls- und Dauerbetrieb", Nukleonik 4, 4 (1962) 167.
27. G. Arnecke, H. Borgwaldt and M. Lalovic, "Kurzbeschreibung des Karlsruher Monte-Carlo Codes KAMCCO", PSB-B Nr. 397/71 (1971).
28. G. Arnecke, H. Borgwaldt and M. Lalovic, "DASU-Programm zur Erstellung von Wirkungsquerschnitten für den Monte-Carlo Code KAMCCO", PSB-B Nr. 404/71 (1971).

29. H. Borgwaldt, "DACONT-Programmbeschreibung", in preparation.
30. H. Borgwaldt, personal communication.
31. J.J. Schmidt, "Fast neutron nuclear data for  $^{238}\text{U}$ ", KFK-120/Teil I, Abschnitt VI-2 (1966).
32. N. Pieroni, E. Wattecamps and D. Rusch, "Preliminary results of a new method for investigating fast neutron cross section data", IASR-SNEAK-1 N 365/72 (1972).
33. H. Bluhm, "Neutronenspektrumsmessungen in einem abgereicherten Uranmetallblock zur Untersuchung von diskrepanten  $^{238}\text{U}$ -Wirkungsquerschnitten", KFK-1798 (1973).
34. D. Rusch, N. Pieroni and E. Wattecamps, "Ein-Material-Experimente an der SUAK: Ausflußspektrum der Anordnung UNAT, experimentelles Ergebnis und erste Rechnungen", INR-A 456/72 (1972).
35. J. Chaudat, M. Darrouzet and E. Fischer, "Experiments in pure uranium lattices with unit  $k_{\infty}$ . Assemblies SNEAK-8/8Z, UK1 and UK5 in ERMINE and HARMONIE", KFK-1865 or CEA-N-1670, 1973.
36. P. McGrath, "KAPER - Lattice program for heterogeneous critical facilities", KFK-1893 (1973).
37. E. Kiefhaber (comp.), "The KFKINR-Set of group constants; nuclear data basis and first results of its application to the recalculation of fast zero-power reactors", KFK-1572 (1972).
38. E. Kiefhaber, personal communication.
39. G. Halbritter, personal communication.
40. S. Heine, "PLOTA, ein verallgemeinertes Plot-programm", RZ-A Nr. 9 (1967).
41. M. Ferranti and F. Kappler, "Programme zur Auswertung von Neutronenspektrumsmessungen nach der Flugzeitmethode", INR-A 422/71 (1971).