

---

---

VALORACION DE LA CONTAMINACION  
DE NEUTRONES PRODUCIDOS POR UN  
ACELERADOR LINEAL DE ELECTRONES  
(18 MV) DE USO CLINICO.

F. Sánchez Doblado,

TESIS DOCTORAL

ABRIL 1987

---

---

T  
63

R. 5344



**UNIVERSIDAD DE SEVILLA**  
**FACULTAD DE FISICA**

**VALORACION DE LA CONTAMINACION  
DE NEUTRONES PRODUCIDOS POR UN  
ACELERADOR LINEAL DE ELECTRONES  
(18 MV) DE USO CLINICO.**

**UNIVERSIDAD DE SEVILLA**  
**SECRETARIA GENERAL**



Queda registrada esta Tesis Doctoral  
al folio...211...número...8...del libro  
correspondiente.

Sevilla, 28 ABR. 1987  
El Jefe del Negociado de Tesis,

*H. Palencia Diaz Roldano*

**UNIVERSIDAD DE SEVILLA**

Depositado en  
de la  
de esta Universidad desde el día  
hasta el día

Sevilla de de 19  
**EL DIRECTOR DE**

Memoria presentada por  
**Fco. SANCHEZ DOBLADO**  
para optar al grado de Doctor  
en Ciencias Físicas.

Director: **Gonzalo Madurga Lacalle**,  
Catedrático y Director del Dpto. de  
Física Atómica, Molecular y Nuclear.

*Gonzalo Madurga Lacalle*

A Rosa y Julia

por el tiempo que les debo.

## AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, agradezco muy especialmente a mi Director, **Gonzalo Madurga**, por haberme dado todo tipo de facilidades para la realización de este trabajo. Le agradezco también el esfuerzo efectuado al asumir este tema interdisciplinar, no escatimando en ningún momento tiempo ni dedicación. Sin su continuo apoyo no hubiera podido superar los numerosos obstáculos que han ido surgiendo.

Agradezco con mucho interés la ayuda prestada por los compañeros del *Servicio de Física-Médica del Hospital Virgen del Rocío*, **Victoriano Glez.** y **Niguel Herrador** quienes han sabido rodearme del clima propicio para la culminación de este proyecto.

De igual modo a los compañeros del *Depto. de Fisiología de la Facultad de Medicina*, en especial a **J. Carlos Mateos**, **Juan Ureña** y **J. López Barneo** de *Física-Médica* quienes me apoyaron y fueron capaz de comprender mi continua ausencia para poder realizar este trabajo en la *Facultad de Física*.

Agradezco con especial énfasis la colaboración prestada en todo momento por el personal del *Centro de Cálculo de la Universidad de Sevilla*. Concretamente a **Gustavo** quien nos orientó siempre que hubo alguna dificultad y tradujo la primitiva cinta magnética que recibimos para poder ser instalada en VAX. A **Santiago** y **Marisol** por las ayudas en el paso de partes de UNIVAC a VAX, así como a **OPER PEPI**, **OPER FIFI**, y **OPER JULIO** quienes siempre me facilitaron lo que necesitaba.

A **Rafael Arrans** con quien tuve ocasión de vivir una interesante experiencia en el *Instituto Finsen de Copenhague* de la que aprendí mucho, sobre todo la filosofía de trabajo. Cerca de allí, en *Malmo* pudimos intercambiar experiencias y resultados con **L. Eric Olson**, físico del *Radiofysikavdelningen* que además me presentó a **Irenea Gudowska** del *Karolinska-Institutet* de Estocolmo, cuyos trabajos me han sido de una inestimable ayuda.

A todos los compañeros del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear que me han apoyado y estimulado a lo largo de este proceso y que seguro que no se ha quedado ninguno sin que lo haya "molestado" en alguna ocasión. En especial a **J. Arias** por su gran colaboración en la implantación del código MORSE en nuestro ordenador, a **M. García León** por la calibración de las sondas de Indio con el multicanal, y a **Naribel Gallardo** por sus clases sobre Resonancias Dipolares Gigantes.

A **Javier Florindo** por su gran ayuda en el mecanografiado ya que sin su colaboración no hubiese sido posible entregarlo en el plazo previsto.

Al *Oak Ridge National Laboratory (USA)*, así como al *Data Bank* de la *Nuclear Energy Agency* de la O.C.D.E. quienes me facilitaron los programas

del código MORSE así como las librerías de secciones eficaces que hemos manejado.

A *D. Marcelino Vidarte*, Jefe del *Servicio de Radioterapia* del *Hospital Virgen del Rocío* de Sevilla, por su entera disposición a todo cuanto ha sido necesario para la elaboración de este trabajo. Asimismo lo hago extensivo al resto de médicos, ATS, auxiliares y administrativos.

A *Santiago Millán* y *Pedro Andreo* del *Hospital Clínico de Zaragoza*, por facilitarme el tema en el que después me he visto envuelto durante varios años.

A *R.C. Mc Call*, *Radiation Physics Group Leader of Stanford Linear Accelerator Center. University of Stanford, California, USA.*

A *P.H. Mc Ginley*, *PH. D. Emory University Clinic, Atlanta, Georgia USA.*

A *S. Yamaguchi*, *Dept. of Radiological Technology, College of Medicine, Hokkaido University, Sapporo, JAPAN*, por sus sugerencias y facilitación de material, sin cuya ayuda hubiese sido muy difícil la elección del método, puesta a punto de los resultados y recopilación de bibliografía.

A *Vicente Alcober*, de la *Junta de Energía Nuclear*, por la construcción de las sondas de Indio y Cadmio.

A *Francisco Freytas*, por su ayuda en la construcción de los moderadores de parafina y su disponibilidad en todo momento a cuanto se necesitaba.

A *CGR-MeV* por su colaboración y en especial a *F. Sánchez Tejeda*, por la pronta resolución de todos los problemas técnicos que nos han ido surgiendo en el linac. También a *L. Pozuelo* y *C. Perraudin* por sus informaciones técnicas y envío de planos del acelerador.

---

---

***INDICE***

---

---

## INDICE

I.-	INTRODUCCION.	1
II.-	FISICA DE LA PRODUCCION FOTONEUTRONICA.	13
III.-	ESPECTRO PRIMARIO DE FOTONEUTRONES.	26
IV.-	ESPECTRO Y ENERGIA MEDIA EN EL INTERIOR DEL BUNKER. METODO SIMPLIFICADO DE Mc CALL.	35
V.-	TEORIA DEL TRANSPORTE DE NEUTRONES.	49
VI.-	EL METODO DE MONTECARLO.	68
VII.-	APLICACION Y USO DEL CODIGO MORSE PARA EL TRANSPORTE DE NEUTRONES MEDIANTE EL METODO DE MONTECARLO.	78
VIII.-	ESPECTRO EN EL INTERIOR DEL BUNKER. METODO DE MONTECARLO.	93
IX.-	EL INDIO COMO DETECTOR DE NEUTRONES.	110
X.-	VALORACION DE LA FLUENCIA Y DOSIS EQUIVA- LENTE MEDIANTE LOS DETECTORES DE INDIO.	123
XI.-	RESULTADOS.	137
XII.-	CONCLUSIONES.	153
	BIBLIOGRAFIA.	158

---

---

I. - INTRODUCCION.

---

---

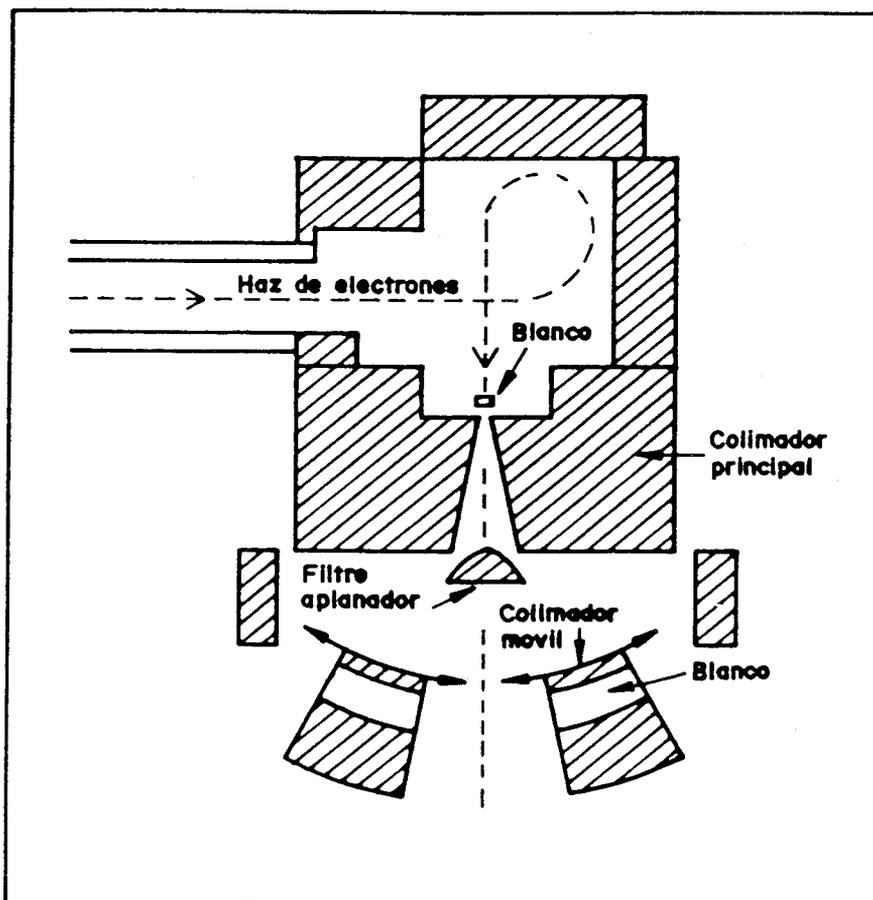
## I. - INTRODUCCION

Los haces de radiaciones de altas energías, producidos por los aceleradores de electrones de uso clínico, están generalmente contaminados por neutrones. Estas partículas aparecen fundamentalmente como resultado de la interacción de los fotones o electrones con los elementos constituyentes del acelerador: blanco, blindajes, colimadores, filtro homogenizador, ventana de energía, bobinas... (figura I.1).

La distribución espacial de neutrones así generados es aproximadamente isotrópica y atraviesan el blindaje en todas direcciones.

El exceso de dosis añadido al paciente por la presencia de neutrones en la sala de tratamiento puede considerarse despreciable (<0.1%) (Mc Call, 1981).

La anterior afirmación, sin embargo, no es trasladable al personal profesionalmente expuesto ya que desde el punto de vista de la radioprotección es importante la valoración y consecuente adopción de medidas correctoras. Este hecho viene justificado por la presencia de nuevos isótopos, en general de vidas cortas, debido al fenómeno de la activación neutrónica de los diferentes materiales presentes en el interior del bunker.



**FIGURA I.1:** Representación esquemática de la cabeza típica de un acelerador lineal de electrones de uso clínico.

La magnitud de la contaminación fotoneutrónica, en torno a los aceleradores, es un problema aún no bien resuelto, ya que ofrece una gran dificultad la medida de estas partículas en presencia de una considerable intensidad de radiación de fotones de alta energía. Uniéndose además el hecho de desconocerse el espectro de neutrones, lo que hace muy difícil la valoración del flujo neutrónico y su correspondiente dosis equivalente.

En nuestro trabajo pretendemos valorar dicho flujo a partir de la medida de la actividad inducida en el In-115 al exponerse a la acción de los neutrones, procedimiento que resulta independiente de la intensidad del haz de fotones y que permite la valoración de más de un punto simultáneamente.

Para la obtención de la dosis equivalente se utiliza un método simplificado propuesto por Mc Call (NCRP nº79, 1984). Este procedimiento deduce los valores de la energía de los neutrones a partir de un complejo método teórico basado en el Método de Monte-Carlo, y para el que se usa un potente programa de computador, como se verá posteriormente.

El proceso más importante, para la producción de neutrones, que tiene lugar en los aceleradores de electrones de uso clínico es la reacción  $(\gamma, n)$  producida por los fotones de Bremsstrahlung que generan los electrones en la vecindad de los núcleos (ver figura I.2). En este proceso un núclido de masa  $A$  y carga  $Z$  absorbe un fotón y entonces emite un neutrón transformándose en un núclido de masa  $(A-1)$  y carga  $Z$ . Este núclido a menudo es radiactivo, decayendo generalmente por emisión de positrón o por captura electrónica.

La mínima energía requerida para arrancar un neutrón de un núcleo estable está comprendida entre 6 y 16 MeV, con la excepción del Be que posee una energía umbral de sólo 1.66 MeV. La tabla I.1 muestra para algunos materiales la energía mínima para la producción de fotoneutrones ( $E_{th}$ ), la energía de los picos de las secciones eficaces ( $E_{max}$ ), así como la sección eficaz máxima de estos puntos ( $\sigma_{max}$ ). Un núcleo puede pues absorber un fotón de alta energía y emitir un neutrón si la energía de la partícula incidente excede la energía umbral.

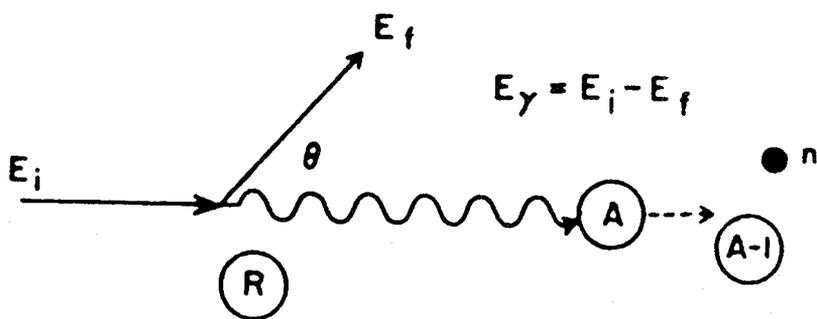
Un electrón de alta energía puede también interaccionar con un núcleo mediante la reacción  $(e, e'n)$ , pero la sección eficaz para ella es generalmente menor que la que corresponde a la fotoneutrónica por un factor cercano a 0.0025 (Mc Ginley, 1976).

Numerosas publicaciones (Berman, 1974; Cook, 1966; Veyssiere, 1974; Sund, 1968) representan la sección eficaz para la extracción de uno o varios neutrones, reacciones  $(\gamma, n)$  y  $(\gamma, xn)$  como función de la energía del fotón. De entre ellas podemos destacar por su interés las de las figuras I.3 a I.8. A la vista de estas gráficas podemos decir que el proceso de producción neutrónica por fotorreacción es más probable en elementos de número atómico alto para la energía de fotones (RX-18MV) disponible en nuestro acelerador lineal SATURNO-20. Por esta razón tendremos muy pocos fotoneutrones producidos en el organismo. En su gran mayoría serán producidos en la estructura del acelerador (figura I.9).

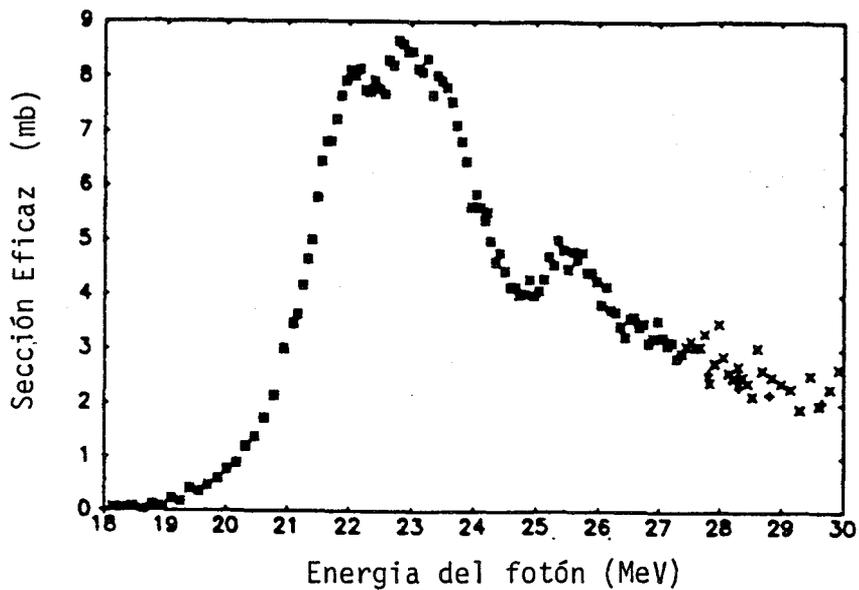
**TABLA I.1:** Producción fotoneutrónica en diversos materiales

Energía umbral,  $E_{th}$ , energía de los picos de las secciones eficaces,  $E_{max}$ , y la sección eficaz  $(\gamma, n)$  máxima,  $\sigma_{max}$ , para diferentes materiales. Tomada de *Gudowska* (1984).

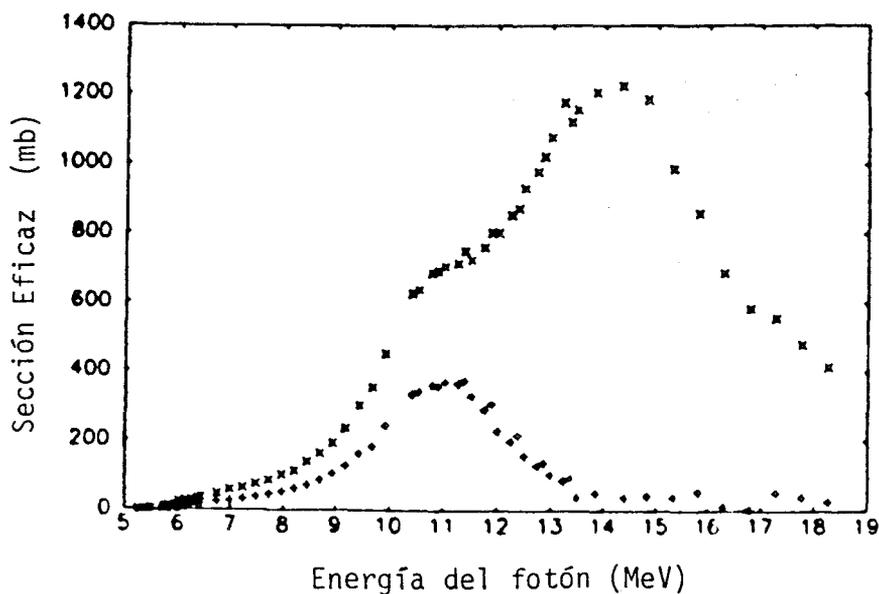
Z	MATERIALES	A	ABUNDANCIA (%)	$E_{th}$ (MeV)	$E_{max}$ (MeV)	$\sigma_{max}$ (mb)
4	Berilio	9	100.0	1.7	8-9	4.0
6	Carbono	12	98.0	18.7	23.0	7.0
3	Aluminio	27	100.0	13.1	22.0	13.5
26	Hierro	54	5.8	13.4		
		56	91.7	11.2	17-18	60.0
28	Níquel	58	67.9	12.2	18.0	25.0
		60	26.9	11.4	17.0	70.0
29	Cobre	63	69.1	10.9	16.5	70.0
		65	30.9	9.9	17.0	75.0
47	Plata	107	51.4	9.6	16.0	150.0
		109	48.6	9.2	13-18	130.0
56	Bario	137	11.3	6.9		
		138	71.7	8.6	15.6	340.0
73	Tántalo	181	100.0	7.6	13.2	280.0
74	Tungsteno	182	26.4	8.1	14-16	400.0
		183	14.4	6.2		
		184	30.6	7.4	15.5	500.0
		186	28.4	7.2	13.0	400.0
79	Oro	197	100.0	8.1	13.8	550.0
82	Plomo	206	23.6	8.1	13.5	520.0
		207	22.6	6.7	13.5	480.0
		208	52.3	7.4	13.5	660.0
92	Uranio	238	99.3	6.1	11.3	320.0



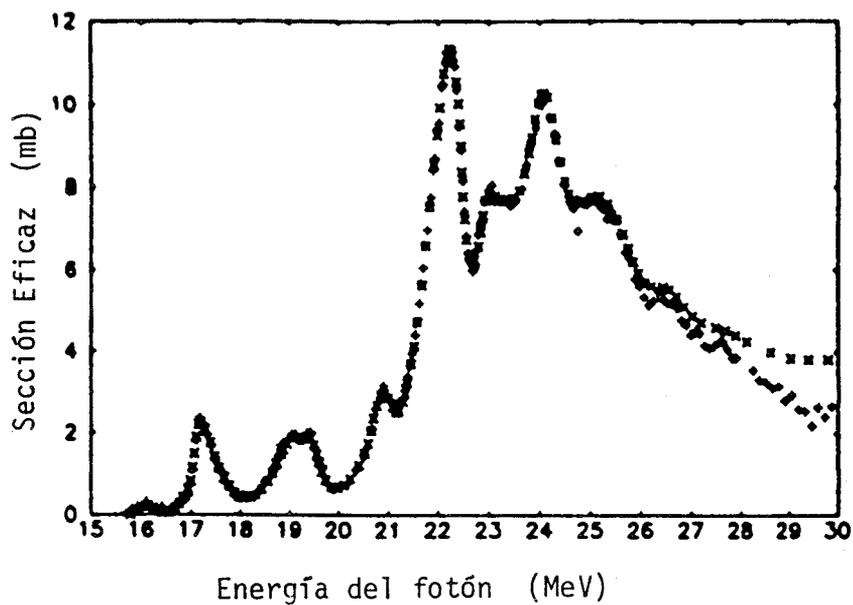
**FIGURA 1.2:** Esquema general de la reacción  $(\gamma, n)$ .



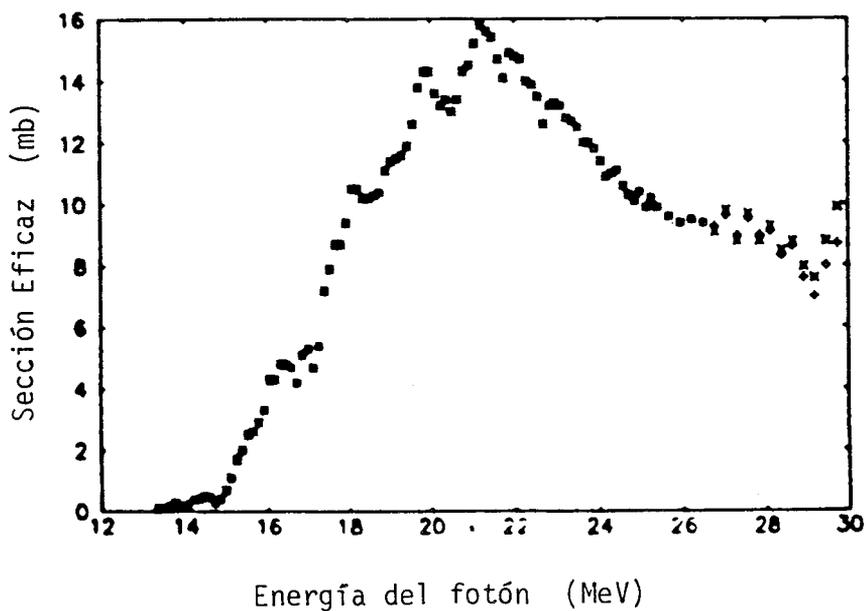
**FIGURA 1.3:** Sección eficaz del C-12 para las reacciones  $(\gamma, n)$  y  $(\gamma, xn)$  (Cook et al, 1966; Fulz et al. 1966).



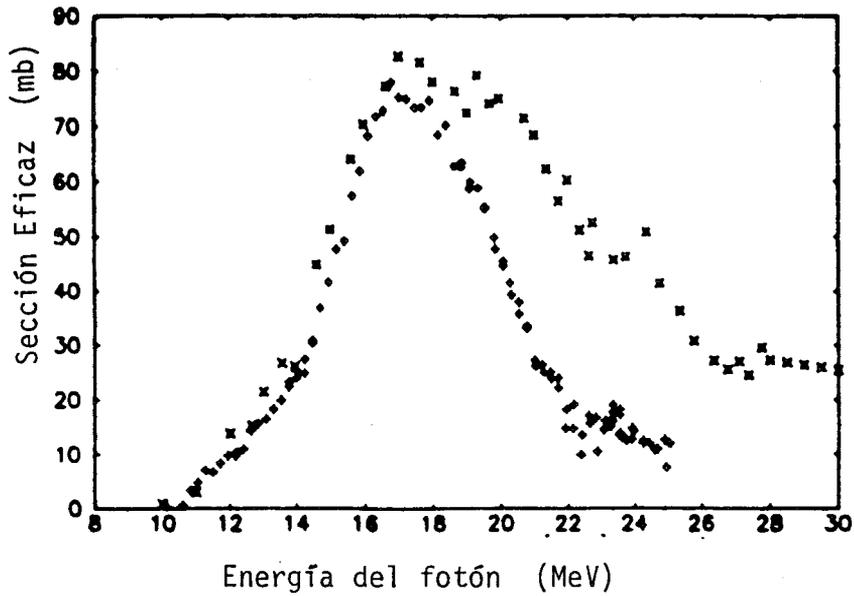
**FIGURA 1.4:** Sección eficaz del U-238 para las reacciones  $(\gamma, n)$  y  $(\gamma, xn)$  (NCRP-79, 1984).



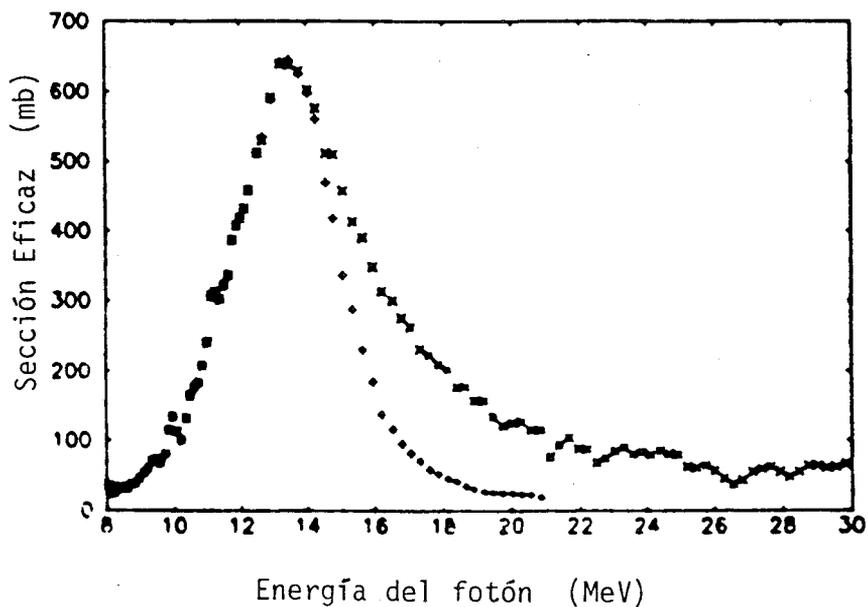
**FIGURA I.5:** Sección eficaz del O-16 para las reacciones  $(\gamma, xn)$  y  $(\gamma, n)$  (Veyssiere et al., 1974).



**FIGURA I.6:** Sección eficaz del Al-27 para las reacciones  $(\gamma, xn)$  y  $(\gamma, n)$  (Veyssiere et al., 1974).



**FIGURA 1.7:** Sección eficaz del Cobre para las reacciones  $(\gamma, xn)$  y  $(\gamma, n)$  (Kneissl et al., 1976; Sund et al., 1968).

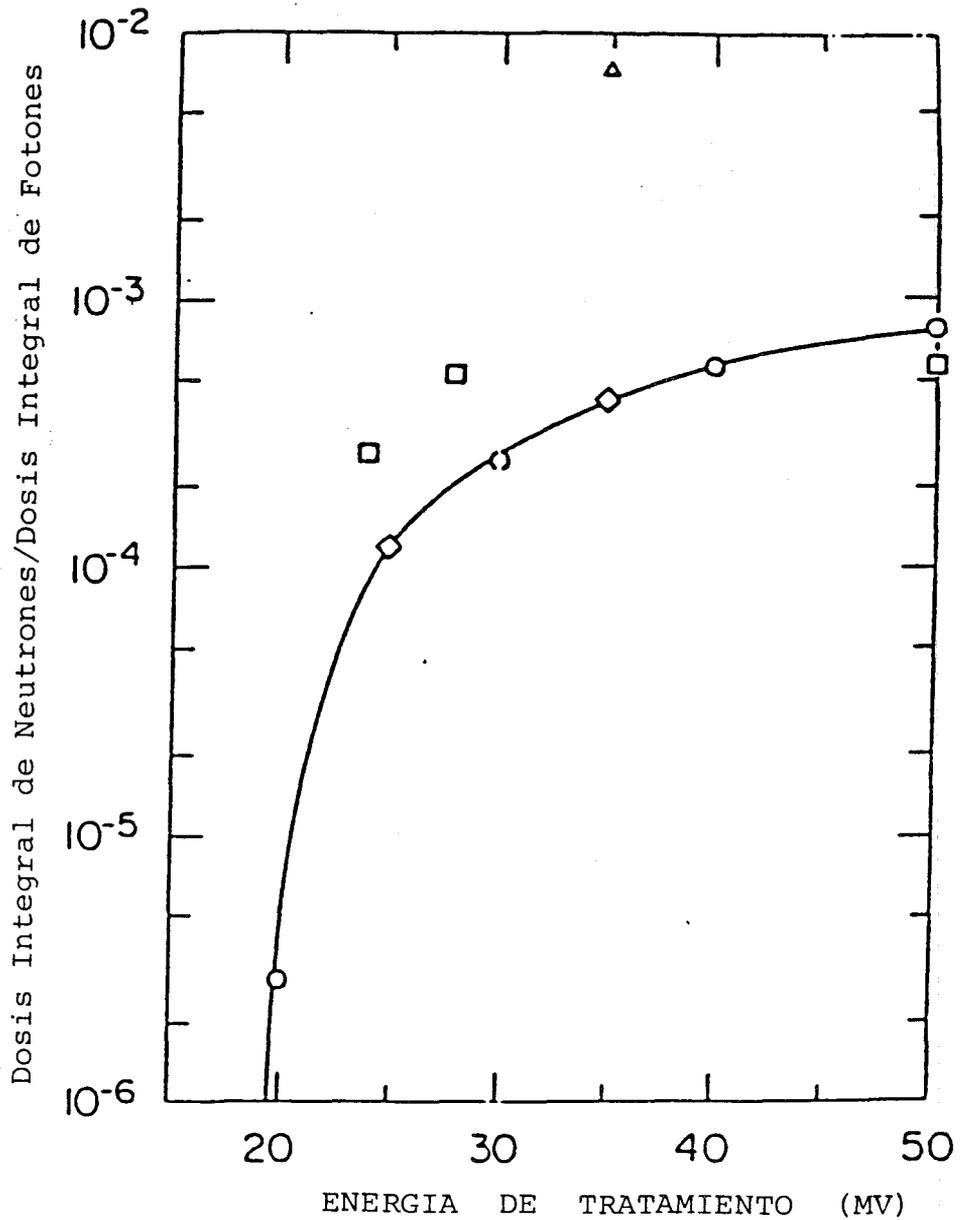


**FIGURA 1.8:** Sección eficaz del Pb-208 para las reacciones  $(\gamma, xn)$  y  $(\gamma, n)$  (Veyssiere et al., 1970).

Metales como el plomo y el tungsteno poseen una energía umbral próxima a los 7 MeV; el Cu-63 cerca de 10 MeV; el Al-27 13 MeV y valores poco superiores a 16 MeV para el O-16 y el C-12.

El valor máximo de la sección eficaz ocurre de 3 a 7 MeV por encima de la energía umbral, para después caer con el aumento de la energía del fotón.

La forma de estos picos es característica de las "resonancias gigantes", y en este caso se atribuye a la absorción dipolar eléctrica del fotón incidente, aunque la oscilación cuadrupolar puede modificar algo la sección eficaz.



**FIGURA I.9:** Producción fotoneutrónica en el cuerpo de un paciente. Los diferentes símbolos indican que han sido realizados por diferentes autores (Gudowska, 1984).

---

---

II. - FISICA DE LA  
PRODUCCION FOTONEUTRONICA.

---

---

## II. - FISICA DE LA PRODUCCION FOTONEUTRONICA

Existen dos procesos fundamentales para la producción de neutrones mediante fotones de energía inferior a 50 MeV:

- 1.- Emisión directa de neutrones (Wilkinson, 1956)
- 2.- Proceso de evaporación (Blatt, 1952).

(1) En el proceso directo, el fotón incidente transfiere su energía a un neutrón que será proyectado con una energía dada por la diferencia entre la energía del fotón y la de enlace del neutrón más la posible energía de excitación del núcleo resultante. Para núcleos ligeros, éste es el único proceso que puede tener lugar. Para núcleos pesados y con fotones de energías máximas entre 15 y 30 MeV, este proceso es responsable de aproximadamente el 10-20% de los neutrones producidos. La distribución angular de estos fotoneutrones rápidos tiene un pequeño pico a  $90^\circ$  de la dirección del haz de fotones.

(2) En el proceso de evaporación, la energía del fotón es compartida por los nucleones que constituyen el núcleo (para núcleos con peso atómico superior a 40) seguido de una desexcitación y emisión de neutrones. Para fotones con energía de algunos MeV por encima de la de umbral de un neutrón, la distribución espectral de dichos neutrones es casi independiente de la energía de los fotones.

## II.1 RESONANCIAS GIGANTES

En prácticamente todos los núcleos se encuentra en la sección eficaz de fotoabsorción un máximo muy pronunciado para una energía entre 10 y 25 MeV, lo cual se atribuye a la excitación de un estado vibracional colectivo del núcleo con espín e isoespín iguales a uno, la Resonancia Dipolar Gigante (GDR). Esta se puede interpretar esquemáticamente como una vibración lineal de protones y neutrones en la misma dirección pero en sentido contrario (en oposición de fase), sin que se altere la posición del centro de masas. La fuerza restauradora de este movimiento deriva del potencial de simetría del núcleo (Rowe, 1970).

En términos microscópicos puede considerarse, como primera aproximación, que la GDR es resultado de excitaciones tipo una partícula-un agujero (1p-1h) de los nucleones.

La producción de neutrones resultantes de la interacción de fotones con varios núclidos se rige por las propiedades de la resonancia gigante de la interacción fotonuclear. El área bajo este gran pico en la gráfica de la sección eficaz de fotoabsorción nuclear en función de la energía del fotón  $\epsilon$ , se halló que era aproximadamente la dada por la regla de suma dipolar (Levinger y Bethe, 1950).

$$\int_0^{\infty} \sigma(\epsilon) d\epsilon = \frac{2\pi e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV/mbarn,}$$

donde

$e$  es la carga del electrón

$\hbar$  la constante de Planck dividida por  $2\pi$

$M$  la masa media de su nucleón ( $Mc^2=938.926$  MeV)

$c$  la velocidad de la luz

$N$  el número de protones

$A=N+Z$  el número de nucleones en el núclido

La figura II.1 representa una curva típica de la sección eficaz de producción fotoneutrónica frente a la energía del fotón incidente. Se necesita pues una energía umbral  $E_{thr}$ , para poderse absorber un fotón excitador del núcleo. No obstante aparece toda una serie de posibles energías de fotones susceptibles de excitar al núcleo con una forma aparentemente continua que no es más que una gran suma de posibles subniveles discretos que se posee en torno a la alta energía media de unos 15 MeV. Este fenómeno de ensanchamiento de la GDR se debe pues, a la gran densidad de niveles existentes a las altas energías de resonancias. La línea de intensidad dipolar correspondiente a un estado construido por combinación lineal de excitaciones  $1p-1h$  se desdobra dando lugar a un gran número de líneas.

Para la resonancia cuadrupolar gigante existe una posibilidad de captación del fotón para una baja energía ( $\approx 4$  MeV) pero de un valor muy concreto al no existir niveles energéticos. Asimismo posee una zona ancha a más alta energía ( $\approx 16$  MeV) similar al caso de resonancia dipolar pero de un área mucho menor.

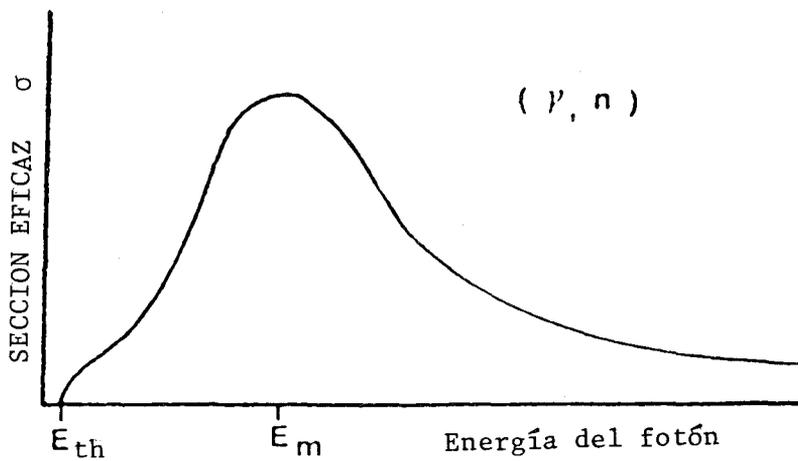
No obstante, la mayor contribución es debida al espectro ancho de mayor energía y con dependencia muy suave del número

atómico ya que el valor discreto de baja energía de fotoabsorción nuclear aunque si depende estrechamente del número atómico al relevar un salto de nivel ( $1p-1h$ ) muy concreto de cada núcleo, su energía no es lo suficientemente elevada como para que este núcleo excitado realice su *decay* mediante la emisión de un neutrón de energía de ligadura de 8-10 MeV.

En el caso cuadrupolar, el movimiento de los nucleones es tal que provoca una deformación dinámica del núcleo adquiriendo, en una de sus configuraciones más típicas, formas elipsoidales.

La contribución pues a la producción fotoneutrónica será preponderantemente debida a resonancias dipolares gigantes ya que la fotoabsorción se va haciendo más débil al ir aumentando el momento angular del modo.

En la figura II.2 aparece una representación aproximada de la resonancia gigante para núcleos que van desde el oxígeno hasta el plomo. En esta figura, la escala de energía para cada núclido ha sido normalizada de forma que la energía media de absorción del fotón ha sido igualada a 1. Dichas energías medias para los núclidos específicos se dan en MeV en el centro de las zonas sombreadas. Estas regiones sombreadas indican la anchura de la resonancia gigante en la curva de sección eficaz de absorción.



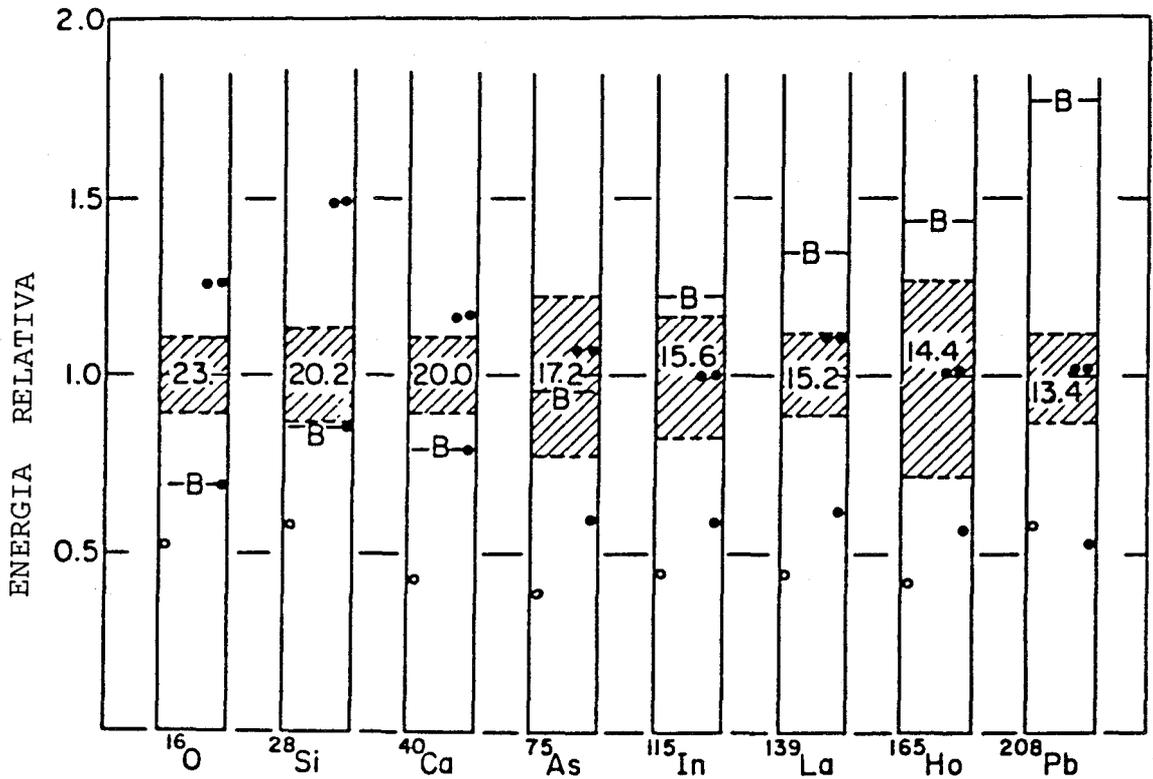
**FIGURA II.1:** Curva típica de la sección eficaz de producción de neutrones del núcleo en función de la energía del fotón incidente (Mc Ginley, 1979).

Los puntos negros y círculos abiertos indican para cada núclido las energías de separación del neutrón y protón ( $S_n$  y  $S_p$  respectivamente).

Los puntos negros dobles indican las correspondientes energías de separación de dos neutrones. Se puede observar que, mientras para los núcleos ligeros la energía de separación de dos neutrones está por encima de la resonancia gigante, en los más pesados ocurre en el centro de la resonancia gigante. Para los últimos núclidos, la sección eficaz ( $\gamma, 2n$ ) puede, por lo tanto, realizar una contribución apreciable a la sección eficaz de absorción total. Esta reacción podría dar pues, como resultado, la producción de dos neutrones por cada fotón absorbido.

La tabla II.1 presenta datos relacionados con la producción de neutrones en materiales que se pueden encontrar en instalaciones de acelerador de electrones. Esta tabla da, para una serie de elementos, que van desde el deuterio al uranio, abundancias isotópicas relativas, energía umbral asociada con la reacción de producción de neutrones, y una indicación abreviada de las propiedades de la desintegración radiactiva de los núclidos hijos producidos en cada reacción.

Varios autores (Swanson, 1979; Alsmiller, 1967; Berger y Seltzer, 1970; Hansen et al., 1975) han realizado cálculos sobre la producción fotoneutrónica para diferentes materiales usados como blanco.



**FIGURA 11.2:** Resonancia Gigante. La escala de energía para cada núcleo se ha normalizado para que la resonancia gigante sea uno. La anchura de la resonancia gigante en esta escala se indica mediante las regiones sombreadas. Las energías de separación se indican por círculos, abiertos para los protones, y cerrados para neutrones.

**TABLA II.1:**

Abundancia isotópica relativa, energía de separación de neutrones y desintegraciones del núcleo resultante (en la columna  $t_{1/2}$  se indica con s los núcleos estables).

NUCLEO			REACCION ( $\gamma, n$ )			REACCION ( $\gamma, 2n$ )		
Simb. Núm. Qúm. Másico	Abund. Relat.	Sn MeV	$t_{1/2}$	Decay	$S_{2n}$ MeV	$t_{1/2}$	Decay	
H	2	0,02	2,23	s	-			
Be	9	100	1,67	s	20,56	53d	CE	
C	12	98,99	18,72	20,4min	$\beta+$	31,84	19s	$\beta+$
	13	1,11	4,95	s		23,66	20,4min	$\beta+$
N	14	99,63	10,55	10min	$\beta+$	30,62	11ms	$\beta+$
	15	0,36	10,83	s		21,39	9,96min	$\beta+$
O	16	99,75	15,66	122s	$\beta+$	28,89	71s	$\beta+$
	17	0,03	4,14	s		19,81	122s	$\beta+$
	18	0,20	8,05	s		12,19	s	
Mg	24	78,99	16,53	11,3s	$\beta+$	29,68	2,86	$\beta+$
	25	10,00	7,33	s		23,86	11,3s	$\beta+$
	26	11,01	11,09	s		18,43	s	
Al	27	100	13,06	$>10^5$ a	$\beta+$	24,42	7,18s	$\beta+$
				6,4s	$\beta+$			
Si	28	92,23	17,18	4,13s	$\beta+$	30,49	2,21s	$\beta+$
	29	4,67	8,74	s		25,65	4,13s	$\beta+$
	30	3,10	10,61	s		19,08	s	
Cr	50	4,40	13,00	42min	$\beta+$	23,58	21h	CE
	52	83,8	12,04	28d	CE	21,30	s	
	53	9,5	7,94	s		19,98	28d	CE
	54	2,4	9,72	s		17,66	s	
Fe	54	5,8	13,38	8,5min	$\beta+$	24,10	8,3h	$\beta+$
	56	91,7	11,19	2,7a	CE	20,50	s	
	57	2,1	7,65	s		18,84	27a	CE
	58	0,2	10,04	s		17,69	s	
Co	59	100	10,45	71d	$\beta+$	19,03	271d	CE
Ni	58	68,2	12,20	36h	$\beta+$	22,47	6,1d	CE
	60	26,1	11,34	$10^5$ a	CE	20,39	s	
	61	1,1	7,82	s		12,21	$10^5$ a	CE
	62	3,5	10,60	s		18,42	s	
	64	0,9	9,66	100a	$\beta-$	16,50	s	

(sigue)

**TABLA II.1: (CONT.)**

NUCLEO			REACCION ( $\gamma, n$ )			REACCION ( $\gamma, 2n$ )		
Simb. Qím.	Número Másico	Abund. Relat.	$S_n$ MeV	$t_{1/2}$	Decay	$S_{2n}$ MeV	$t_{1/2}$	Decay
Cu	63	69,2	10,85	9,7m	$\beta^+$	19,74	3,4h	$\beta^+$
	65	30,8	9,91	12,7h	$\beta^+$ $\beta^-$	17,83	s	
Zn	64	48,6	11,86	38min	$\beta^+$	20,98	9,2h	CE
	66	27,9	11,06	244d	CE	19,04	s	
	67	4,1	7,05	s		18,11	244d	CE
	68	18,7	10,20	s		17,25	s	
	70	0,6	9,21	56min	$\beta^-$	15,70	s	
W	180	0,1	8,41	38min	CE	15,30	21d	CE
	182	26,3	8,06	121d	CE	14,75	s	
	183	14,3	6,19	s		14,25	121d	CE
	184	30,6	7,41	s		13,60	s	
	186	28,6	7,20	75d	$\beta^-$	12,95	s	
Pt	190	0,1	8,80	11h	CE	15,70	10d	CE
	192	0,8	8,70	2,9d	CE	15,10	s	
	194	32,9	8,38	4,3d	CE	14,63	s	
	195	33,8	6,11	s		14,49	4,3d	CE
	196	25,3	7,92	s		14,03	s	
	198	7,2	7,50	18h	$\beta^-$	13,40	s	
Au	197	100	8,06	6,2d	CE	14,72	183d	CE
					$\beta^-$			
Pb	204	1,4	8,40	52h	CE	15,30	10 <sup>5</sup> a	CE
	206	24,1	8,09	10 <sup>7</sup> a	CE	14,82	s	
	207	22,1	6,74	s		14,82	10 <sup>7</sup> a	CE
	208	52,4	7,37	s		14,11	s	
U	234	0,01	6,84	10 <sup>5</sup> a		12,60	72a	
	235	0,72	5,30	10 <sup>5</sup> a		12,14	10 <sup>5</sup> a	
	238	99,27	6,15	6,8d	$\beta^-$	11,28	10 <sup>5</sup> a	

**Fuentes:** Abundancias relativas (Holden, 1977), Energías de separación (Wapstra and Bos, 1977), Decay (Lederer and Shirley, 1977).

Como se ha dicho, para un espesor de blanco, la fracción directa de neutrones electronucleares es relativamente pequeña. La mayor producción de neutrones es debida a la interacción con los fotones de frenado, los cuales son emitidos por los electrones como cascada electromagnética en el blanco.

El número de fotoneutrones producidos se puede obtener a partir de la convolución entre la sección eficaz para producción de fotoneutrones (incluyendo factores para la multiplicidad de neutrones) y la trayectoria diferencial recorrida por el fotón y medida en energía, multiplicada por varios factores que son constantes para cada material. Este cálculo fué realizado por Swanson usando el método de Monte-Carlo obteniendo la siguiente expresión:

$$Y(\epsilon_0) = \frac{N_0 \rho}{A} \int_{k_{th}}^{\epsilon_0} \sigma_n(k) \frac{dL^*}{dk} (\epsilon_0, k) dk$$

donde  $Y(\epsilon_0)$  representa el número de neutrones producidos por electrones incidentes

$\epsilon_0$  la energía cinética del electrón incidente

$N_0$  el número de Avogadro

$\rho$  la densidad del material

$A$  masa atómica

$k$  la energía del fotón

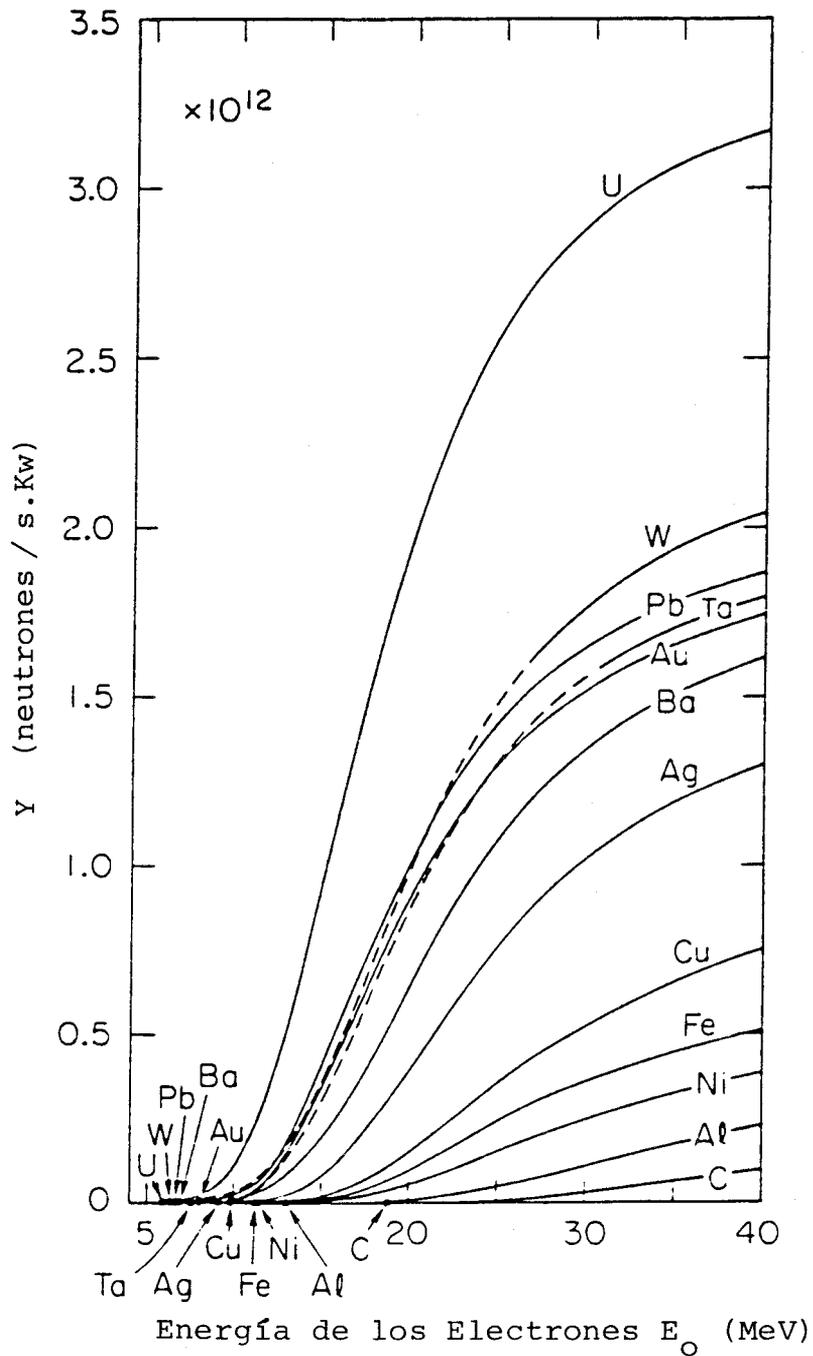
$k_{th}$  la energía umbral para la producción fotoneutrónica

$\sigma_n(k)$  la sección eficaz de la producción fotoneutrónica donde  $\sigma_n(k) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots$

$dL^*/dk$  la trayectoria diferencial recorrida por el fotón y medida en energía

El diferencial de trayectoria del fotón en términos de energía se puede aproximar por el correspondiente al electrón  $dL^*(\epsilon)/d\epsilon$  multiplicado por la sección eficaz diferencial de bremsstrahlung e integrado desde la energía  $k$  del fotón hasta la máxima del electrón.

La figura II.3 muestra la variación con la energía de la producción total de neutrones para diferentes blancos semi-infinitos de materiales irradiados con un haz de electrones (Swanson, 1979).



**FIGURA II.3:** Producción de neutrones de un blanco semi-infinito de varios materiales por unidad de potencial del haz de electrones como función de la energía  $E_0$  de los electrones incidentes (Swanson, 1979).

---

---

**III. - ESPECTRO PRIMARIO  
DE FOTONEUTRONES.**

---

---

### III. - ESPECTRO PRIMARIO DE FOTONEUTRONES

El espectro de neutrones posee, como se ha dicho, dos componentes: el **espectro de evaporación** y el de **emisión directa**. De estos procesos, el que contribuye mayoritariamente es el de evaporación, pudiéndose describir para núcleos medios y pesados mediante una distribución maxwelliana (Blatt y Weisskopf, 1952) de la forma:

$$\frac{dN}{dE_n} \propto \frac{E_n}{T^2} \exp \frac{-E_n}{T}$$

donde  $T$  representa la temperatura nuclear en MeV del núcleo en cuestión y  $E_n$  la energía del neutrón. La energía media de dicho espectro es  $\bar{E}_n=2T$  y la temperatura nuclear alrededor de 1 MeV para el espectro fotoneutrónico (Nordell, 1983).

Los fotoneutrones producidos mediante interacciones directas fotonucleares en materiales de número atómico alto poseen un espectro energético cualitativamente similar a su espectro de fisión neutrónica con una energía media de unos 2 MeV.

La mayor parte de autores, asume que el espectro de neutrones en la sala de tratamiento es aproximadamente el mismo que el espectro producido por una fuente de Cf-252, figura III.1. Mac Call sin embargo cree que se trata de un criterio pobre ya que el espectro primario es filtrado por el

blindaje de la cabeza del acelerador (W, Fe, Pb, Cu...) y dispersado en el interior del bunker y por tanto degradado respecto del Cf-252.

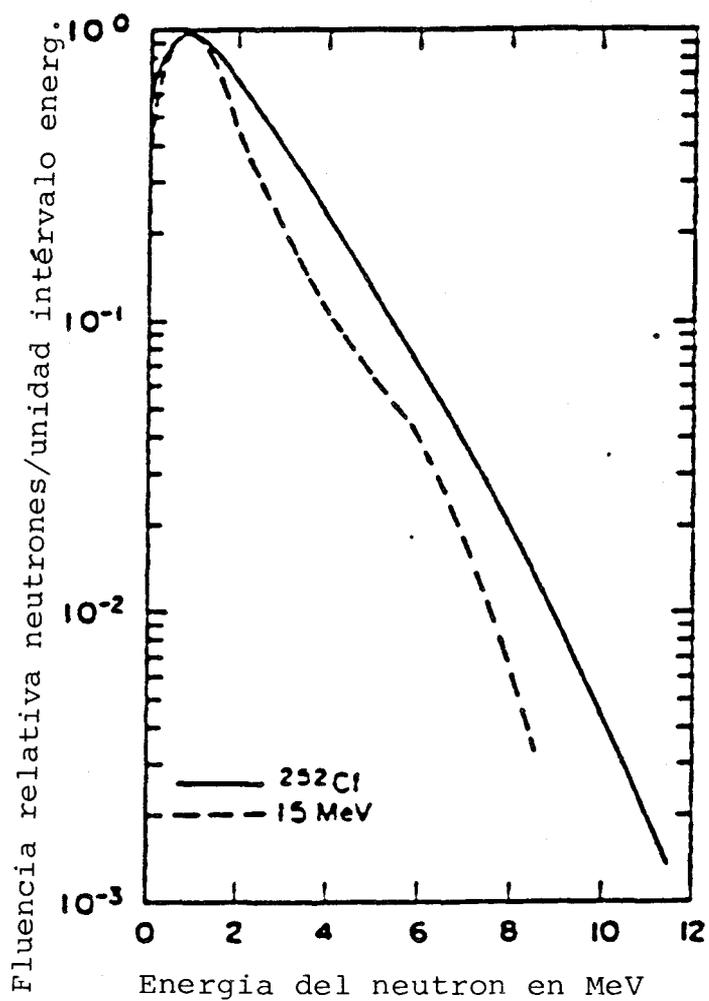
Este espectro filtrado puede, no obstante, ser calculado usando una técnica basada en el método de Monte-Carlo. Para ello hemos de conocer el espectro primario de neutrones.

En nuestro caso particular el espectro primario se ha elegido, como mejor aproximación, el producido por bremsstrahlung al bombardear con electrones de 20 MeV un blanco de tántalo.

Cabe esperar que sea muy similar al nuestro ya que los números atómicos del tántalo y el tungsteno sólo difieren en una unidad y su suave dependencia con dicho número atómico para la producción fotoneutrónica por resonancias gigantes es de la forma de la figura III.2 que analíticamente viene dada por

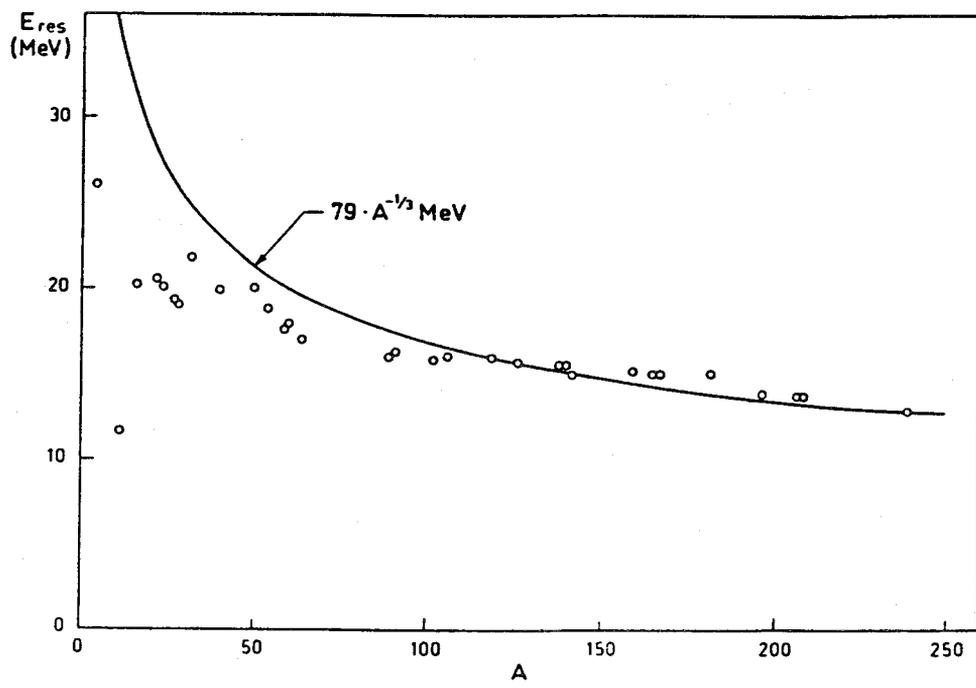
$$E = 79 A^{-1/3} \text{ MeV}$$

Por otra parte, la energía nominal empleada en nuestro acelerador es de 18 MeV, muy próxima a 20 MeV, y como puede verse en la figura III.3, las discrepancias en los espectros de energía electrónicas de 20 y 30 MeV son mínimas para neutrones de energía menor que 9 MeV que son los que constituyen el espectro en casi su totalidad (99.3%).

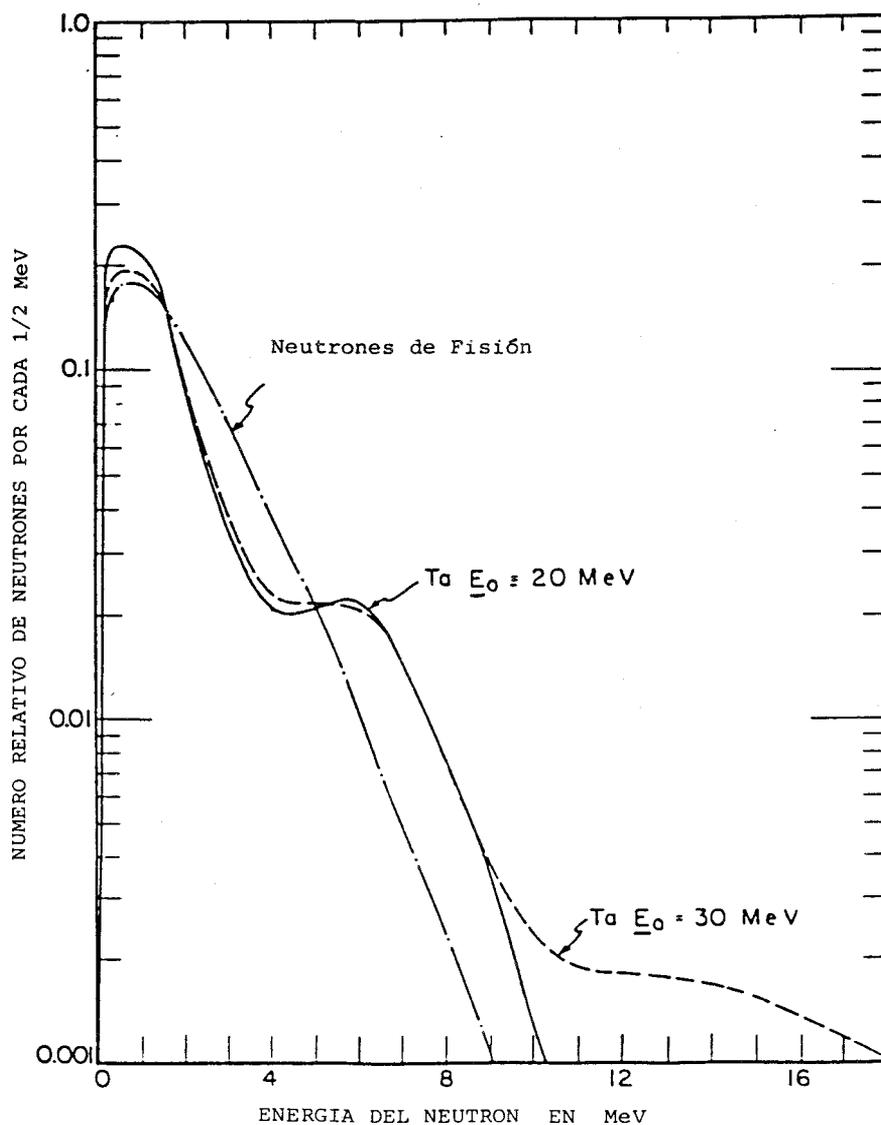


**FIGURA III.1:**

Espectro fotoneutrónico producido por electrones de 15 MeV incidiendo sobre un blanco comparado con el espectro de fisión del Cf-252.



**FIGURA III.2:** Dependencia de la energía de resonancia dipolar gigante respecto al número atómico del nucleón.

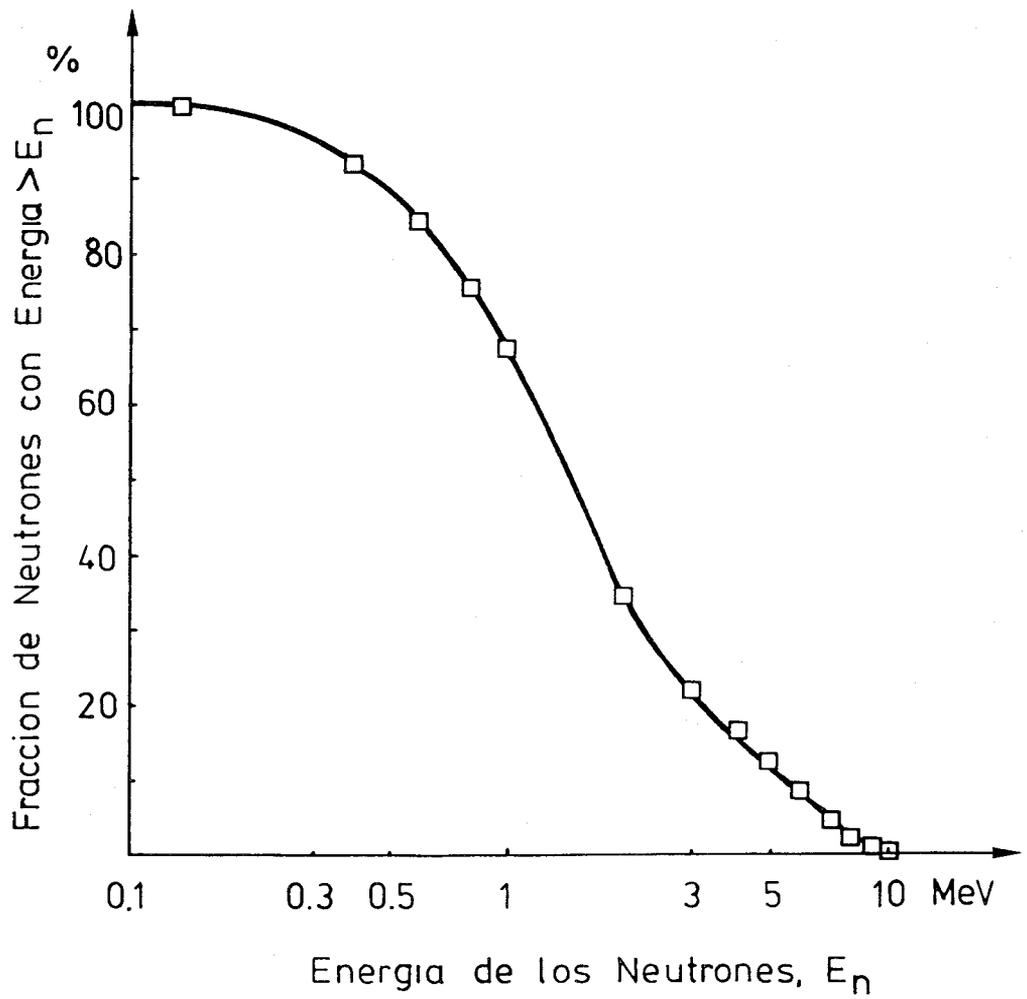


**FIGURA III.3:**

Espectros fotoneutrónicos del tántalo con energías de bremsstrahlung de pico 20 y 30 MeV. Se muestra también un espectro de fisión de neutrones (NCRP, 1964).

En la figura III.4 hemos representado en escala logarítmica el espectro integral de fotoneutrones producidos al interaccionar un haz monocromático de electrones de 18 MeV con un blanco de tungsteno, deducido del espectro diferencial de la gráfica anterior.

La tabla III.1 asimismo, nos da el espectro de neutrones producido en el blanco y clasificado según grupos energéticos, que luego utilizaremos.



**FIGURA III.4:**

Espectro integral de fotoneutrones producidos al interaccionar un haz de electrones de 18 MeV con un blanco de tungsteno.

TABLA III.1: Espectro de neutrones de la fuente.

<u>GRUPO Nº</u>	<u>ENERGIA LIMITE (MeV)</u>	<u>FRACCION DE NEUTRON</u>
1	15.0-12.21	0
2	12.21-10.0	0
3	10.0-8.187	$1.77 \times 10^{-2}$
4	8.187-6.36	$4.76 \times 10^{-2}$
5	6.36-4.966	$5.82 \times 10^{-2}$
6	4.966-4.066	$4.00 \times 10^{-2}$
7	4.066-3.012	$5.36 \times 10^{-2}$
8	3.012-2.466	$6.04 \times 10^{-2}$
9	2.466-2.350	$3.12 \times 10^{-2}$
10	2.350-1.827	$8.12 \times 10^{-2}$
11	1.827-1.108	$2.05 \times 10^{-1}$
12	1.108-0.5502	$2.45 \times 10^{-1}$
13	0.5502-0.1111	$1.60 \times 10^{-1}$
14	0.1111-0.0034	0
<b>TOTAL</b>		<b>0.9999</b>

---

---

IV. - ESPECTRO Y ENERGIA  
MEDIA EN EL INTERIOR  
DEL BUNKER. METODO  
SIMPLIFICADO DE MC CALL.

---

---

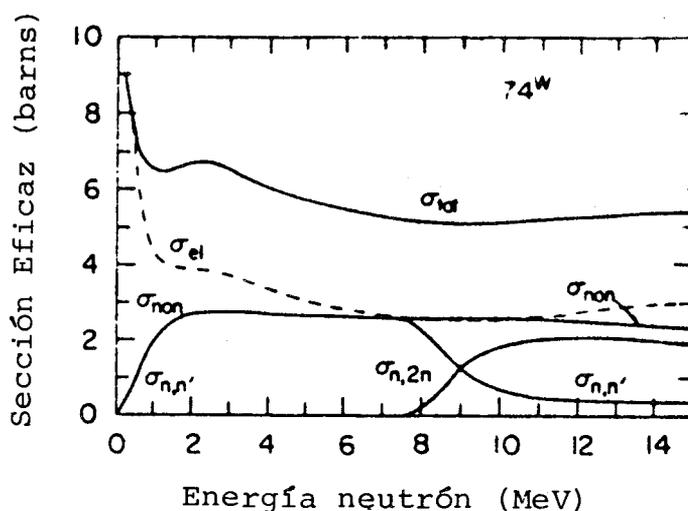
**IV. - ESPECTRO Y ENERGIA MEDIA**  
**EN EL INTERIOR DEL BUNKER.**  
**METODO SIMPLIFICADO**  
**DE MAC CALL**

Los elementos frecuentemente usados en la cabeza del acelerador son el plomo y el tungsteno y también cierta cantidad de hierro y cobre en las bobinas de desviación del haz. Las figuras IV.1 y IV.2 muestran la sección eficaz total para el W y Pb según las distintas energías de los neutrones. Se muestra expresamente la componente elástica y la inelástica, y de esta última se distingue la reacción  $(n, n')$  y la  $(n, 2n)$ .

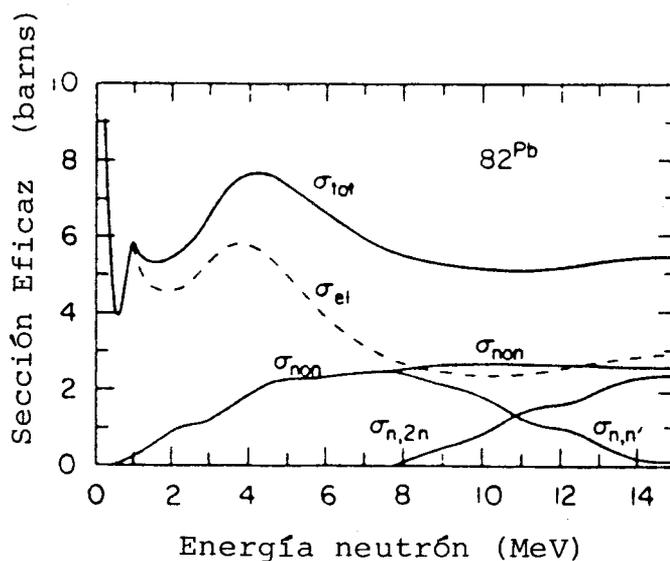
La tabla IV.1 da la composición isotópica del Pb, Fe y W, y el umbral de dispersión inelástica.

Por consiguiente, saldrán de la cabeza del acelerador neutrones de muy diversas energías, desde térmicas hasta de varios MeV. Por otra parte, el espectro energético dentro de la cabeza estará menos degradado que en el exterior tras atravesar un espesor de 10-15 cms. de Pb ó W. Y aún menos energético será si este acelerador está en el interior de un bunker, cuyas paredes de hormigón aumentan considerablemente las dispersiones y moderación de los neutrones.

Las figuras IV.3 y IV.4 nos dan una idea de lo expuesto para el caso particular de 15 y 25 MeV con 10 y 15 cms. de W ó Pb para el espectro de energías directo, tras el blindaje que supone la cabeza y por el hecho de permanecer esta fuente en el interior del bunker.



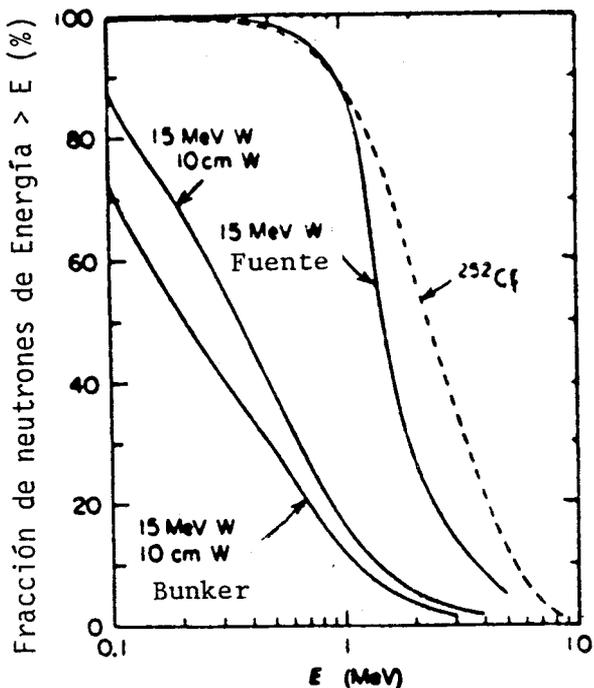
**FIGURA IV.1:** Secciones eficaces del tungsteno natural como función de los neutrones incidentes (Howerton, 1958).



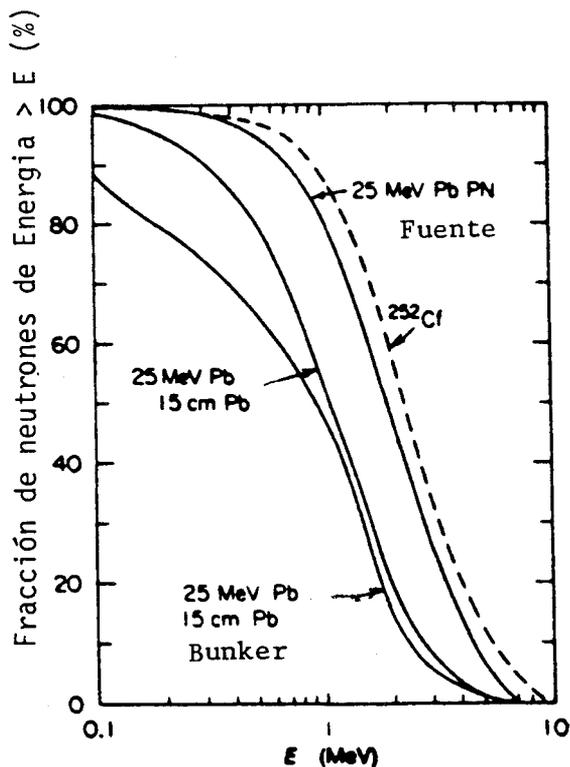
**FIGURA IV.2:** Secciones eficaces del plomo natural como función de la energía de los neutrones incidentes (Howerton, 1958).

ELEMENTO	Nº MASICO	ABUNDANCIA (%)	1º NIVEL EXCITACION (MeV)
Pb	206	25.1	0.803
	207	21.7	0.570
	208	52.3	2.610
Fe	54	5.8	1.410
	56	91.7	0.847
W	182	26.4	0.100
	183	14.4	0.047
	184	30.6	0.111
	186	28.4	0.123

**TABLA IV.1:** Umbral de dispersión inelástica para los isótopos naturales de Pb, Fe y W. (NCRP-79, 1984).



**FIGURA IV.3:** Espectro foto-neutrónicos para electrones de 15 MeV incidiendo sobre un blanco de W, directamente, tras el blindaje de la cabeza (10 cm W) y por estar en el interior de un bunker. Se compara con el espectro del Cf-252 (Mc Call et al., 1979).



**FIGURA IV.4:** Idem para electrones de 25 MeV con blanco y colimador de 15 cm de Pb.

La medida del espectro de neutrones en estas condiciones es bastante complicada, añadiéndose a ello la gran relación existente, 3 ó 4 órdenes de magnitud, entre la fluencia de fotones de alta energía y neutrones, así como la naturaleza pulsada de la radiación producida en los aceleradores.

Estas gráficas se deducen pues, mediante un estudio teórico basado en el método de Monte-Carlo y utilizando un potente programa de computador (MORSE). Los espectros obtenidos se comparan al generado por una fuente de Cf-252.

#### IV.1 ENERGIA MEDIA DE LA FUENTE ( $E_0$ )

Una forma fácil de manejar este espectro de neutrones es considerar el valor de su energía media. Ello se consigue, como cabe esperar, dividiendo la energía total de todos los neutrones por el número total de neutrones que contribuyen. La tabla IV.2 nos da  $E_0$  de los neutrones producidos por algunas fuentes.

Interpolando para nuestro acelerador con blindaje de W y una energía nominal de 18 MeV obtenemos un valor de  $E_0=1.9$  MeV.

ESPECTROS	ENERGIA MEDIA NEUTRON (MeV)
10 MeV (W)	0.65
15 MeV (W)	1.8
25 MeV (W)	2.2
25 MeV (Pb)	2.3
Cf-252	2.15

**TABLA IV.2:** Energía media  $E_n$  para diferentes espectros de neutrones: fuente de Cf y electrones incidiendo con diferentes energías sobre blancos de W o Pb (Mc Call et al., 1979).

## IV.2 ENERGIA MEDIA A LA SALIDA DE LA CABEZA (E dir)

Con esta consideración se pueden representar gráficas como la de la figura IV.5 que nos muestra cómo disminuye la energía media cuando atraviesan los neutrones un espesor determinado de material interpuesto.

De forma más general y práctica se puede obtener la gráfica de la figura IV.6 que nos da el espesor de la capa necesaria para reducir a la mitad la energía media del espectro de neutrones.

En nuestro caso una  $E_0=1.9$  MeV se reduce a la mitad con un espesor de blindaje de 7.8 cms. Como tenemos 10 cms. de W, la energía media a la salida de la cabeza será  $E_{dir} = 1.9/2^{10/7.8} = 0.8$  MeV

No obstante, el más elevado valor de 0.91 MeV propuesto por Mc Call, (tabla IV.3) parece más razonable, ya que no existe un blindaje homogéneo en todas direcciones de W, sino que también hay presente Pb en su composición.

## IV.3 ENERGIA MEDIA POR ACCION DE LAS PAREDES DEL BUNKER (E)

Este fenómeno ha sido muy poco estudiado. La forma ortodoxa de abordar este tema es la utilización de un programa de cálculo basado en el método de Monte-Carlo. Como generalmente este procedimiento no está fácilmente disponible, se pueden usar las simplificaciones propuestas

por Mc Call et al (1979) con un error estimado no superior al 10%.

Los neutrones que constituyen el espectro serán la suma de los que llegan directamente más los dispersados por las paredes del bunker. La fluencia directa seguirá la ley inverso cuadrado mientras que las componentes dispersas serán respectivamente para los neutrones epitérmicos ( $>0.41$  eV) y térmicos:

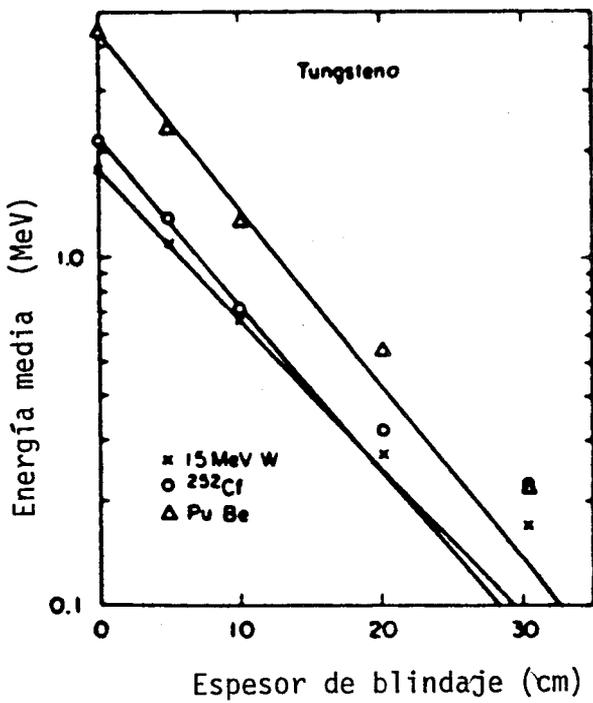
$$\phi_{\text{epi}} = 5.4 \frac{a Q}{S}$$

$$\phi_{\text{t}} = \frac{1.25 a Q'}{S}$$

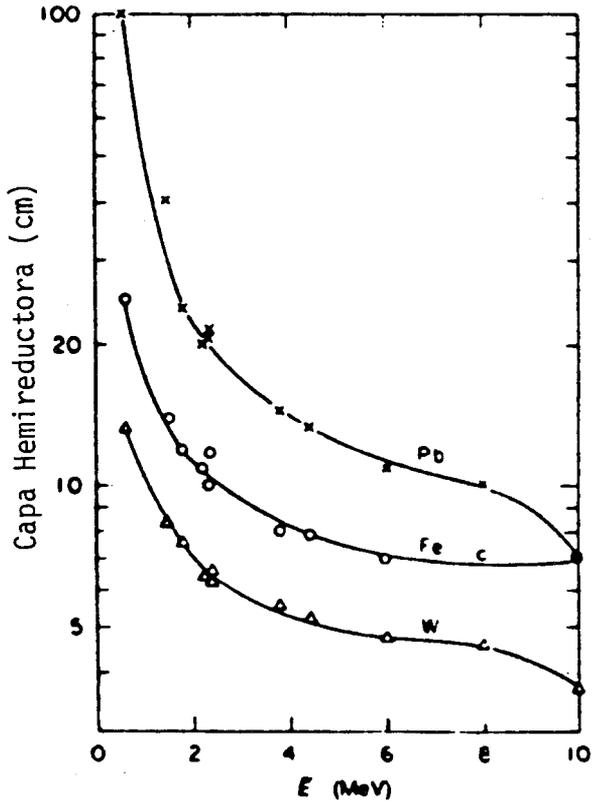
donde  $Q$ ,  $Q'$  representan el número de neutrones rápidos o lentos

$S$  es el área de la superficie interior de la habitación en  $\text{cm}^2$  considerando la parte abierta de salida como cerrada

$a$  es una constante para cada acelerador que representa la transmisión fraccional de fluencia a través del blindaje de la cabeza y vale 0.85 para W y 1.0 para Pb.



**FIGURA IV.5:** Energía media de varios espectros de neutrones como función del espesor del blindaje esférico de W atravesado (Mc Call et al., 1979).



**FIGURA IV.6:** Espesor de blindaje esférico requerido para reducir la energía media del espectro de neutrones a la mitad para varios materiales y en función de la energía media del espectro inicial (Mc Call et al., 1979).

<u>ACELERADOR</u>	<u>ENERGIA FOTON</u> <u>(MeV)</u>	<u>E dir</u>
<b>VARIAN</b>		
Clinac 18	10	0.37
20	15	0.80
20	18	0.83
35	25	0.76
2500	24	0.8
<b>SIEMENS</b>		
Mevatron 77	15	0.55
<b>A. E. C. L.</b>		
Saturno-20	18	0.91
Sagittaire	25	1.40
<b>PHILLIPS</b>		
SL-75-20	16	0.60
SL-75-20	19	0.66

**TABLA IV.3:** Valor de la Energía Media a la salida de la cabeza (E dir) para algunos aceleradores.

por lo que la fluencia total de neutrones rápidos será:

$$\phi = \phi_{\text{dir}} + \phi_{\text{sc}} = \frac{a Q}{4 \pi R^2} + 5.4 \frac{a Q}{S}$$

Por otra parte, si se relacionan las energías medias de los espectros de neutrones dispersados con las correspondientes a las componentes directas tenemos una gráfica como la de la figura IV.7 cuya relación expresada de forma analítica tras el análisis de regresión de los puntos es:

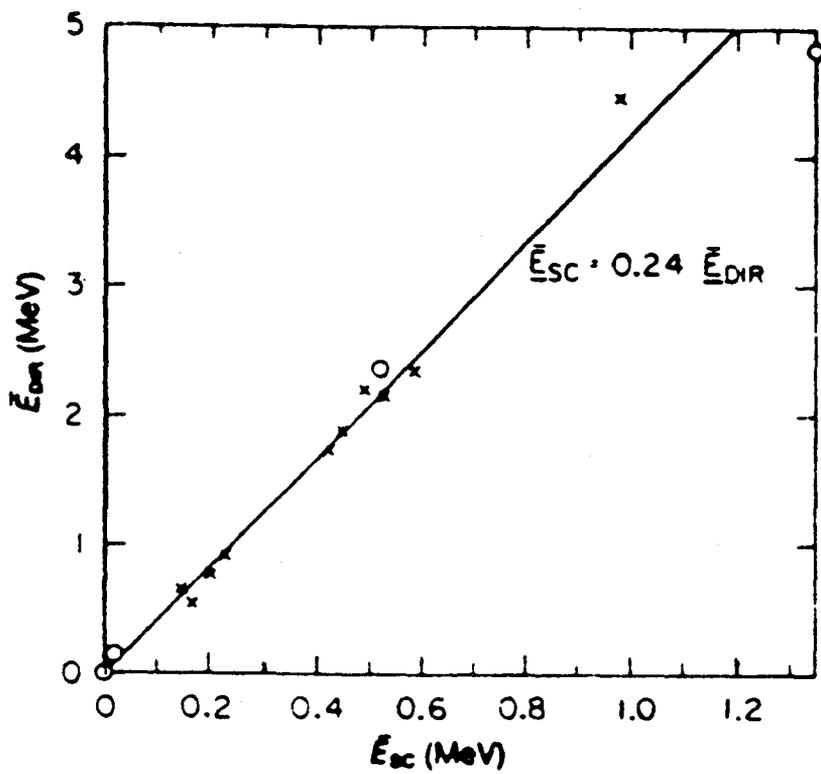
$$\bar{E}_{\text{sc}} = 0.24 \bar{E}_{\text{dir}}$$

De todo ello, la energía media del espectro de neutrones rápidos en un punto del interior del bunker que dista una distancia R del blanco será:

$$\bar{E} = \frac{\bar{E}_{\text{dir}} \phi_{\text{dir}} + \bar{E}_{\text{sc}} \phi_{\text{sc}}}{\phi_{\text{dir}} + \phi_{\text{sc}}}$$

de donde,

$$\bar{E} = \bar{E}_{\text{dir}} \left( 1 - \frac{4.1 \times 4 \pi R^2}{S + 5.4 \times 4 \pi R^2} \right)$$



**FIGURA IV.7:** Relación entre la energía media del espectro de neutrones primarios y de dispersión debido a las paredes de hormigón del bunker (Mc Call et al., 1979).

que también podemos poner de la forma:

$$\bar{E} = \bar{E}_{dir} \frac{S + 16.3 R^2}{S + 67.9 R^2}$$

En general para aceleradores de electrones de uso clínico la energía media estará comprendida entre 0.1 y 1.0 MeV.

En nuestro caso,

$$S (265 \times 575 \times 650 \text{ cm}^3) = 9.9 \times 10^7 \text{ cm}^3$$

---

---

**V. - TEORIA DEL TRANSPORTE  
DE NEUTRONES**

---

---

## V. - TEORIA DEL TRANSPORTE DE NEUTRONES

Cuando un neutrón choca con un núcleo sin ser absorbido por él, es generalmente desviado de su dirección de incidencia, teniendo lugar un fenómeno de dispersión.

La colisión se llama *elástica* cuando se conserva la energía cinética total del neutrón y núcleo que chocan. Por el contrario, será *inelástica* cuando el núcleo queda en un estado excitado al absorber parte de la energía cinética del neutrón incidente, energía que el núcleo desprenderá, en general, en forma de fotón  $\gamma$ .

Para que pueda tener lugar el **choque inelástico**, el neutrón incidente deberá poseer una energía al menos superior al primer estado de excitación del núcleo. Esto hace que sean casi exclusivamente choques elásticos los que se producen con núcleos ligeros, siendo particularmente imposible el choque inelástico en el caso del hidrógeno.

La **colisión elástica** entre un neutrón y un núcleo sigue las leyes del choque elástico entre dos esferas, resultando en virtud de ellos que la energía media cedida por el neutrón al núcleo con el que choca será tanto mayor cuanto más semejantes sean las masas de ambos. Por consiguiente, la máxima transferencia media de energía por colisión tendrá lugar al chocar los neutrones con núcleos de H, los cuales se convierten en los llamados protones de retroceso.

La figura V.1 proporciona la sección eficaz total del H en función de la energía de los neutrones incidentes, dicha

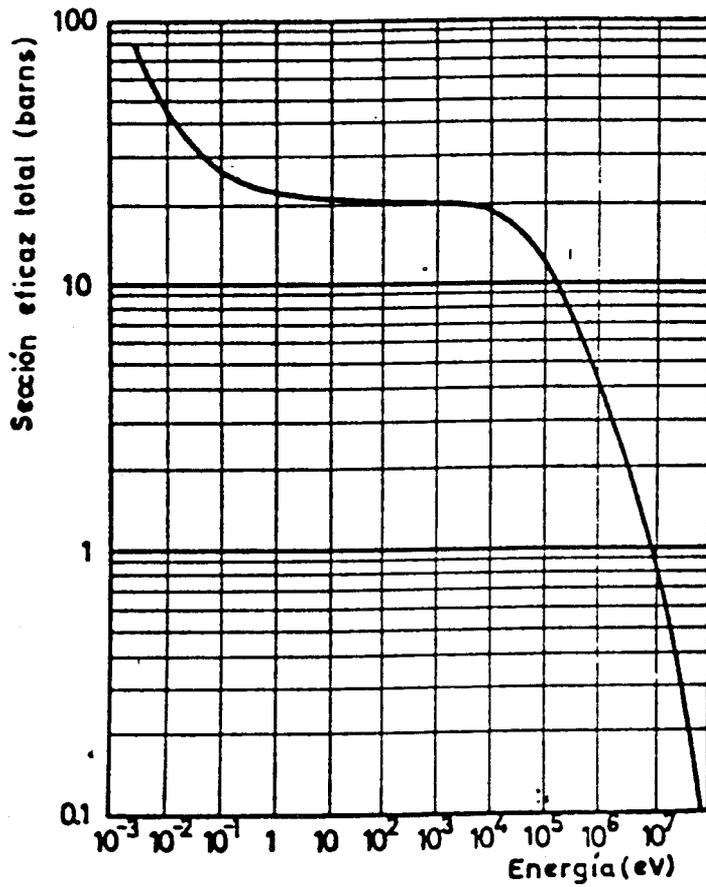
sección eficaz es fundamentalmente debida a la dispersión elástica.

A consecuencia de los sucesivos choques, el neutrón, caso de no sufrir ningún otro proceso, va perdiendo energía, hasta alcanzar el equilibrio cinético con los átomos o moléculas del medio.

Si se trata de una materia rica en átomos ligeros, los neutrones llegan a térmicos después de un número relativamente pequeño de choques con los núcleos: por ejemplo, para reducir un neutrón de 1 MeV hasta la energía térmica por choques elásticos se necesitan por término medio 17 colisiones con núcleos de H ó 111 con C (Tanarro, 1970).

Una vez en estado térmico, el neutrón sigue chocando elásticamente con los núcleos que le rodean, ganando energía en unos choques y perdiendo en otros, hasta que se desintegre o sea capturado por uno de los núcleos.

Para un medio homogéneo conteniendo una fuente de neutrones térmicos que se difunden en él, se llama **longitud de difusión** a la distancia sobre la cual la densidad de neutrones ha disminuido en un factor e. Dicha longitud de difusión será tanto mayor cuanto menor sea la probabilidad de absorción del neutrón por los núcleos del medio.



**FIGURA V.1:** Sección eficaz total del hidrógeno para neutrones en función de la energía de éstos.

## V.1 SECCION EFICAZ MACROSCOPICA, $\Sigma$

La sección eficaz  $\sigma$  para un proceso determinado, que se aplica a un núcleo individual, se denomina "**sección eficaz microscópica**". Como el material que constituye el blanco contiene  $N$  núcleos por  $\text{cm}^3$ , la cantidad  $N\sigma$  es equivalente a la sección eficaz total por  $\text{cm}^3$  y recibe el nombre de "**sección eficaz macroscópica**" del material para el proceso en cuestión.

$$\Sigma = N \sigma$$

Si el material bombardeado tiene una densidad  $\rho$  y está constituido por un elemento de masa atómica  $A$ ,

$$\Sigma = \frac{\rho}{A} N_{\text{av}} \sigma$$

donde  $N_{\text{av}}$  representa el número de Avogadro de valor  $6.022 \times 10^{23} / \text{mol}$ .

Cuando se trata de un compuesto de masa molecular  $M$  y densidad  $\rho$ , el número  $N_i$  de átomos de la especie  $i$ , por  $\text{cm}^3$ , viene dado por

$$N_i = \rho \frac{N_{at}}{M} \tau_i$$

siendo  $\tau_i$  el número de átomos de la clase  $i$  existente en la molécula del compuesto.

La contribución de este elemento a la  $\Sigma$  total será:

$$\Sigma_i = N_i \sigma_i = \rho \frac{N_{at}}{M} \tau_i \sigma_i$$

siendo  $\sigma_i$  la sección eficaz de absorción microscópica correspondiente.

Para el compuesto considerado en conjunto, la sección eficaz de absorción macroscópica viene expresada por

$$\Sigma = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots + N_i \sigma_i + \dots = \rho \frac{N_{at}}{M} (\tau_1 \sigma_1 + \tau_2 \sigma_2 + \dots + \tau_i \sigma_i + \dots)$$

En particular, la parafina con densidad  $\rho=0.867$  gr/cm<sup>3</sup>, de fórmula molecular C<sub>n</sub>H<sub>2n+2</sub> con  $n$  lo suficientemente grande como para considerar moléculas de fórmula CH<sub>2</sub>

$$\Sigma_{\text{paraf.}} = \frac{6.022 \times 10^{23}}{14} (2 \times 0.33 + 1 \times 0.004) \times 10^{-24} = 0.025 \text{ cm}^{-1}$$

## V.2 CAMINO LIBRE MEDIO, $\lambda$

Se define como la distancia media total recorrida por el neutrón sin sufrir una interacción determinada, y será como cabe esperar el inverso de la sección eficaz macroscópica de dicha reacción.

$$\lambda = 1/\Sigma$$

Si se trata de  $\Sigma_a$ , tendremos  $\lambda_a$  que representa la longitud que en promedio debe recorrer un neutrón antes de ser absorbido. Para el neutrón en parafina, por ejemplo, es  $\lambda_a = 40$  cm, que puede ser mayor que el espesor de material absorbente atravesado si, como veremos, el neutrón sigue una trayectoria quebrada.

### V.3 CAMINO ALEATORIO

Los neutrones experimentan colisiones elásticas con todos los núcleos, resultando como consecuencia que una trayectoria neutrónica típica consiste en una línea quebrada, compuesta por tramos, que une entre sí a los núcleos donde el neutrón ha realizado colisiones de dispersión y cuya longitud media se denomina **camino libre medio de dispersión** (Figura V.2).

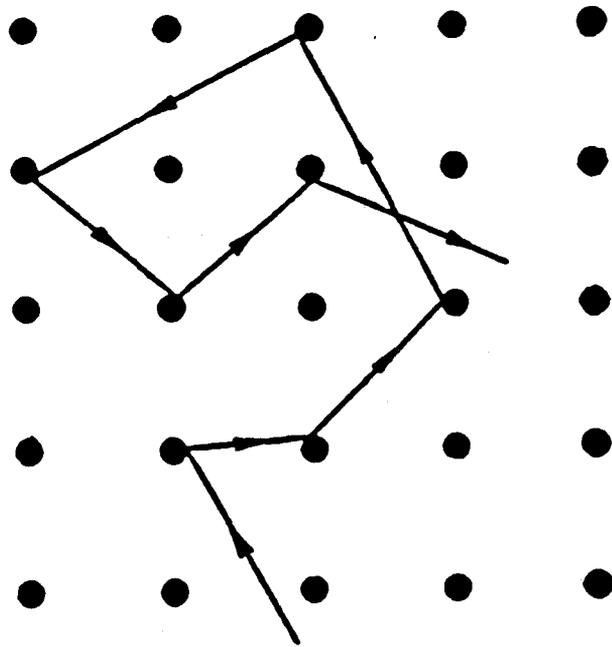
La dirección que el neutrón sigue tras una colisión de dispersión no se conoce exactamente, pero puede expresarse en función de una distribución de probabilidad.

Ahora bien, cuando se considera un gran número de neutrones, hay siempre un desplazamiento neto desde regiones de mayor densidad neutrónica a otras de densidad menor. Este desplazamiento recibe el nombre de **difusión**.

En el proceso de moderación, los neutrones son frenados hasta la energía térmica, tanto por colisiones inelásticas como elásticas, pero es esta última, como se dijo, mucho más probable (Glasstone, 1968).

Para el estudio de las colisiones elásticas, podemos utilizar dos sistemas de referencia: el **sistema laboratorio (L)** y el **sistema centro de masas (C)**.

En el primero se supone que el núcleo dispersante está en reposo antes de la colisión, mientras que, en el segundo, es el centro de masas del sistema neutrón+núcleo el que se considera quieto.



**FIGURA V.2:** Dispersión elástica de neutrones en un medio sólido.

Se representan en la figura V.3 las condiciones existentes antes y después de la colisión para ambos sistemas de referencia.

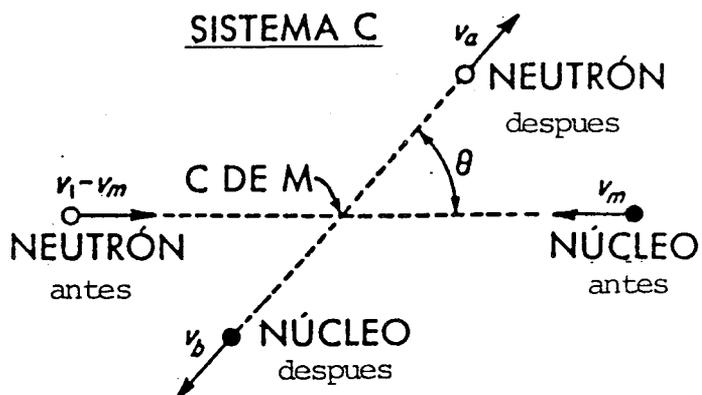
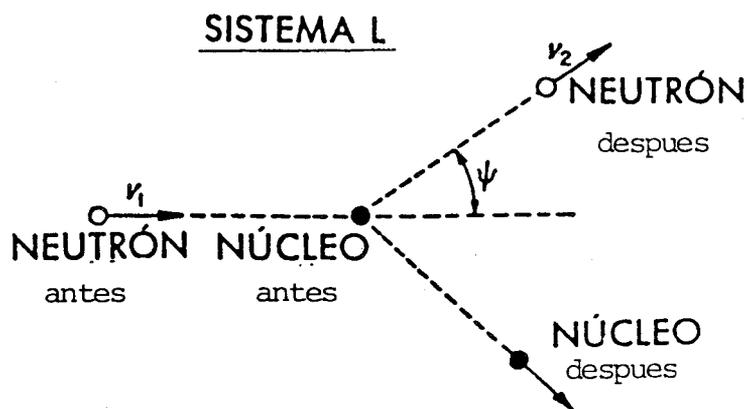
El neutrón, cuya masa es aproximadamente la unidad en la escala convencional de masas atómicas, se mueve con velocidad  $v_1$  referida al núcleo de número másico  $A$ . Como el blanco permanece estacionario en el sistema  $L$ , la cantidad de movimiento del neutrón,  $mv_1$ , es también la cantidad de movimiento total.

La masa total de las partículas en colisión es  $A+1$  y por tanto la velocidad del centro de masas,  $v_m$  en el sistema  $L$  será:

$$v_m = \frac{v_1}{A + 1}$$

En el sistema  $C$ , la velocidad del neutrón antes de la colisión es  $v_1 - v_m$ , y por tanto

$$v_1 - v_m = \frac{A v_1}{A + 1}$$



**FIGURA V.3:** Dispersión neutrónica en los sistemas del laboratorio (L) y del cdm (C).

Así pues, en el sistema C, el neutrón y el núcleo dispersante aparecen moviéndose uno hacia el otro pero en sentidos opuestos. Esto significa que la cantidad de movimiento total antes de la colisión, con respecto al cdm, es nula, y también deberá ser nula después de la colisión, puesto que se satisface el principio de conservación de la cantidad de movimiento.

Una vez realizada la colisión, el neutrón sale en C formando un ángulo  $\theta$  con su dirección inicial; éste será el ángulo de dispersión en el sistema C.

El núcleo de retroceso debe moverse en dirección opuesta, ya que el centro de masas se mantiene siempre en la recta que une ambas partículas. Designando por  $v_a$  y  $v_b$  las velocidades respectivas del neutrón y del núcleo después de la colisión en C, la condición de que la cantidad de movimiento total ha de ser nula viene expresada por

$$v_a = A v_b$$

Como conocemos para el sistema C las velocidades del núcleo y neutrón antes y después de la colisión, podemos escribir la condición de conservación de energía:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{Av_1}{A+1} \right)^2 + \frac{1}{2} A \left( \frac{v_1}{A+1} \right)^2 = \frac{1}{2} v_a^2 + \frac{1}{2} A v_b^2$$

ya que como se ha dicho la masa del neutrón es la unidad.

Y en consecuencia:

$$v_m = \frac{Av_1}{A+1} \quad \text{y} \quad v_B = \frac{v_1}{A+1}$$

Las velocidades del neutrón y del núcleo después de la colisión son idénticas, en el sistema C, a las que poseían antes de la colisión.

Si queremos trasladar los resultados del sistema C al sistema L hemos de tener en cuenta el hecho de que los dos sistemas deben moverse siempre, uno con respecto al otro, con la velocidad  $v_m$  del centro de masas en el sistema L.

En estas condiciones, la velocidad final del neutrón después de la colisión, en el sistema L se obtiene sumando al vector  $\vec{v}_m$  (velocidad del neutrón después de la colisión en (C)) el vector  $\vec{v}_m$  (movimiento del centro de masa en (L)). Serán  $\theta$  y  $\psi$  los ángulos de dispersión en los sistemas C y L respectivamente (figura V.4).

La hipótesis de que la dispersión de neutrones posee simetría esférica, en el sistema C, parece conducir a una descripción satisfactoria de la dispersión elástica de neutrones con energías inferiores a unos cuantos MeV.

Dicho de otro modo, puede postularse que todos los valores de  $\cos \theta$ , desde -1 a +1 son igualmente probables.

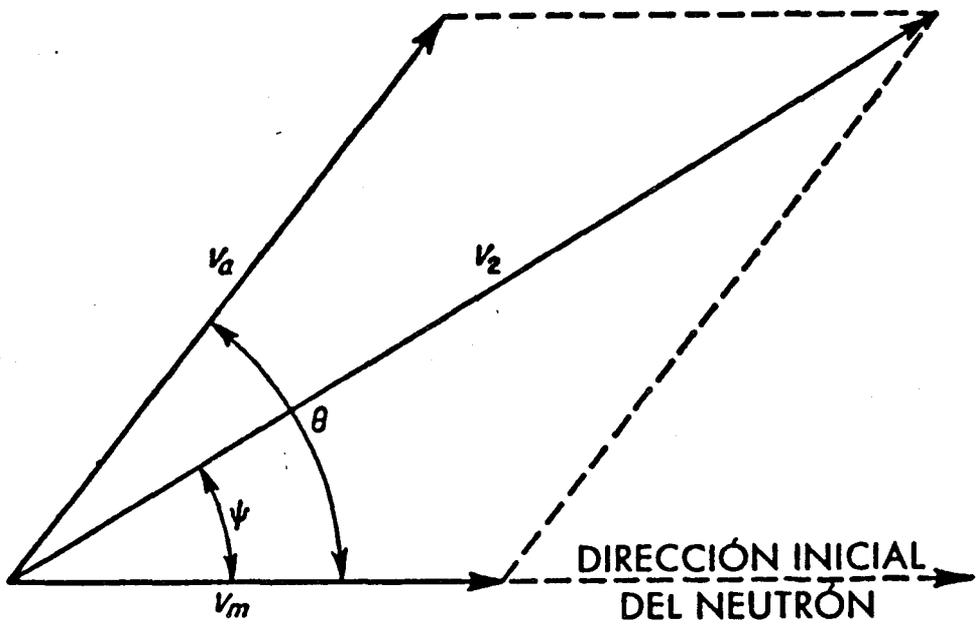


FIGURA V.4: Paso del sistema C al sistema L.

Por tanto, a partir de la figura V.4 se demuestra fácilmente que

$$\overline{\cos \psi} = \frac{A \cos \theta + 1}{(A^2 + 2A \cos \theta + 1)^{1/2}}$$

Suponiendo que la dispersión es pues isótropa en el sistema C, el coseno medio del ángulo de dispersión en el sistema L vendrá dado por

$$\overline{\overline{\cos \psi}} = \frac{1}{4\pi} \int \overline{\cos \psi} d\Omega = \frac{2}{3A}$$

Vemos que con núcleos muy pesados es  $\overline{\overline{\cos \psi}}$  casi nulo, es decir que el neutrón tiene casi igual probabilidad de dispersarse hacia atrás que hacia adelante. Sin embargo, con A pequeño es  $\overline{\overline{\cos \psi}}$  sensiblemente mayor que cero lo que indica dispersión preferente hacia adelante.

#### V.4 DECREMENTO ENERGETICO LOGARITMICO MEDIO

Al ser  $v_2$  la velocidad del neutrón después de la colisión en L, a partir de la figura V.4 se deduce de la fórmula de cosenos,

$$v_2^2 = v_1^2 \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A + 1)^2}$$

Si  $E_1 = (1/2)mv_1^2$  y  $E_2 = (1/2)mv_2^2$  son los valores de la energía cinética del neutrón antes y después de la colisión, la relación entre ambas energías vendrá dada por la ecuación

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A + 1)^2}$$

Pues bien; se define el **decremento logarítmico medio** como el valor medio, para todas las colisiones, de la diferencia  $\ln E_1 - \ln E_2$ , es decir,  $\ln (E_1/E_2)$ .

Designando por  $\bar{\eta}$  esta magnitud y teniendo en cuenta que los valores de  $\cos \theta$  son equiprobables, desde  $-1$  a  $+1$ , se deduce que:

$$\bar{\eta} = \ln \frac{E_1}{E_2} = \frac{\int_{-1}^1 \ln (E_1/E_2) d(\cos \theta)}{\int_{-1}^1 d(\cos \theta)}$$

Sustituyendo  $E_1/E_2$  por su valor se obtiene:

$$\pi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}$$

Si hacemos  $\alpha = [(A-1)/(A+1)]^2$ , se tendrá:

$$\pi = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha$$

Como puede verse, el valor de  $\pi$  es independiente de la energía inicial del neutrón, en el supuesto de que la dispersión sea simétrica en C. Dicho de otro modo, en todas las colisiones que un neutrón realiza en un medio dispersante determinado, el neutrón pierde por término medio la misma fracción de su energía inicial. Esta deducción supone que los núcleos con los que choca el neutrón están en reposo antes de la colisión, lo cual sólo se justifica si la energía térmica del medio dispersante es muy pequeña comparada con la energía cinética del neutrón. Esto es lo que ocurre cuando se trata de neutrones con energías superiores al valor térmico.

## V.5 PODER MODERANTE

El valor de  $\pi$  es inversamente proporcional al número de colisiones de dispersión necesarias en promedio para termalizar un neutrón. Constituye pues, una medida parcial de la capacidad de moderación de un material dispersante.

Un buen **moderador** es aquél en que se produce, por término medio, una disminución considerable de la energía neutrónica en cada colisión; es de desear por tanto, en este caso, que  $\pi$  sea lo más grande posible. Ahora bien, un valor grande de  $\pi$  no quiere decir nada, a menos que la probabilidad de dispersión, representada por la sección eficaz de dispersión, para neutrones de energía superior a la térmica, sea también grande (ya que podría ceder mucha energía en los choques pero colisionar muy pocas veces).

Pues bien, el producto  $\pi\Sigma_m$  siendo  $\Sigma_m$  la sección eficaz macroscópica de dispersión del moderador, para neutrones epitérmicos, recibe el nombre de poder moderante.

Si se trata de un compuesto, el **poder moderante** se calcula mediante la expresión:

$$\pi\Sigma_m = N(\tau_1\sigma_{m1}\pi_1 + \tau_2\sigma_{m2}\pi_2 + \dots + \tau_n\sigma_{mn}\pi_n)$$

en el que  $\tau_i$  es el número de átomos de la clase  $i$  existentes en la molécula, y  $N$  el número de moléculas por unidad de volumen del moderador.

Aunque el poder moderante constituye una indicación satisfactoria de la capacidad de un material para moderar neutrones, hay que reconocer que no tiene en cuenta la posibilidad de que dicho material sea un absorbente neutrónico fuerte.

El poder moderante de un material para neutrones epitérmicos representa la disminución media del logaritmo neperiano de la energía neutrónica por centímetro de trayectoria; pero no nos interesa la trayectoria sino el espesor del material que actúa como moderador.

A la vista de esto, parece lógica la utilización de un método estadístico que simule trayectorias aleatorias y nos suministre en consecuencia la probabilidad de que a un punto determinado llegue un neutrón con una energía determinada. Se trata del **método de Monte-Carlo**.

---

---

**VI. - EL METODO DE MONTECARLO**

---

---

## VI. - EL METODO DE MONTE-CARLO

El método de Monte-Carlo es un método numérico que permite resolver problemas físicos mediante la simulación de procesos con variables aleatorias (Sobol, 1976).

Se considera como fecha de nacimiento del método de Monte-Carlo el año 1949 (Metropolis, 1949) aunque la base teórica del método era bien conocida anteriormente a esa fecha. Sin embargo, hasta la aparición de las máquinas calculadoras, este método no encontró aplicaciones ya que el manejo de variables aleatorias constituye un proceso muy laborioso.

El método de Monte-Carlo, posee dos peculiaridades; la primera consiste en que su algoritmo tiene una estructura muy sencilla. Como regla general, se elabora primero un programa para la realización de una prueba aleatoria. Después, esta prueba aleatoria se repite  $N$  veces de modo que cada experimento sea independiente de los restantes y se toma la media de los resultados de todos los experimentos.

La segunda peculiaridad consiste en que el error es proporcional a la magnitud  $(D/N)^{1/2}$ , donde  $D$  es una constante y  $N$  el número de pruebas. Se pone de manifiesto la dificultad para alcanzar con este camino una elevada exactitud ya que para disminuir el error en 10 veces (aumentar una cifra decimal) es preciso aumentar el volumen de trabajo ( $N$ ) en 100 veces.

Por eso suele decirse que el método de Monte-Carlo resulta especialmente eficaz en la solución de problemas en

los cuales se necesita conocer el resultado con poca exactitud (del 5 al 10%).

Sin embargo, un mismo problema puede ser resuelto aplicando distintas variantes del método de Monte-Carlo a los que corresponden diferentes valores de  $D$ , elevando de este modo la exactitud de los resultados al utilizar un valor mucho menor de  $D$ .

El método Monte-Carlo permite pues simular cualquier proceso cuya marcha depende de factores aleatorios.

## VI.1 CONCEPTOS PREVIOS

### VI.1.1 DEFINICIONES DE ESPERANZA MATEMATICA Y VARIANZA

Se denomina "*esperanza matemática*" de una variable aleatoria discreta que pueda tomar los valores  $\chi_1, \dots, \chi_N$  con probabilidad  $p_i$  al número

$$M_X = \sum_{i=1}^N \chi_i p_i$$

suponiendo  $\sum p_i = 1$ . De fácil extensión a variable continua con densidad de probabilidad  $p(x)$  tal que

$$\int p(x) dx = 1 \quad \text{y} \quad M_X = \int x p(x) dx$$

$M_X$  es el valor medio de la variable  $x$  con la particularidad de que los valores de mayor probabilidad figuran en la suma con pesos mayores (media ponderada).

Se denomina "*varianza*" de la variable aleatoria  $x$  al número

$$D_X = M [(x - M_X)^2] = M(x^2) - (M_X)^2$$

Por consiguiente, la varianza  $D_X$  es la esperanza matemática del cuadrado de la desviación de la variable aleatoria  $x$  de su valor medio  $M_X$ .

Es fácil demostrar que

$$M(x+f) = M_X + M_f$$

$$M(cx) = cM_X$$

y que

$$D(x+c) = D_X$$

$$D(cx) = c^2 D_X$$

donde  $\chi$  y  $f$  son distribuciones aleatorias y  $c$  una constante.

Si hemos observado muchas veces la variable  $\chi$  obteniendo los valores  $\chi_1, \chi_2, \dots, \chi_N$ , ( $N$  grande) entonces la media aritmética de estos valores será próxima a  $M_\chi$ .

$$(\chi_1 + \chi_2 + \dots + \chi_N) / N \approx M_\chi$$

y la varianza  $D_\chi$  caracterizará la dispersión de estos valores alrededor del valor medio  $M_\chi$ .

### VI.1.2 VARIABLES ALEATORIAS NORMALES

Se da este nombre a toda variable aleatoria continua  $\chi$  que está definida en todo el eje  $(-\infty, \infty)$  y que tiene la densidad

$$p(\chi) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma} e^{-\frac{(\chi-a)^2}{2\sigma^2}}$$

donde  $a$  y  $\sigma > 0$ , son unos parámetros.

El parámetro  $a$  no influye en la forma de la curva  $p(x)$ : su variación sólo conduce a un desplazamiento de la curva a lo largo del eje  $X$ . En cambio, al variar  $\sigma$  sí se altera la forma de la curva. En efecto, es fácil ver que

$$\text{máx } p(x) = p(a) = \frac{1}{\sigma (2\pi)^{1/2}}$$

Si disminuimos  $\sigma$ , aumentará el máx  $p(x)$ . Pero toda el área que encierra la curva  $p(x)$  es igual a 1 (figura VI.1).

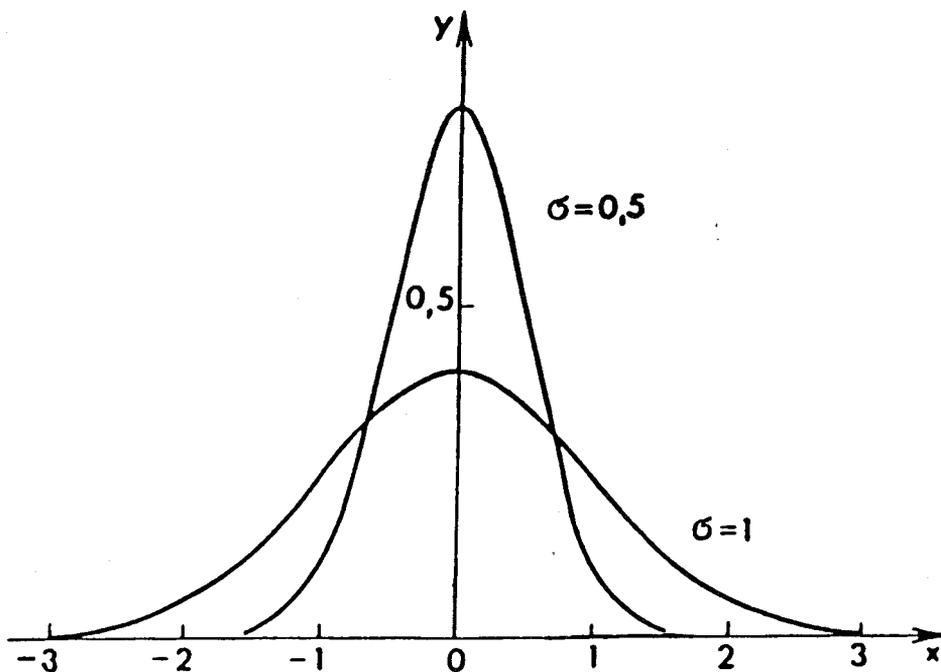
Se puede demostrar que  $M_x = a$  y  $D_x = \sigma^2$ . En general suele ser útil el uso de la regla de "las tres sigmas"

$$\int_{a-3\sigma}^{a+3\sigma} p(x) dx = 0.997$$

cualquiera que sea  $a$  y  $\sigma$ .

por lo que podemos hacer

$$P \{a-3\sigma < x < a+3\sigma\} = 0.997$$



**FIGURA VI.1:** Representación de dos densidades normales  $y=p(x)$  correspondientes al caso  $a=0$  y  $\sigma=1$  y al caso  $a=0$  y  $\sigma=0.5$ .

La probabilidad 0.997 es tan próxima a 1 que al efectuar una prueba es prácticamente imposible obtener un valor de  $\chi$  que difiera de  $M_\chi$  en más de  $3\sigma$ .

### VI.1.3 TEOREMA DEL LIMITE CENTRAL

Consideremos  $N$  variables aleatorias  $\chi_1, \chi_2, \dots, \chi_N$  independientes e idénticas de modo que las distribuciones de probabilidad de estas variables coinciden. Por consiguiente también coinciden las esperanzas matemáticas y varianzas.

$$M_{\chi_1} = M_{\chi_2} = \dots = M_{\chi_N} = m$$

$$D_{\chi_1} = D_{\chi_2} = \dots = D_{\chi_N} = b^2$$

Designamos por  $\rho_N$  la suma de todas estas variables

$$\rho_N = \chi_1 + \chi_2 + \dots + \chi_N$$

por lo que

$$M_{\rho_N} = M(\chi_1 + \chi_2 + \dots + \chi_N) = N m$$

$$D_{\rho_N} = D(\chi_1 + \chi_2 + \dots + \chi_N) = N b^2$$

El Teorema del Límite Central demuestra que, para  $N$  suficientemente grande  $\rho_N$  es una distribución normal con parámetros

$$a = N m$$

$$\sigma^2 = N b^2$$

## VI.2 ESQUEMA GENERAL DE LA APLICACION DEL METODO

Supongamos que deseamos calcular una magnitud  $m$  que desconocemos. Tratamos de idear una variable aleatoria  $\chi$  tal que  $M\chi=m$  y además  $D\chi=b^2$  (VI.1.1)

Consideremos  $N$  variables aleatorias independientes  $\chi^1, \chi^2, \dots, \chi^N$  con la misma distribución que tiene  $\chi$ . Si  $N$  es suficientemente grande, la distribución de las sumas  $\rho_N = (\chi^1 + \chi^2 + \dots + \chi^N)$  será, según el teorema del límite central (VI.1.2), una distribución aproximadamente normal con los parámetros  $a=Nm$  y  $\sigma^2=Nb^2$ .

Y para la variable  $X=\rho_N/N$  será

$$M(X) = m \quad y \quad \sigma(X) = b/N^{1/2}$$

Esta es una relación de suma importancia para el método de Monte-Carlo ya que ofrece un método para calcular  $m$  y a la vez permite estimar el error.

En resumen, determinamos  $N$  valores de la variable aleatoria  $\chi$ . La media aritmética de estos valores será aproximadamente igual a  $m$ . Con una elevada probabilidad podemos afirmar que el error de esta aproximación no pasa de  $3b/N^{1/2}$ . Pudiendo hacer  $N$  tan grande como queramos y en consecuencia el error tan pequeño como se quiera.

---

---

VII. - APLICACION Y USO  
DEL CODIGO MORSE PARA EL  
TRANSPORTE DE NEUTRONES  
MEDIANTE EL METODO  
DE MONTECARLO.

---

---

VII. - APLICACION Y USO DEL  
CODIGO MORSE PARA EL  
TRANSPORTE DE NEUTRONES  
MEDIANTE EL METODO  
DE MONTE-CARLO

El código "*Multigroup Oak Ridge Stochastic Experiment*" (MORSE), es un programa para multitud de aplicaciones en el transporte de neutrones y radiación gamma mediante el método de Monte-Carlo. Ha sido diseñado como una herramienta para la resolución de blindajes. Mediante el empleo de multigrupos de secciones eficaces se pueden solucionar problemas de neutrones, rayos gammas, o ambos acoplados.

Permite una geometría tridimensional, así como una opción de Albedo para contabilizar las reflexiones producidas en cualquier superficie material.

Utiliza como entrada cualquier tipo standard de secciones eficaces en multigrupos codificados en coordenadas discretas; son formatos aceptables de secciones eficaces ANISN o DTF-IV.

Posee también importantes programas de análisis, entradas/salidas modulares y útiles subrutinas de despulgue.

Conozcamos brevemente la función que realiza cada uno de los diferentes módulos que componen el paquete de programas MORSE.

## VII.1 MODULO: CAMINO ALEATORIO

Este módulo controla básicamente el recorrido aleatorio de la partícula así como la elección de la fuente y el seguimiento global de todo el proceso.

La jerarquía estadística, para la obtención de un número elevado de pruebas, se constituye primeramente por una "historia" que representa el recorrido aleatorio efectuado por una partícula concreta postulada matemáticamente y cuyos ángulos de dispersión en cada colisión son generados según una simetría esférica de direcciones equiprobables mediante la generación de números aleatorios comprendidos entre -1 y +1 que físicamente representan el coseno de dicho ángulo.

En un orden superior tenemos el "batch" que es un grupo de historias. Un "run" es un grupo de batches y por último un "case" es un grupo de runs. Generalmente se elegirá igual a 1 el número de runs efectuados.

Los batches se usan para determinar las variaciones estadísticas entre grupos de partículas. De este modo se puede generar un conjunto de partículas fuentes que se almacena en un banco (matriz usada para el almacenamiento temporal de partículas). El camino aleatorio para cada una de estas partículas se determina tomando una partícula del banco y transportándola de colisión en colisión, fraccionándola en dos partículas (splitting), matándola por Ruleta Rusa, generando partículas secundarias (fotones o neutrones de fisión) y almacenándolas en el banco para su futura utilización.

Una *historia* acaba cuando la partícula se fuga del sistema, posee una energía inferior a la de corte elegida, o edad superior al límite establecido, o es matada por Ruleta Rusa.

En el caso que se atravesase un material fisionable y esté activada la opción correspondiente, los neutrones de fisión producidos en un *batch* dado son almacenados en el banco-fuente. Cuando todas las partículas primarias se acaban, se toman uno a uno los hijos de la fisión y se mantiene el proceso hasta el final. Esto continúa hasta que todas las partículas fuentes y sus descendientes se agotan.

En el módulo de camino aleatorio pues, se lleva cuenta de toda la información recogida en el banco, transporte y generación de nuevas partículas, para cederla más tarde al módulo de análisis que efectuará las estimaciones pertinentes.

Durante la ejecución de este módulo concurren también el correspondiente a secciones eficaces y combinación geométrica que suministran la base para el proceso del camino aleatorio. Asimismo, las rutinas de entrada y salida leerán e imprimirán la necesaria información para el problema en estudio.

#### VII.1.1 CONCEPTO DE PESO

El transporte de neutrones está caracterizado por el recorrido de trayectorias rectas (sin pérdida de energía) entre puntos de colisión. En cada colisión, la partícula podrá ser absorbida o dispersada con una nueva dirección y energía. Un método estocástico como el de Monte-Carlo puede simular este proceso y obtener una densidad de flujo medio

como resultado del recuento de miles de trayectorias individuales de partículas.

Pero este método de análisis, a pesar de ser muy natural, tiene sus deficiencias. En particular resulta difícil calcular de esta manera situaciones donde la probabilidad de que llegue un neutrón a un determinado punto donde se encuentra un detector es muy pequeña. Para ello, se necesitaría un número tan elevado de partículas que harían inviable su desarrollo en la práctica.

Existen modificaciones ingeniosas del método de Monte-Carlo que pueden ser aplicadas también en estos casos. Una variante sencilla del análisis se basa en el empleo de los denominados *pesos*.

Supongamos que a lo largo de una determinada trayectoria se lanza un gran número de neutrones idénticos. Parte de estos neutrones serán absorbidos al producirse la colisión en un punto y parte de ellos serán dispersados. Pues bien, si seguimos adelante con el mismo tren inicial de partículas pero anotamos la proporción de éstas que hubieran seguido la trayectoria definida tendremos partículas para todas las colisiones hasta la posición del detector. Asimismo, el producto de todas estas proporciones a lo largo del recorrido nos dará el peso con el cual llegan las partículas al final de su trayectoria.

El peso inicial se suele tomar igual a 1 con lo cual el peso final nos dará la proporción de neutrones que llegan a un determinado punto. Método que se puede extender para neutrones que estén comprendidos entre dos valores de energía.

## VII.1.2 "IMPORTANCE SAMPLING"

El programa permite primar el muestreo de ciertas trayectorias que resultan más significativas para el problema, dedicando más tiempo a estudiar ese tipo de trayectorias y menos tiempo a las menos importantes. Ello se hace con intención de mejorar la desviación estándar sin aumentar el tiempo de cálculo ni alterar los valores medios, de las magnitudes que interesen.

El programa MORSE puede hacerlo optativamente en varios estadios:

1.- En la misma fuente se puede "*modular*" el espectro; eso interesa cuando unos grupos energéticos son más relevantes que otros para nuestro problema. Por ejemplo, para la detección tras un blindaje contribuirá más la parte alta del espectro que posiblemente tenga muy poca intensidad. Entonces se multiplica la probabilidad de producción de las partículas de esos grupos más energéticos por un factor de importancia relativa, y el programa divide por ese mismo factor el peso inicial.

2.- Al pasar de una a otra región. Hay regiones y grupos energéticos más relevantes para un problema concreto. Entonces a cada región y grupo se le asigna un peso máximo y peso mínimo. La partícula que entre en la región con un peso mayor al máximo asignado, se considera muy relevante y sufre SPLITTING, es decir, se desdobra en dos partículas con peso mitad, se sigue la trayectoria de una de ellas y se guarda la otra para seguirla después. Las partículas que llegan con muy poco peso van a influir poco en el resultado final y no vale la pena seguirles la pista a todas. Si es pues el peso

inferior al mínimo elegido, se someten a la Ruleta Rusa, es decir, se sortea su desaparición o supervivencia y, en caso de sobrevivir, se aumenta su peso en un factor igual a la relación (probabilidad de extinción)/(probabilidad de supervivencia)

## VII.2 MODULO: MULTIGRUPOS DE SECCIONES EFICACES

La función de este módulo es leer las secciones eficaces de la librería, dispuestas generalmente según formato ANISN, de los diferentes elementos o mezclar elementos para obtener las correspondientes secciones eficaces macroscópicas de un determinado medio. Asimismo determina la probabilidad y ángulo de dispersión de la partícula.

Son posibles varios tipos de secciones eficaces: sólo neutrones, sólo fotones y neutrones con fotones acoplados.

Tras la determinación de la sección eficaz para un medio, se calcula la probabilidad de no absorción, de fisión y producción gamma dividiendo por la sección eficaz total.

Como dato de entrada hemos de suministrar también la densidad del elemento o la del elemento dentro del medio cuando se trate de un compuesto. Para la librería ZZ-CASK/F esta densidad vendrá expresada en moles por  $\text{cm}^3$ , por lo que para un medio en general de la forma  $X_m Y_n$  de densidad  $\rho$ ,

$$\text{n}^\circ \text{ moles/cm}^3 (X) = \frac{\rho a}{aA_x + bA_y}$$

donde  $A_x$ ,  $A_y$  representan los números másicos de los elementos X e Y.

Para los medios que hemos utilizado en nuestro problema, se han adoptado los siguientes valores:

	<u>ELEMENTO</u>	<u>DENSIDAD mol/cm<sup>3</sup></u>
	Cu	$1.41 \times 10^{-1}$
	Pb	$5.48 \times 10^{-2}$
	W	$1.05 \times 10^{-1}$
	Fe	$1.41 \times 10^{-1}$
aire	{ N	$6.355 \times 10^{-5}$
		O
bunker	Si	$8.29 \times 10^{-2}$

### VII.3 MODULO: ANALISIS

**SAMBO** (Stochastic Analysis Machine for Bookkeeping) es un paquete de subrutinas con las que se manipulan muchas de las tareas asociadas con el análisis de colisiones mediante el método de Monte-Carlo. Este programa ha sido escrito para trabajar específicamente con MORSE.

Mediante este programa podremos utilizar un número arbitrario de detectores, obtener respuestas en función de la

energía, tiempos y ángulos almacenados; todo ello con la única limitación que imponga la memoria central.

El análisis se divide en varios puntos:

- 1.- Respuesta no colisión y total (fluencia integrada en energía sobre cada respuesta y cada detector).
- 2.- Fluencia para cada grupo energético y detector frente a energía.
- 3.- Respuesta dependiente del tiempo (fluencia integrada, tiempo-dependiente, sobre cada respuesta y cada detector).
- 4.- Fluencia frente al tiempo, energía, y detector.
- 5.- Fluencia frente ángulo, energía, y detector.

Todos estos resultados además vienen afectados por su desviación estandard en tantos por uno.

Se llama aquí **fluencia** a la densidad escalar de flujo de partículas (de un determinado tipo y energía) integrada en tiempo. La densidad de flujo diferencial es el número de partículas que atraviesan la unidad de superficie en la unidad de tiempo por unidad de intervalo energético y por unidad de ángulo sólido de su dirección de incidencia:  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  se medirá en partículas/(cm<sup>2</sup>, s, eV, sr). La densidad escalar de flujo, que interviene en la definición de fluencia, se obtiene integrando la densidad de flujo diferencial en todas las direcciones de incidencia.

#### VII.4 MODULO: COMBINACION GEOMETRICA

Se trata de un módulo geométrico que permite describir cualquier configuración material en tres dimensiones. Para ello considera uniones, diferencias e intersecciones de cuerpos simples como esferas, cilindros, paralelepípedos, etc. La descripción geométrica se subdivide pues en zonas, siendo éstas el resultado de la combinación de uno o más de los siguientes cuerpos geométricos:

- 1.- Paralelepípedo rectangular.
- 2.- Caja (paralelepípedo aleatoriamente orientado en el espacio).
- 3.- Esfera.
- 4.- Cilindro circular recto.
- 5.- Cilindro elíptico recto.
- 6.- Cono truncado recto.
- 7.- Elipsoide.
- 8.- Cuña recta.
- 9.- Poliedro convexo arbitrario (de 4, 5 ó 6 caras).

La técnica básica para la descripción geométrica consiste en definir la localización y configurar las distintas zonas en base a la intersección y unión de cuerpos geométricos. Para ello, usamos como operadores los símbolos (+), (-) y (OR).

Si un cuerpo aparece descrito en una zona con el operador (+), ello significa que la zona está totalmente contenida en el cuerpo. Si por el contrario, aparece con el operador (-) es que estará totalmente fuera del cuerpo. Si el cuerpo

aparece con el operador (OR), significará unión. Una zona pues, podrá representarse por la unión de varias subzonas mediante el operador (OR).

Si consideramos un objeto compuesto por una esfera y un cilindro como el de la figura VII.1, la descripción de la zona I (c), sería:

$$I = OR + 2 + OR + 3$$

ya que el material de la esfera y el cilindro es el mismo y todo punto de la zona I está dentro del cuerpo 2 o en el cuerpo 3.

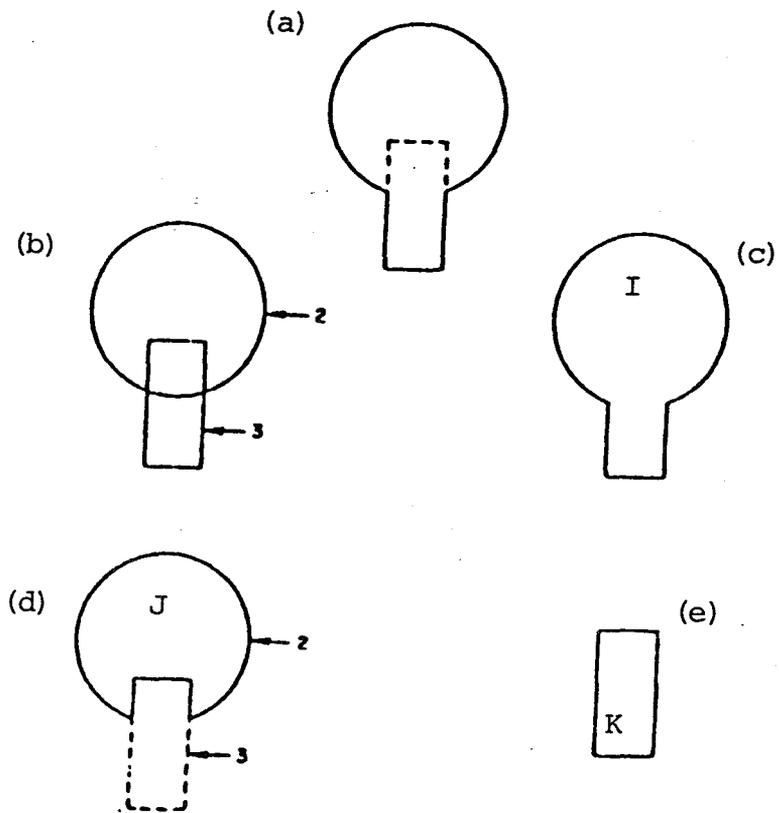
Si por el contrario, los materiales de la esfera (incompleta) y el cilindro son diferentes, la descripción de la zona J (d) que se trata de una esfera con un agujero cilíndrico, sería:

$$J = +2 -3$$

ya que los puntos de la zona J son todos los puntos dentro del cuerpo 2 que no están en el 3.

La descripción de la zona K es simple:

$$K = +3$$



**FIGURA VII.1:**

Ejemplo del método de combinaciones geométricas.

Una zona más compleja no sería más que una larga cadena de cuerpos simples unidos mediante los operadores descritos.

La geometría total queda definida mediante 2 tablas. La primera describe los cuerpos usados y su localización. La segunda identifica las zonas con arreglo a la combinación de los anteriores cuerpos.

### VII.5 MODULO: DIAGNOSTICOS

Este conjunto de subrutinas permite en primer lugar la salida del valor de las variables, incluyendo vectores y matrices almacenados en los "commons", muy útiles para localización de errores.

Por otra parte, como una gran ayuda al diagnóstico, están previstos numerosos mensajes de error, que permiten corregir la entrada de datos, si ésta se hizo incorrectamente.

### VII.6 REQUERIMIENTOS DE HARDWARE Y SOFTWARE

Existen 3 versiones de MORSE; una corre en IBM-360, otra en CDC-6600, y otra última en UNIVAC-1108.

Esta última fué la adquirida por nosotros del Oak Ridge National Laboratory a través del NEA DATA BANK de la OCDE. El programa funcionaba en el sistema 1130 de Univac del centro de proceso de datos del *Ministerio de Educación y Ciencia* en

Madrid, interconectado, mediante línea telefónica, a nuestro equipo VAX de *Digital*. Asimismo, se hizo una traducción de estos programas para que corrieran en el VAX-785, de la *Universidad de Sevilla*, obteniéndose de este modo mayor disponibilidad y rapidez en los resultados.

La memoria principal necesita al menos,

[155000 + 4 \* (tamaño del "*Blank common*" en palabras)] bytes

sin incluir con ello la librería del sistema.

Para el almacenamiento temporal de los datos de la combinación geométrica se utiliza la unidad 16 que preferiblemente debería ser un disco. La memoria necesaria dependerá, evidentemente, del número de cuerpos y zonas que se introduzcan.

El número de la unidad standard de entrada y salida se especifica por el usuario.

Respecto al *software*, las rutinas de librería usadas por MORSE incluyen los standards de entrada y salida, así como las siguientes funciones matemáticas:

- ABS, IABS, y DABS
- EXP
- MAXO
- MOD y AMOD
- SIGN y DSIGN
- SQRT y DSQRT

Además de éstas, existen otras que suministran la hora, día de la semana y fecha del trabajo, así como para conocer los tiempos de C.P.U. invertidos en cada proceso. Por último, subrutinas que permitan al módulo de diagnóstico la localización absoluta de las variables en los *commons*.

---

---

VIII. - ESPECTRO EN EL  
INTERIOR DEL BUNKER.  
METODO DE MONTECARLO.

---

---

**VIII. - ESPECTRO EN EL INTERIOR**  
**DEL BUNKER.**  
**METODO DE MONTE-CARLO.**

Nuestro objetivo final en el uso del código Morse ha sido la obtención del espectro neutrónico en el interior de la sala de tratamientos.

Para ello, se han analizado 22 grupos energéticos (en orden decreciente de energías) utilizando 100 partículas para cada uno de los 40 *batch* que poseía el run.

Se usó la librería de secciones eficaces ZZ-CASK/F que posee coeficientes de polinomios de Legendre hasta de tercer orden ( $\rho_3$ ), para los elementos Cu, Pb, Fe, W, O, N, y Si conformando aire con la mezcla de O y N. Tenemos pues 6 medios: 4 para los componentes de la cabeza del acelerador, el aire y las paredes de hormigón.

Las tablas VIII.1 a VIII.6 nos dan la salida elaborada por MORSE a partir de la citada librería. En concreto, nos dan para esos 22 grupos energéticos la sección eficaz total, la de dispersión y la probabilidad de no absorción (las probabilidades de que una partícula pase a un grupo superior de energía, genere una radiación  $\gamma$  o produzca fisión están anuladas por no interesar en nuestro problema). Asimismo la tabla nos da las probabilidades de que cada neutrón perteneciente a un grupo energético pase a cualquier otro grupo inferior.

Se ha introducido como geometría de blindaje la correspondiente a una simplificación de la cabeza del acelerador que aparece en el plano anexo. La tabla VIII.7 nos

muestra los 38 cuerpos geométricos bases para generar dicha estructura así como para definir al aire colindante y las paredes del bunker. La tabla VIII.8 nos da las 8 zonas definidas por estos cuerpos y que corresponden a cada uno de los cuatro elementos que constituyen la estructura de la cabeza del acelerador además del aire en el interior y exterior del bunker así como el muro propiamente dicho.

Utilizando el programa PICTURE hemos obtenido la figura VIII.1 a partir de la anterior geometría, que como puede verse representa una buena aproximación al blindaje problema.

Se han realizado dos estudios independientes: uno teniendo en cuenta el ALBEDO producido en las paredes del bunker y otro sin esta consideración.

Suponiendo el espectro acumulativo de la fuente el dado por la tabla VIII.9, se han obtenido para un detector situado a 100 cm del isocentro en una dirección perpendicular al eje del haz los espectros de las tablas VIII.10 y VIII.11 obtenidos sin y con ALBEDO.

La gráfica de la figura VIII.2 nos muestra los tres espectros acumulativos anteriores donde hemos representado simultáneamente en el eje de abscisa las energías en KeV y MeV así como las zonas correspondientes a cada grupo energético estudiado.

TABLA VIII.1:

Salida de MORSE correspondiente a las secciones eficaces del Cobre.

CROSS SECTIONS FOR MEDIA 1														
GROUP	SIG1	SIG31	PNUP	PNABS	GAMGEN	NU#FIS	DOWNSCATTER PROBABILITY							
1	4.326E-01	4.795E-01	0.0000	1.1083	0.0000	0.0000	0.4423	0.0243	0.0105	0.0254	0.0400	0.0419	0.0730	0.0510
							0.0122	0.0610	0.0984	0.0777	0.0400	0.0024	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2	4.732E-01	4.635E-01	0.0000	0.9796	0.0000	0.0000	0.5421	0.0302	0.0205	0.0348	0.0380	0.0668	0.0455	0.0106
							0.0516	0.0762	0.0544	0.0273	0.0018	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3	5.089E-01	4.927E-01	0.0000	0.9681	0.0000	0.0000	0.5615	0.0370	0.0289	0.0340	0.0638	0.0457	0.0109	0.0538
							0.0812	0.0566	0.0252	0.0013	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
4	5.421E-01	5.285E-01	0.0000	0.9749	0.0000	0.0000	0.5607	0.0524	0.0284	0.0583	0.0449	0.0110	0.0560	0.0896
							0.0662	0.0308	0.0017	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
5	5.473E-01	5.358E-01	0.0000	0.9791	0.0000	0.0000	0.5631	0.0459	0.0533	0.0444	0.0113	0.0594	0.1014	0.0799
							0.0391	0.0022	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6	5.287E-01	5.192E-01	0.0000	0.9821	0.0000	0.0000	0.5359	0.0882	0.0431	0.0113	0.0618	0.1128	0.0951	0.0490
							0.0028	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
7	4.910E-01	4.639E-01	0.0000	0.9855	0.0000	0.0000	0.5389	0.0795	0.0110	0.0627	0.1252	0.1153	0.0635	0.0038
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8	4.564E-01	4.514E-01	0.0000	0.9889	0.0000	0.0000	0.5389	0.0634	0.0609	0.1277	0.1285	0.0758	0.0048	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
9	4.415E-01	4.374E-01	0.0000	0.9907	0.0000	0.0000	0.3874	0.2764	0.1223	0.1295	0.0793	0.0051	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10	4.369E-01	4.338E-01	0.0000	0.9928	0.0000	0.0000	0.6374	0.1593	0.1206	0.0775	0.0051	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
11	4.616E-01	4.599E-01	0.0000	0.9962	0.0000	0.0000	0.7873	0.1158	0.0930	0.0039	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12	5.388E-01	5.369E-01	0.0000	0.9965	0.0000	0.0000	0.9366	0.0565	0.0069	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
13	6.602E-01	6.572E-01	0.0000	0.9954	0.0000	0.0000	0.9850	0.0150	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
14	1.556E+00	1.541E+00	0.0000	0.9907	0.0000	0.0000	0.9964	0.0036	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
15	1.988E+00	1.953E+00	0.0000	0.9824	0.0000	0.0000	0.9830	0.0170	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
16	1.350E+00	1.184E+00	0.0000	0.8770	0.0000	0.0000	0.9826	0.0174	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
17	1.212E+00	1.201E+00	0.0000	0.9912	0.0000	0.0000	0.9742	0.0258	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
18	1.273E+00	1.253E+00	0.0000	0.9847	0.0000	0.0000	0.9684	0.0316	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
19	1.131E+00	1.096E+00	0.0000	0.9690	0.0000	0.0000	0.9752	0.0248	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
20	1.148E+00	1.086E+00	0.0000	0.9458	0.0000	0.0000	0.9688	0.0312	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
21	1.189E+00	1.086E+00	0.0000	0.9130	0.0000	0.0000	0.9689	0.0311	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
22	1.486E+00	1.015E+00	0.0000	0.6830	0.0000	0.0000	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

CENTRO DE CALCULO

UNIVERSIDAD DE SEVILLA

TABLA VIII.2:

Salida de MORSE correspondiente a las secciones eficaces del Plomo.

CROSS SECTIONS FOR MEDIA 1														
GROUP	SIGT	SIGSY	PNUP	PNABS	GAMGEN	NU#FIS	DOWNSCATTER PROBABILITY							
1	2.839E-01	4.091E-01	0.0000	1.4411	0.0000	0.0000	0.3466	0.0032	0.0002	0.0019	0.0077	0.0155	0.0479	0.0503
							0.0141	0.0822	0.1703	0.1625	0.0920	0.0057	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2	2.701E-01	3.906E-01	0.0000	1.4460	0.0000	0.0000	0.3228	0.0030	0.0010	0.0048	0.0111	0.0389	0.0448	0.0130
							0.0795	0.1786	0.1844	0.1109	0.0071	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3	2.733E-01	3.498E-01	0.0000	1.2799	0.0000	0.0000	0.3779	0.0066	0.0024	0.0064	0.0262	0.0336	0.0102	0.0655
							0.1618	0.1832	0.1182	0.0079	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
4	3.189E-01	3.258E-01	0.0000	1.0217	0.0000	0.0000	0.5538	0.0094	0.0022	0.0112	0.0169	0.0055	0.0383	0.1095
							0.1430	0.1028	0.0073	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
5	3.838E-01	3.837E-01	0.0000	0.9996	0.0000	0.0000	0.6680	0.0135	0.0047	0.0084	0.0029	0.0222	0.0737	0.1109
							0.0889	0.0067	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6	4.127E-01	4.126E-01	0.0000	0.9996	0.0000	0.0000	0.7280	0.0167	0.0045	0.0017	0.0139	0.0536	0.0926	0.0824
							0.0067	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
7	4.150E-01	4.149E-01	0.0000	0.9996	0.0000	0.0000	0.7890	0.0134	0.0008	0.0076	0.0355	0.0729	0.0743	0.0065
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8	3.880E-01	3.879E-01	0.0000	0.9996	0.0000	0.0000	0.8407	0.0306	0.0033	0.0188	0.0466	0.0548	0.0052	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
9	3.567E-01	3.566E-01	0.0000	0.9996	0.0000	0.0000	0.7572	0.1323	0.0143	0.0399	0.0511	0.0051	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10	3.206E-01	3.204E-01	0.0000	0.9996	0.0000	0.0000	0.8636	0.0345	0.0397	0.0562	0.0060	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
11	2.931E-01	2.930E-01	0.0000	0.9995	0.0000	0.0000	0.8917	0.0442	0.0569	0.0072	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12	3.164E-01	3.162E-01	0.0000	0.9995	0.0000	0.0000	0.9680	0.0287	0.0033	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
13	4.090E-01	4.088E-01	0.0000	0.9995	0.0000	0.0000	0.9956	0.0044	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
14	5.878E-01	5.874E-01	0.0000	0.9994	0.0000	0.0000	0.9976	0.0024	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
15	6.083E-01	6.078E-01	0.0000	0.9991	0.0000	0.0000	0.9946	0.0054	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
16	6.132E-01	6.125E-01	0.0000	0.9990	0.0000	0.0000	0.9959	0.0041	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
17	6.138E-01	6.130E-01	0.0000	0.9987	0.0000	0.0000	0.9961	0.0039	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
18	6.138E-01	6.128E-01	0.0000	0.9984	0.0000	0.0000	0.9892	0.0108	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
19	6.140E-01	6.127E-01	0.0000	0.9978	0.0000	0.0000	0.9912	0.0088	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
20	6.195E-01	6.167E-01	0.0000	0.9972	0.0000	0.0000	0.9904	0.0096	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
21	6.113E-01	6.088E-01	0.0000	0.9959	0.0000	0.0000	0.9906	0.0094	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
22	6.111E-01	6.028E-01	0.0000	0.9865	0.0000	0.0000	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

CENTRO DE CALCULO UNIVERSIDAD DE SEVILLA

TABLA VIII.3:

Salida de MORSE correspondiente a las secciones eficaces del Tungsteno.

CROSS SECTIONS FOR MEDIA 2														
GROUP	SIGT	SIGST	PNUP	PNABS	GANGEN	NU#FIS	DOWNSCATTER PROBABILITY							
1	5.281E-01	7.040E-01	0.0000	1.3330	0.0000	0.0000	0.4339	0.0096	0.0001	0.0008	0.0039	0.0090	0.0317	0.0367
							0.0107	0.0654	0.1475	0.1528	0.0921	0.0059	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000		
2	5.030E-01	6.635E-01	0.0000	1.3191	0.0000	0.0000	0.4180	0.0107	0.0004	0.0022	0.0060	0.0244	0.0313	0.0095
							0.0810	0.1503	0.1698	0.1093	0.0073	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000			
3	5.089E-01	6.014E-01	0.0000	1.1819	0.0000	0.0000	0.4456	0.0104	0.0011	0.0035	0.0165	0.0237	0.0075	0.0511
							0.1391	0.1731	0.1200	0.0083	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000				
4	5.542E-01	5.645E-01	0.0000	1.0186	0.0000	0.0000	0.5421	0.0108	0.0014	0.0082	0.0137	0.0047	0.0340	0.1067
							0.1523	0.1173	0.0087	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000					
5	6.459E-01	6.445E-01	0.0000	0.9979	0.0000	0.0000	0.6020	0.0086	0.0039	0.0077	0.0028	0.0226	0.0834	0.1389
							0.1205	0.0096	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000						
6	7.111E-01	7.093E-01	0.0000	0.9974	0.0000	0.0000	0.6175	0.0115	0.0047	0.0019	0.0162	0.0702	0.1354	0.1313
							0.0112	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000							
7	7.406E-01	7.382E-01	0.0000	0.9967	0.0000	0.0000	0.6272	0.0111	0.0011	0.0107	0.0567	0.1318	0.1477	0.0137
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8	7.359E-01	7.326E-01	0.0000	0.9955	0.0000	0.0000	0.6181	0.0134	0.0073	0.0462	0.1297	0.1682	0.0171	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	
9	7.257E-01	7.218E-01	0.0000	0.9946	0.0000	0.0000	0.5717	0.0930	0.0584	0.1137	0.1475	0.0157	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000			
10	7.043E-01	6.996E-01	0.0000	0.9933	0.0000	0.0000	0.6766	0.1482	0.1145	0.0558	0.0049	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000				
11	6.657E-01	6.579E-01	0.0000	0.9882	0.0000	0.0000	0.7754	0.1512	0.0698	0.0036	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000				
12	6.688E-01	6.530E-01	0.0000	0.9838	0.0000	0.0000	0.8829	0.1112	0.0059	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000					
13	8.187E-01	8.051E-01	0.0000	0.9834	0.0000	0.0000	0.9778	0.0222	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000						
14	1.509E+00	1.459E+00	0.0000	0.9667	0.0000	0.0000	0.9956	0.0044	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000							
15	3.782E+00	3.528E+00	0.0000	0.9327	0.0000	0.0000	0.9948	0.0052	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
16	7.895E+00	6.885E+00	0.0000	0.8721	0.0000	0.0000	0.9986	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	
17	5.340E+00	3.784E+00	0.0000	0.7086	0.0000	0.0000	0.9964	0.0036	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000		
18	5.906E+01	4.727E+01	0.0000	0.3003	0.0000	0.0000	0.9998	0.0002	0.0000	0.0000	0.0000			
19	9.962E+00	8.559E-01	0.0000	0.0859	0.0000	0.0000	0.9950	0.0050	0.0000	0.0000				
20	8.044E-01	4.730E-01	0.0000	0.5880	0.0000	0.0000	0.9888	0.0112	0.0000					
21	8.866E-01	4.981E-01	0.0000	0.5618	0.0000	0.0000	0.9891	0.0109						
22	2.282E+00	5.245E-01	0.0000	0.2298	0.0000	0.0000	1.0000							

CENTRO DE CALCULO

UNIVERSIDAD DE SEVILLA

TABLA VIII.4:

Salida de MORSE correspondiente a las secciones eficaces del Hierro.

CROSS SECTIONS FOR MEDIA 3														
GRUPO	SIGT	SIGST	PNUP	PNABS	GAMGEN	NU#FIS	DOWNSCATTER PROBABILITY							
1	3.693E-01	3.872E-01	0.0000	1.0482	0.0000	0.0000	0.4615	0.0400	0.0076	0.0180	0.0324	0.0359	0.0689	0.0511
							0.0124	0.0626	0.0995	0.0736	0.0346	0.0019	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
2	4.144E-01	3.932E-01	0.0000	0.9489	0.0000	0.0000	0.5543	0.0414	0.0114	0.0183	0.0276	0.0570	0.0374	0.0095
							0.0505	0.0871	0.0693	0.0342	0.0019	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3	4.595E-01	4.437E-01	0.0000	0.9656	0.0000	0.0000	0.5670	0.0448	0.0215	0.0281	0.0588	0.0479	0.0146	0.0525
							0.0874	0.0508	0.0251	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
4	5.011E-01	4.913E-01	0.0000	0.9804	0.0000	0.0000	0.5722	0.0479	0.0219	0.0600	0.0482	0.0112	0.0557	0.0856
							0.0725	0.0235	0.0012	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
5	5.170E-01	5.118E-01	0.0000	0.9899	0.0000	0.0000	0.6040	0.0612	0.0301	0.0408	0.0124	0.0718	0.0989	0.0549
							0.0247	0.0012	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6	5.214E-01	5.182E-01	0.0000	0.9939	0.0000	0.0000	0.5798	0.1171	0.0139	0.0038	0.0336	0.1136	0.1022	0.0342
							0.0019	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
7	4.914E-01	4.898E-01	0.0000	0.9967	0.0000	0.0000	0.6151	0.1054	0.0188	0.0599	0.0420	0.0722	0.0764	0.0101
							0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8	4.859E-01	4.853E-01	0.0000	0.9987	0.0000	0.0000	0.6462	0.0767	0.0969	0.1270	0.0229	0.0227	0.0075	0.0002
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
9	4.710E-01	4.706E-01	0.0000	0.9991	0.0000	0.0000	0.4576	0.2825	0.2318	0.0135	0.0145	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10	4.489E-01	4.486E-01	0.0000	0.9993	0.0000	0.0000	0.6770	0.2289	0.0850	0.0077	0.0014	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
11	3.978E-01	3.975E-01	0.0000	0.9991	0.0000	0.0000	0.7486	0.1396	0.1114	0.0004	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12	3.713E-01	3.706E-01	0.0000	0.9993	0.0000	0.0000	0.9032	0.0780	0.0184	0.0004	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
13	4.725E-01	4.717E-01	0.0000	0.9984	0.0000	0.0000	0.9846	0.0154	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
14	1.090E+00	1.089E+00	0.0000	0.9984	0.0000	0.0000	0.9917	0.0083	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
15	1.221E+00	1.201E+00	0.0000	0.9836	0.0000	0.0000	0.9756	0.0244	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
16	1.561E+00	1.557E+00	0.0000	0.9977	0.0000	0.0000	0.9790	0.0210	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9714	0.0286	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
17	1.614E+00	1.606E+00	0.0000	0.9951	0.0000	0.0000	0.9714	0.0286	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
18	1.620E+00	1.606E+00	0.0000	0.9916	0.0000	0.0000	0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
19	1.630E+00	1.606E+00	0.0000	0.9852	0.0000	0.0000	0.9714	0.0286	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
20	1.648E+00	1.606E+00	0.0000	0.9745	0.0000	0.0000	0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
21	1.676E+00	1.606E+00	0.0000	0.9586	0.0000	0.0000	0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.9643	0.0357	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
22	1.927E+00	1.607E+00	0.0000	0.8339	0.0000	0.0000	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
							0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

CENTRO DE CALCULO

UNIVERSIDAD DE SEVILLA

TABLA VIII.5: Salida de MORSE correspondiente a las secciones eficaces del aire.

CROSS SECTIONS FOR MEDIA 4										DOWNSCATTER PROBABILITY												
GROUP	SIGT	SIGST	PNUP	PNABS	GAMGEN	NU#FIS																
1	1.266E-04	1.072E-04	0.0000	0.8471	0.0000	0.0000	0.4820	0.2236	0.0186	0.0308	0.0586	0.0312	0.0380	0.0284	0.0052	0.0207	0.0244	0.0183	0.0166	0.0036	0.0001	0.0000
2	1.142E-04	9.714E-05	0.0000	0.8508	0.0000	0.0000	0.4441	0.2826	0.0356	0.0277	0.0273	0.0565	0.0217	0.0048	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3	1.011E-04	8.904E-05	0.0000	0.8803	0.0000	0.0000	0.4354	0.3716	0.0103	0.0095	0.0347	0.0330	0.0083	0.0374	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
4	1.027E-04	9.002E-05	0.0000	0.8763	0.0000	0.0000	0.4707	0.3864	0.0067	0.0123	0.0135	0.0050	0.0395	0.0261	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
5	1.104E-04	9.732E-05	0.0000	0.8815	0.0000	0.0000	0.5216	0.3841	0.0511	0.0025	0.0007	0.0012	0.0170	0.0180	0.0031	0.0006	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
6	1.294E-04	1.056E-04	0.0000	0.8160	0.0000	0.0000	0.5015	0.4849	0.0000	0.0000	0.0016	0.0023	0.0020	0.0071	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
7	1.511E-04	1.283E-04	0.0000	0.8490	0.0000	0.0000	0.5528	0.3861	0.0474	0.0124	0.0004	0.0008	0.0001	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
8	1.101E-04	9.755E-05	0.0000	0.8857	0.0000	0.0000	0.3577	0.1523	0.4897	0.0000	0.0000	0.0003	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
9	9.863E-05	9.248E-05	0.0000	0.9377	0.0000	0.0000	0.1253	0.8261	0.0485	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
10	1.276E-04	1.216E-04	0.0000	0.9537	0.0000	0.0000	0.4774	0.5226	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
11	1.733E-04	1.636E-04	0.0000	0.9727	0.0000	0.0000	0.7417	0.2583	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
12	1.737E-04	1.762E-04	0.0000	0.9858	0.0000	0.0000	0.8166	0.1834	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
13	2.883E-04	2.878E-04	0.0000	0.9985	0.0000	0.0000	0.9170	0.0830	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
14	4.680E-04	4.678E-04	0.0000	0.9997	0.0000	0.0000	0.9610	0.0390	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
15	6.104E-04	6.098E-04	0.0000	0.9991	0.0000	0.0000	0.9226	0.0774	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
16	6.637E-04	6.625E-04	0.0000	0.9981	0.0000	0.0000	0.9247	0.0753	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
17	6.920E-04	6.894E-04	0.0000	0.9962	0.0000	0.0000	0.8972	0.1028	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
18	6.981E-04	6.935E-04	0.0000	0.9934	0.0000	0.0000	0.8652	0.1348	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
19	7.039E-04	6.958E-04	0.0000	0.9886	0.0000	0.0000	0.8948	0.1052	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
20	7.102E-04	6.952E-04	0.0000	0.9802	0.0000	0.0000	0.8717	0.1283	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
21	7.196E-04	6.964E-04	0.0000	0.9678	0.0000	0.0000	0.8762	0.1238	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
22	8.030E-04	6.964E-04	0.0000	0.8672	0.0000	0.0000	1.0000															

UNIVERSIDAD DE SEVILLA CENTRO DE CALCULO





O		COMBINATORIAL GEOMETRY SHIELDING ALE PROBLEM				
RCC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-2.5
	2.7					
TRC	0.0	0.0	-2.5	0.0	0.0	2.0
	1.0	0.3				
RCC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.5
	.5					
TRC	0.0	0.0	18.5	0.0	0.0	-18.5
	5.5	0.4				
RCC	0.0	0.0	18.5	0.0	0.0	-3.0
	8.8					
RCC	0.0	0.0	15.5	0.0	0.0	-6.5
	9.2					
RCC	0.0	0.0	9.0	0.0	0.0	-1.0
	21.0					
RCC	0.0	0.0	8.0	0.0	0.0	-7.5
	8.8					
RCC	0.0	0.0	15.5	0.0	0.0	-6.5
	17.0					
RCC	0.0	0.0	8.0	0.0	0.0	-6.0
	17.0					
RCC	0.0	0.0	20.0	0.0	0.0	-0.2
	6.3					
TRC	0.0	0.0	19.8	0.0	0.0	-3.3
	4.7	0.4				
SPH	0.0	0.0	17.8	1.0		
RCC	0.0	0.0	-2.5	0.0	0.0	-8.0
	0.7					
RCC	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-10.5
	7.0					
RPP	-7.5	7.5	-3.5	19.5	-24.5	-21.0
RPP	-9.0	9.0	-5.0	21.0	-25.5	-24.5
RPP	-7.5	7.5	-8.0	23.0	-14.5	-10.5
SPH	0.0	8.0	-10.5	10.0		
SPH	0.0	8.0	-10.5	11.5		
SPH	0.0	8.0	-10.5	15.0		
SPH	0.0	8.0	-10.5	19.5		
SPH	0.0	8.0	-10.5	24.0		
RPP	-14.0	14.0	29.0	37.5	-15.5	-5.0
RPP	-12.0	12.0	-20.0	7.0	-10.5	20.0
RPP	-15.0	15.0	9.0	40.0	2.0	20.0
RPP	-15.0	15.0	-20.0	40.0	-40.0	-25.5
RPP	-10.0	10.0	-10.3	-0.3	27.0	36.5
RPP	-10.0	10.0	0.3	10.3	27.0	36.5
RPP	0.3	10.3	-10.3	10.3	37.5	46.0
RPP	-0.3	-10.3	-10.3	10.3	37.5	46.0
RCC	0.0	12.0	24.0	0.0	0.0	-7.0
	2.5					
RCC	0.0	12.0	24.0	0.0	0.0	-1.0
	25.0					
RCC	0.0	0.0	24.0	0.0	0.0	-1.0
	7.0					
SPH	0.0	0.0	0.0	100.0		
RPP	-300.0	300.0	-300.0	300.0	-100.0	250.0
RPP	-400.0	400.0	-400.0	400.0	-200.0	400.0
SPH	0.0	0.0	0.0	5. E 9		
END						

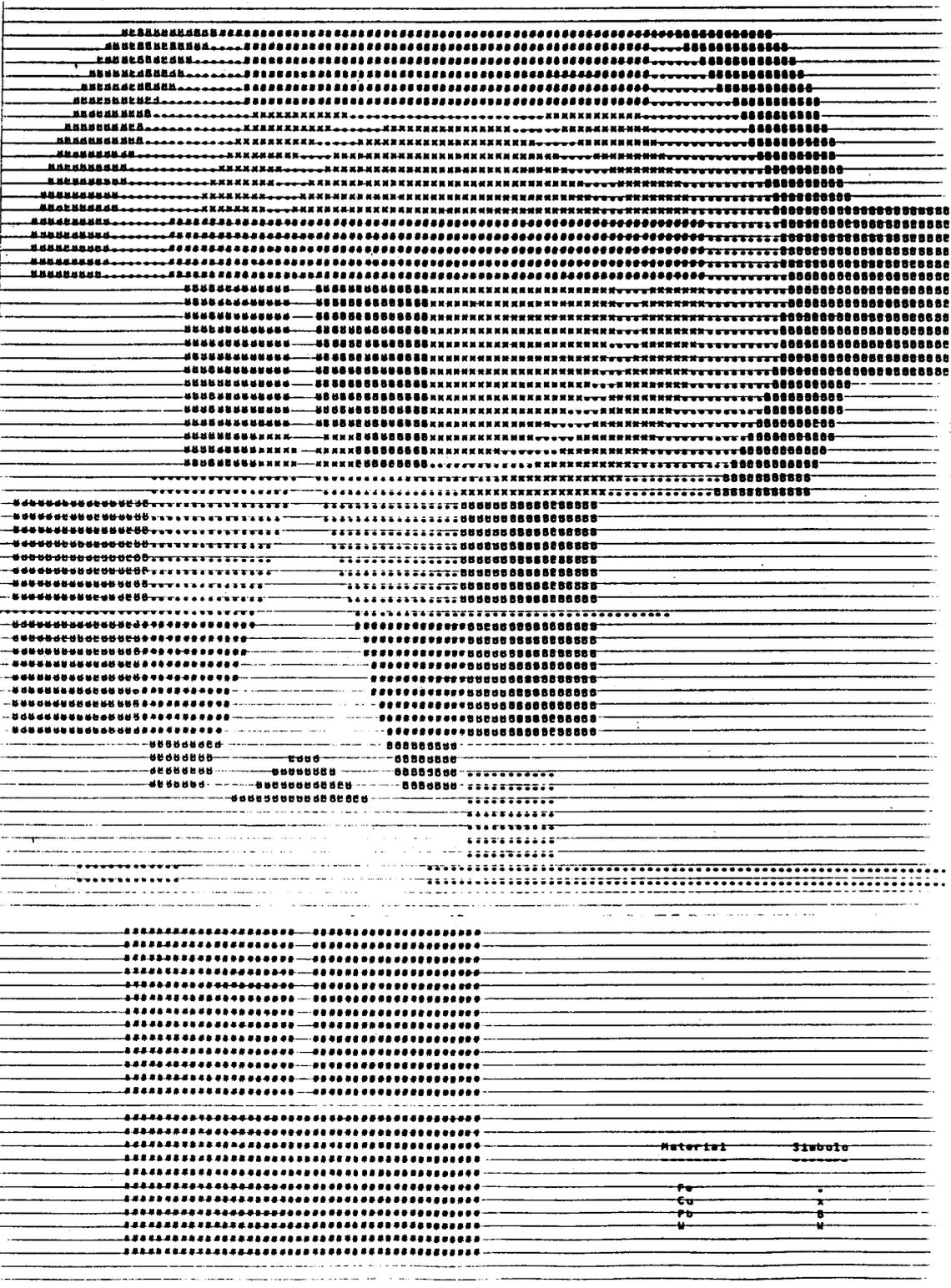
**TABLA VIII.7:**

Cuerpos geométricos utilizados para el diseño del blindaje.

Cu1	OR	+1	-2	-30R	+19	-18	-250R	+21	-20	-18
		-10	-8	-25	-16	-17				
Pb2	OR	+5	-40R	+9	-60R	+10	-80R	+110R	+120R	+15
		-14	-10R	+240R	+23	-22	-26	-17	-27	-25
W 3	OR	+6	-40R	+310R	+160R	+170R	+180R	+280R	+290R	+30
Fe4	OR	+7	-40R	+8	-40R	+20	-19	-18	-16	-15
		-10	-80R	+22	-21	-18	-26	-16	-17	-27
		-40R	+320R	+33	-34					
Ai5	OR	+20R	+140R	+40R	+35	-15	-5	-9	-7	-10
		-8	-11	-12	-16	-17	-18	-23	-24	-28
		-29	-30	-31	-32	-330R	+270R	+260R	+340R	+25
	OR	+3								
Ai6		+36	-35							
Si7		+37	-36							
Ai8		+38	-37							
END										

**TABLA VIII.8:**

Zonas en las que se agruparon los 38 cuerpos elementales que definen la estructura y medios que constituyen la cabeza del acelerador y su entorno.



**FIGURA VIII. 1:** Salida de ordenador de la representación gráfica de la geometría simple de la cabeza del acelerador descrita para el uso del blindaje en el programa MORSE.

Grupo	Rango energetico	Anchura E	Flujo/eV	Flujo total	%	% acumul.
1	1.500E+07 a 1.220E+07	2.800E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000
2	1.220E+07 a 1.000E+07	2.200E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000
3	1.000E+07 a 8.180E+06	1.820E+06	1.770E-02	3.221E+04	4.438	4.438
4	8.180E+06 a 6.360E+06	1.820E+06	4.760E-02	8.663E+04	11.934	16.371
5	6.360E+06 a 4.960E+06	1.400E+06	5.820E-02	8.148E+04	11.224	27.595
6	4.960E+06 a 4.060E+06	9.000E+05	4.000E-02	3.600E+04	4.959	32.554
7	4.060E+06 a 3.010E+06	1.050E+06	5.360E-02	5.628E+04	7.753	40.307
8	3.010E+06 a 2.460E+06	5.500E+05	6.040E-02	3.322E+04	4.576	44.883
9	2.460E+06 a 2.350E+06	1.100E+05	3.120E-02	3.432E+03	.473	45.356
10	2.350E+06 a 1.826E+06	5.240E+05	8.120E-02	4.255E+04	5.861	51.217
11	1.826E+06 a 1.108E+06	7.180E+05	2.050E-01	1.472E+05	20.276	71.492
12	1.108E+06 a 5.502E+05	5.578E+05	2.450E-01	1.367E+05	18.825	90.318
13	5.502E+05 a 1.109E+05	4.393E+05	1.600E-01	7.029E+04	9.682	100.000
14	1.109E+05 a 3.355E+03	1.075E+05	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
15	3.355E+03 a 5.828E+02	2.772E+03	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
16	5.828E+02 a 1.013E+02	4.815E+02	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
17	1.013E+02 a 2.902E+01	7.228E+01	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
18	2.902E+01 a 1.068E+01	1.834E+01	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
19	1.068E+01 a 3.059E+00	7.621E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
20	3.059E+00 a 1.125E+00	1.934E+00	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
21	1.125E+00 a 4.140E-01	7.110E-01	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000
22	4.140E-01 a 2.500E-02	3.890E-01	0.000E+00	0.000E+00	0.000	100.000

**TABLA VIII.9:**

Espectro energético acumulativo clasificado por grupos de los neutrones producidos a nivel de la fuente.

Grupo	Rango energetico	Anchura E	Flujo/eV	Flujo total	error	%	% acumul.	error
1	1.500E+07 a 1.220E+07	2.800E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
2	1.220E+07 a 1.000E+07	2.200E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
3	1.000E+07 a 8.180E+06	1.820E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
4	8.180E+06 a 6.360E+06	1.820E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
5	6.360E+06 a 4.960E+06	1.400E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
6	4.960E+06 a 4.060E+06	9.000E+05	4.973E-08	4.476E-02	1.000	1.138	1.138	1.1
7	4.060E+06 a 3.010E+06	1.050E+06	2.402E-08	2.522E-02	1.000	.641	1.779	1.3
8	3.010E+06 a 2.460E+06	5.500E+05	3.157E-10	1.736E-04	.607	.004	1.783	1.3
9	2.460E+06 a 2.350E+06	1.100E+05	1.966E-10	2.163E-05	1.000	.001	1.784	1.3
10	2.350E+06 a 1.826E+06	5.240E+05	1.039E-10	5.444E-05	.577	.001	1.785	1.3
11	1.826E+06 a 1.108E+06	7.180E+05	3.505E-07	2.517E-01	.329	6.397	8.182	2.3
12	1.108E+06 a 5.502E+05	5.578E+05	6.751E-07	3.766E-01	.218	9.572	17.755	2.8
13	5.502E+05 a 1.109E+05	4.393E+05	3.738E-06	1.642E+00	.107	41.742	59.497	3.0
14	1.109E+05 a 3.355E+03	1.075E+05	6.408E-06	6.891E-01	.125	17.518	77.015	2.4
15	3.355E+03 a 5.828E+02	2.772E+03	1.146E-04	3.177E-01	.225	8.076	85.091	1.9
16	5.828E+02 a 1.013E+02	4.815E+02	3.443E-04	1.658E-01	.206	4.214	89.305	1.6
17	1.013E+02 a 2.902E+01	7.228E+01	1.074E-03	7.763E-02	.253	1.973	91.278	1.6
18	2.902E+01 a 1.068E+01	1.834E+01	3.970E-03	7.281E-02	.307	1.851	93.129	1.5
19	1.068E+01 a 3.059E+00	7.621E+00	1.400E-02	1.067E-01	.436	2.712	95.841	.9
20	3.059E+00 a 1.125E+00	1.934E+00	1.875E-02	3.626E-02	.352	.922	96.763	.9
21	1.125E+00 a 4.140E-01	7.110E-01	5.944E-02	4.226E-02	.349	1.074	97.837	.8
22	4.140E-01 a 2.500E-02	3.890E-01	2.187E-01	8.507E-02	.359	2.163	100.000	0.0

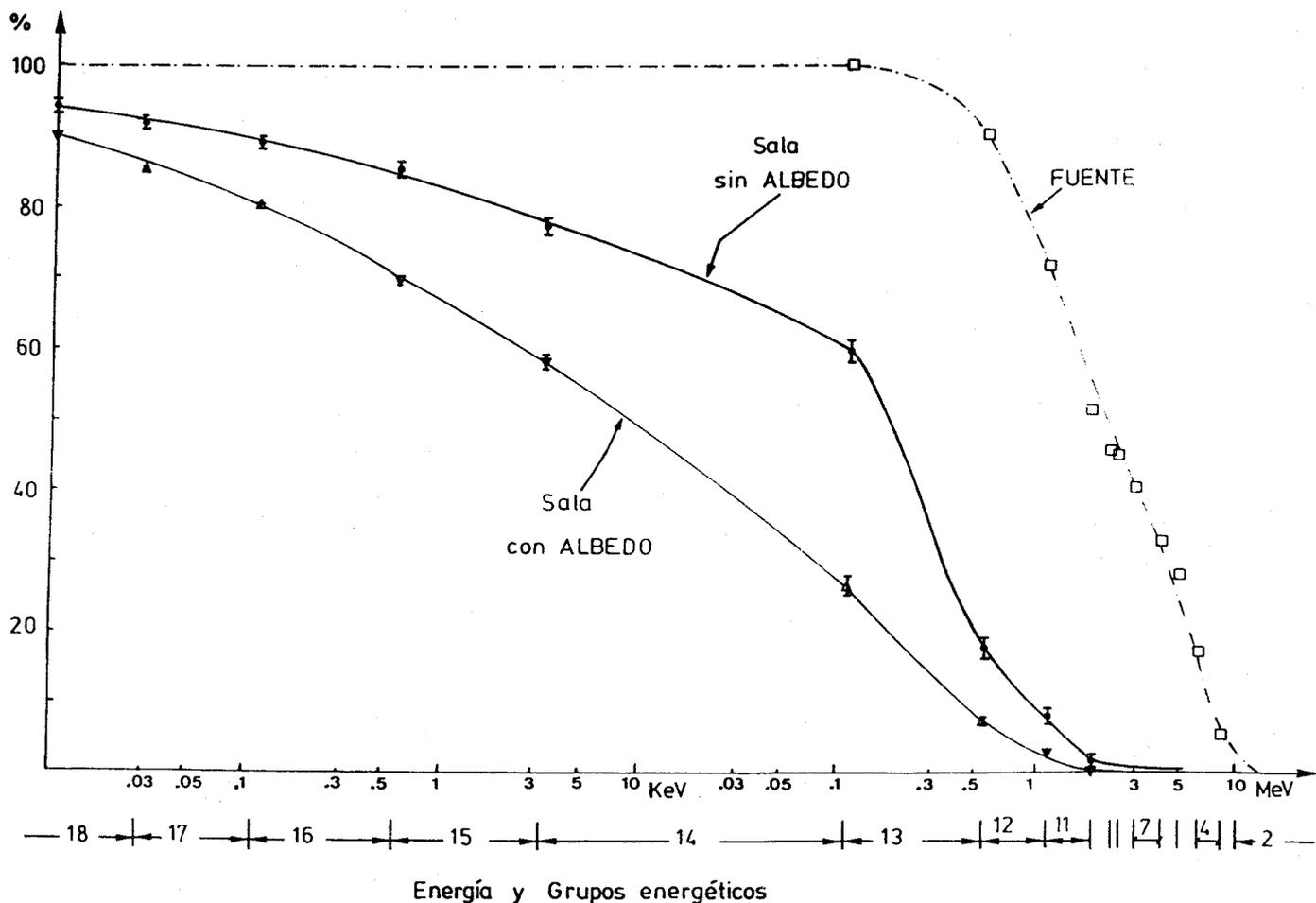
**TABLA VIII. 10:**

Espectro acumulativo clasificado por grupos de los neutrones obtenidos tras el blindaje en el interior de la sala de tratamiento en un punto situado a 100 cm del isocentro en una dirección perpendicular al eje del haz y sin considerar ALBEDO.

Grupo	Rango energetico	Anchura E	Flujo/eV	Flujo total	error	%	% acumul.	error
1	1.500E+07 a 1.220E+07	2.800E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
2	1.220E+07 a 1.000E+07	2.200E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
3	1.000E+07 a 8.180E+06	1.820E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
4	8.180E+06 a 6.360E+06	1.820E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	0.000	0.0
5	6.360E+06 a 4.960E+06	1.400E+06	5.351E-07	7.491E-01	1.000	.532	.532	.5
6	4.960E+06 a 4.060E+06	9.000E+05	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	.532	.5
7	4.060E+06 a 3.010E+06	1.050E+06	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	.532	.5
8	3.010E+06 a 2.460E+06	5.500E+05	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	.532	.5
9	2.460E+06 a 2.350E+06	1.100E+05	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	.532	.5
10	2.350E+06 a 1.826E+06	5.240E+05	0.000E+00	0.000E+00	0.000	0.000	.532	.5
11	1.826E+06 a 1.108E+06	7.180E+05	4.495E-06	3.227E+00	.316	2.291	2.823	.9
12	1.108E+06 a 5.502E+05	5.578E+05	1.086E-05	6.058E+00	.325	4.301	7.124	1.6
13	5.502E+05 a 1.109E+05	4.393E+05	6.142E-05	2.698E+01	.099	19.156	26.280	2.1
14	1.109E+05 a 3.355E+03	1.075E+05	4.199E-04	4.516E+01	.083	32.061	58.342	2.0
15	3.355E+03 a 5.828E+02	2.772E+03	5.652E-03	1.567E+01	.132	11.124	69.466	1.7
16	5.828E+02 a 1.013E+02	4.815E+02	3.159E-02	1.521E+01	.120	10.799	80.265	1.3
17	1.013E+02 a 2.902E+01	7.228E+01	9.553E-02	6.905E+00	.087	4.902	85.167	1.2
18	2.902E+01 a 1.068E+01	1.834E+01	3.657E-01	6.707E+00	.158	4.762	89.929	.9
19	1.068E+01 a 3.059E+00	7.621E+00	7.423E-01	5.657E+00	.176	4.016	93.945	.6
20	3.059E+00 a 1.125E+00	1.934E+00	2.237E+00	4.326E+00	.159	3.072	97.017	.4
21	1.125E+00 a 4.140E-01	7.110E-01	3.436E+00	2.443E+00	.195	1.734	98.751	.2
22	4.140E-01 a 2.500E-02	3.890E-01	4.521E+00	1.759E+00	.129	1.249	100.000	0.0

**TABLA VIII. 11:**

Espectro acumulativo clasificado por grupos de los neutrones obtenidos tras el blindaje en el interior de la sala de tratamiento en un punto situado a 100 cm del isocentro en una dirección perpendicular al eje del haz y considerando ALBEDO.



**FIGURA VIII.2:**

Representación gráfica de los espectros energéticos de neutrones de la fuente y obtenidos tras el blindaje en un punto del interior del bunker situado a 100 cm del isocentro en una dirección perpendicular al eje del haz, para los casos de considerar o no ALBEDO. En el eje de abcisa se representan simultáneamente las energías y las zonas correspondientes a cada grupo energético.

---

---

**IX. - EL INDIO COMO DETECTOR  
DE NEUTRONES.**

---

---

## IX. EL INDIO COMO DETECTOR DE NEUTRONES

Un trozo de material puede ser activado por el simple hecho de someterlo al bombardeo de neutrones.

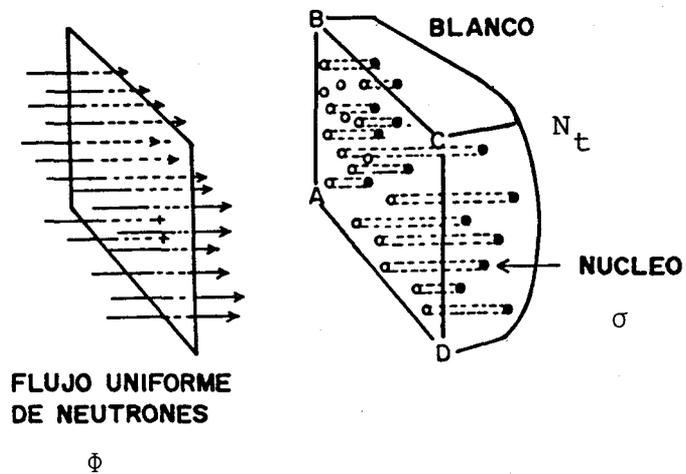
La probabilidad de producirse dicha activación viene determinada por la sección eficaz de los núcleos que constituyen el material para la reacción nuclear en cuestión. La sección eficaz suele expresarse por  $\sigma$  y las unidades más frecuentes son el  $\text{cm}^2$  por átomo ó el barn por átomo, donde 1 barn es igual a  $10^{-24} \text{ cm}^2$ .

En la figura IX.1 se muestra un bloque de material blanco que se pretende activar. Dicho material contendrá  $N_t$  núcleos, que calculamos a partir de su masa  $M$  expresada en gramnos:

$$N_t = \frac{6.022 \times 10^{23}}{A} \times M$$

donde  $A$  representa el número másico.

Si sometemos nuestra chapa a un flujo de neutrones de densidad uniforme, que representamos por  $\phi$  y expresamos en neutrones por  $\text{cm}^2$  por s, el número de átomos activados en un tiempo  $dt$  será, en virtud de la definición de  $\sigma$ ,



**FIGURA IX.1:** El diagrama muestra la activación de un blanco que contiene  $N_t$  núcleos bombardeados por un flujo de neutrones de densidad  $\phi$ . La sección eficaz de los átomos es  $\sigma$ .

$$dN = N_t \sigma \phi dt$$

suponiendo un blanco suficientemente fino para que  $\sigma N_t / \text{área} \ll 1$ , ya que hemos supuesto que el área total posible de interaccionar será la suma de las secciones eficaces de cada átomo que está sobre los distintos planos del espacio que constituye el volumen del material proyectado sobre un plano imaginario, perpendicular al haz incidente, que hemos supuesto ABCD en la figura.

Evidentemente la anterior suposición tiene dos restricciones puesto que podría darse el caso de que el área proyectada por las secciones eficaces sea superior o al menos comparable a la superficie expuesta al haz de neutrones. Por ello, se supone que el espesor de material es adecuado, en el sentido de tener un error menor al 1%, si la superficie debida a la suma de las secciones eficaces es como máximo la décima parte de la verdadera superficie expuesta a la radiación neutrónica.

Otro factor a tener en cuenta es que durante el proceso de activación existirán desintegraciones de los primeros átomos ya activados. Por ello si el tiempo de activación es significativo frente al periodo de semidesintegración hemos de contabilizar el fenómeno, como veremos después.

El **indio natural** consta (Lederer, 1978; Jagdish K. Tuli, 1985) de un 95.7% de In-115 y 4.3% de In-113. Ambos tienen cierta probabilidad de activarse con neutrones lentos pasando al estado fundamental o a uno metaestable del In-116 ó In-114 respectivamente con las siguientes secciones eficaces, para neutrones lentos y semividas del estado resultante:

$\sigma(^{116}\text{In})$	=	$(41 \pm 5)$ b	$T = (14.10 \pm 0.03)$ s
$\sigma(^{116m1}\text{In})$	=	$(70 \pm 7)$ b	$T = (54.12 \pm 0.05)$ m
$\sigma(^{116m2}\text{In})$	=	$(91 \pm 8)$ b	$T = (2.16 \pm 0.02)$ s
$\sigma(^{114}\text{In})$	=	$(3 \pm 1)$ b	$T = (71.90 \pm 0.10)$ s
$\sigma(^{114m}\text{In})$	=	$(7.8 \pm 1)$ b	$T = (49.51 \pm 0.01)$ d

Tanto el In-116 como el In-114 tienen vida muy corta, y su actividad desaparece en pocos minutos. También el In-116m2 tiene vida muy corta pero pasa en el 100% de los casos al In-116m1. Por consiguiente, en la práctica se considera como sección eficaz para formación de In-116m1 la suma de ambas:

$$\sigma(^{116m1}\text{In}) = (161 \pm 11) \text{ b}$$

Se trata de una sección eficaz grande y a la vez de una semivida muy práctica para utilizar el Indio como medida del flujo de neutrones lentos por su grado de activación.

Conviene, sin embargo, tener en cuenta la formación del In-114m con semivida larga, pero de abundancia isotópica del In-113 mucho menor y sección también bastante inferior. En concreto, inmediatamente después de la activación el número de átomos de núcleos In-114m es sólo  $2.2 \times 10^{-6}$  del número de núcleos de In-116m1 y su actividad comparativa será sólo de  $1.65 \times 10^{-6}$  debido a su mayor vida. Pero por esta misma razón habrá que vigilar la actividad remanente si en unas semanas se utiliza reiteradamente la misma muestra.

Por otra parte, el In-115 de semivida  $(4.41 \pm 0.25) \times 10^{14}$  años poseerá una actividad específica de 0.2607 Bq/g que resulta despreciable frente al fondo.

En nuestro caso las chapas de Indio son activadas por los neutrones lentos o termalizados en un moderador de parafina.

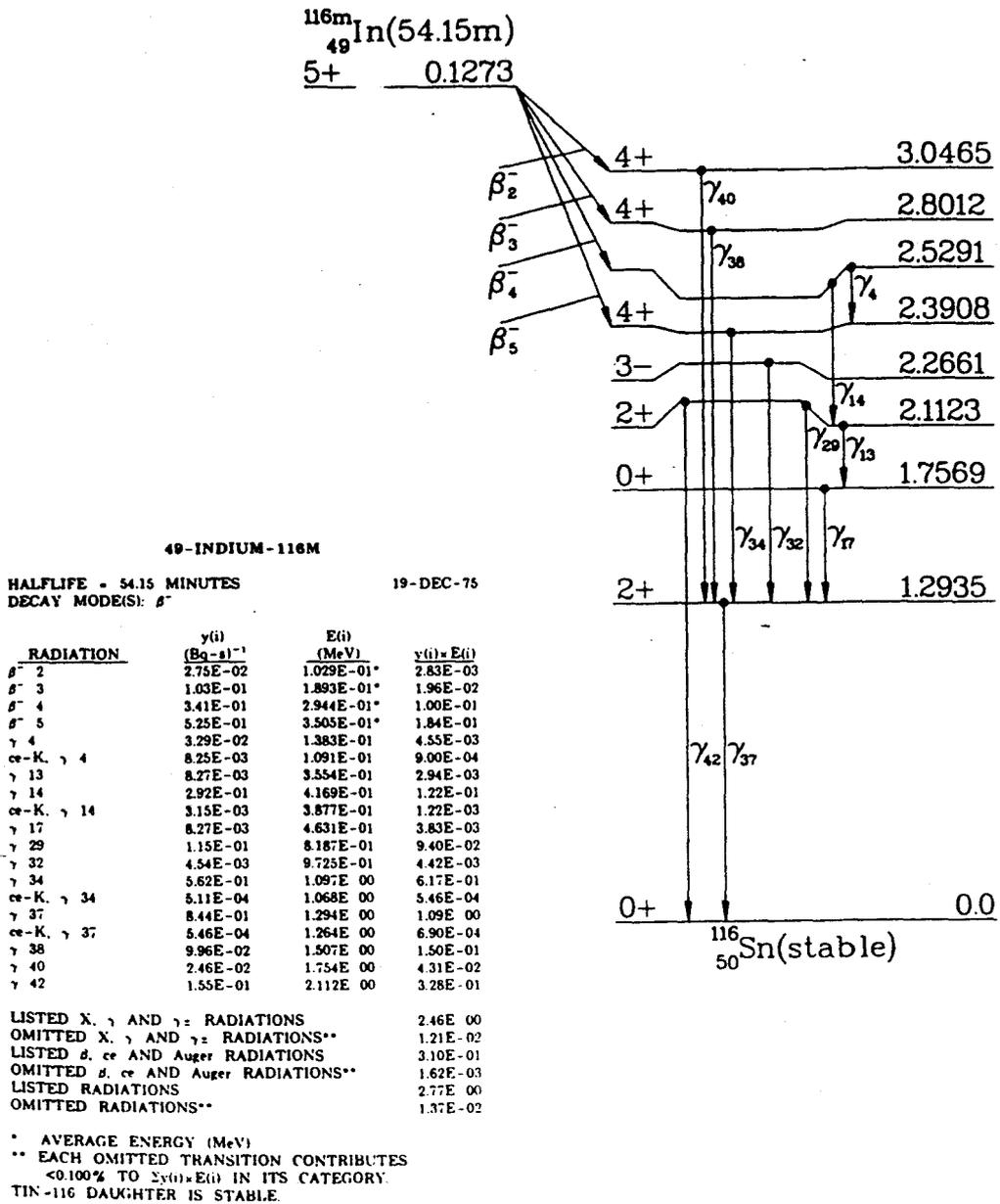
El diámetro de dichas chapas es de 10.4 mm y la masa de ellos difiere de 300 mg en menos de 0.2%.

#### IX.1 ATENUACION DEL HAZ DE NEUTRONES

Si analizamos la transparencia de nuestras sondas de Indio, observamos que hemos de aplicar un factor de corrección, ya que el espesor no es despreciable.

En efecto, la superficie será:

$$S = \pi r^2 = 0.85 \text{ cm}^2$$



**FIGURA IX.2:** Esquema de desintegración del In-116 (ICRP-38, 1983).

mientras que la superficie total que representa la suma ponderada de todas las secciones eficaces es:

$$\sigma = 0.957 (41+70+91) + 0.043 (3+7.8) = 194 \text{ b}$$

por lo que,

$$S' = N_t \sigma = \frac{6.022 \times 10^{23}}{115} \text{ g}^{-1} \times 0.3 \text{ g} \times 194 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$S' = 0.305 \text{ cm}^2$$

Esto supone una fracción importante  $S'/S = 0.36$ .

Es por tanto conveniente tener en cuenta la absorción de neutrones de la chapa de Indio. Para ello usaremos un flujo medio que, en función del espesor de la laminilla  $d$  y del número de átomos de Indio por unidad de volumen  $n$ , se expresa:

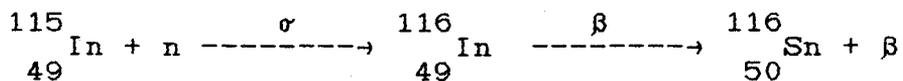
$$\bar{\phi} = \frac{1}{d} \int_0^d \phi_0 e^{-\sigma n x} dx = \phi_0 \frac{1 - e^{-\sigma n d}}{\sigma n d}$$

$$\bar{\phi} = 0.84 \phi_0$$

## IX.2 ACTIVACION NEUTRONICA

En el párrafo anterior  $\sigma$  designaba la sección eficaz total media de captura de neutrones por el Indio natural. En este párrafo  $\sigma$  designará la sección eficaz para pasar a uno de los estados metaestables del In-116 y por sencillez de notación omitiremos la m del superíndice.

Partiendo de nuestra reacción,



mientras que dura el bombardeo de neutrones, a la vez que están activándose átomos de Indio, se estarán desintegrando algunos de los ya producidos.

Por ello, planteamos la siguiente ecuación diferencial, para valorar el número de átomos que permanecen activados.

$$d N_{116} = -d N_{115} - \lambda N_{116} (t) dt$$

donde

$$d N_{115} = - N_{115} (t) \phi dt$$

así como,

$$N_{115}(t) = N_{115}(0) e^{-\sigma \phi t}$$

La solución, para el caso de empezar sin átomos activados, es

$$N_{115}(t) = \frac{\sigma \phi N_{115}(0)}{\lambda - \sigma \phi} (e^{-\sigma \phi t} - e^{-\lambda t})$$

o lo que es lo mismo,

$$N_{115}(t) = \frac{\sigma \phi}{\lambda - \sigma \phi} N_{115}(0) e^{-\sigma \phi t} (1 - e^{-(\lambda - \sigma \phi)t})$$

Expresión general que nos da el número de átomos activados en cada instante  $t$ . Podemos simplificarla haciendo dos consideraciones.

En primer lugar se puede decir que la fracción de átomos activados es pequeña frente al total de átomos expuestos, es decir que,

$$\sigma \bar{\phi} t \ll 1$$

En segundo lugar el ritmo de activación del In-115 es relativamente mucho más lento que el ritmo de desintegración del In-116, es decir que,

$$\sigma \bar{\phi} \ll \lambda$$

y la expresión anterior queda:

$$N_{116}(t) = \frac{\sigma \bar{\phi}}{\lambda} N_{115}(0) (1 - e^{-\lambda t})$$

### IX.3 FLUJO NEUTRONICO A PARTIR DE LA ACTIVIDAD INDUCIDA

La actividad al terminar la exposición será:

$$A_{116} = \lambda N_{116}(t_a) = \sigma \bar{\phi} N_{115}(0) (1 - e^{-\lambda t_a}) \quad (*)$$

donde  $t_a$  representa el tiempo que duró la activación.

$$\lambda = \ln 2 / 54.12 = 1.28 \times 10^{-2} \text{ min}^{-1}$$

$$N_{115}(0) = 6.022 \times 10^{23} / 115 \text{ g}^{-1} \times 0.3 \text{ g} = 1.57 \times 10^{21} \text{ átom.}$$

y hemos considerado más realista introducir el flujo medio  $\bar{\Phi}$ .

Por otra parte, como las lecturas se efectuarán transcurrido un tiempo tras el término de la exposición, en cada momento la lectura encontrada estará relacionada con la actividad remanente mediante,

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$$

con  $t=0$  al término de la activación.

Si leemos pues la muestra  $n$  desde el tiempo  $t_n$  durante un intervalo  $\Delta n$  se tendrá:

$$R = \epsilon \int_{t_n}^{t_n + \Delta n} A(t) dt = \epsilon A_0 \int_{t_n}^{t_n + \Delta n} e^{-\lambda t} dt = \epsilon \frac{A_0 e^{-\lambda t_n}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \Delta n})$$

por lo que,

$$A_{\text{ob}} = \frac{R \lambda e^{\lambda t_n}}{\epsilon (1 - e^{-\lambda \Delta n})}$$

donde  $t_n$  representa el tiempo transcurrido entre el final de la activación y el comienzo de la lectura  $n$ , y  $\Delta n$  el tiempo de lectura. Asimismo,  $R$  es la lectura obtenida corregida por tiempo muerto y fondo (afectada por un error relativo de  $\pm 1/R^{1/2}$ ), y  $\epsilon$  la eficiencia del detector.

Por ello, a partir de la ecuación (\*),

$$\bar{\varnothing} = \frac{A_{\text{ob}}}{\sigma N_{115}(0) (1 - e^{-\lambda t_m})}$$

que nos conduce al flujo verdadero,

$$\varnothing_0 = \bar{\varnothing} / 0.84$$

---

---

**X. - VALORACION DE LA  
FLUENCIA Y DOSIS EQUIVALENTE  
MEDIANTE LOS DETECTORES  
DE INDIO.**

---

---

## X. - VALORACION DE LA FLUENCIA Y DOSIS EQUIVALENTE EN EL INDIO

### X.1 ACTIVIDAD RELATIVA

Si disponemos pues, de varios puntos con chapitas de Indio que han sido sometidas al bombardeo de neutrones, procederemos a valorar las respectivas actividades inducidas de la siguiente forma:

Anotamos en primer lugar el tiempo efectivo de irradiación así como el tiempo total invertido en el bombardeo, que en general podrán considerarse iguales.

Se espera unos minutos para evitar medidas de otras transiciones no deseadas.

Asimismo, contabilizamos el tiempo transcurrido hasta que se realiza la medida de cada chapita, y por supuesto el tiempo invertido en la lectura de cada una de ellas, que en principio será el mismo para todas.

Las medidas se hacen con un detector *Geiger-Müller* que tiene mucha eficiencia para betas y del que sabemos posee un tiempo muerto de  $\tau = 170 \mu\text{s}$  por lo que la lectura corregida  $R$  será,

$$R = \frac{R'}{1 - (R'\tau/\Delta n)} - F$$

donde  $R'$  es la lectura encontrada,  $\Delta t$  el tiempo que duró la lectura, y  $F$  el fondo correspondiente a esa duración. Como es siempre  $F \ll R'$ , podemos atribuir a  $R$  un error estadístico relativo  $1/R'^{1/2}$ . Si reproducimos siempre la misma geometría, con todas las medidas realizadas se obtienen valores relativos de actividad hasta que conozcamos la eficiencia del detector.

## X.2 CALIBRACION MEDIANTE UN ANALIZADOR MULTICANAL

Para convertir las anteriores medidas en absolutas, basta medir una de las chapitas con un detector de  $\text{Ina } 3 \times 3$ " conectado a un multicanal cuya eficiencia previamente se ha calibrado. Esto se hizo mediante una fuente de  $\text{Co-60}$  con geometría equivalente a la empleada con la chapa de  $\text{In}$ . El  $\text{Co-60}$  tiene dos picos en 1.33 y 1.17 MeV que permiten evaluar la eficiencia de fotopico para 1.29 MeV que es la energía gamma emitida por el  $\text{In-116m}$  con abundancia 85%.

Como además los dos fotones del  $\text{Co-60}$  son simultáneos, ambos de abundancia 100% y sin apenas correlación angular, se puede obtener una medida absoluta de su actividad por el procedimiento del "pico suma".

En efecto, en esas condiciones, si ha habido  $N$  desintegraciones del  $\text{Co-60}$  durante el tiempo de lectura  $t$  y  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  son las eficiencias del fotopico respectivamente para 1.17 y 1.33 MeV, las áreas de los respectivos fotopicos,  $N_1$  y  $N_2$  y la del "pico suma"  $N_{12}$ , satisfacen las relaciones obvias:

$$N_1 + N_{12} = \epsilon_1 A$$

$$N_2 + N_{12} = \epsilon_2 A$$

$$N_{12} = \epsilon_1 \epsilon_2 A$$

de donde se deduce,

$$A = \frac{(N_1 + N_{12}) (N_2 + N_{12})}{N_{12}}$$

$$\epsilon_1 = \frac{N_1 + N_{12}}{A}$$

$$\epsilon_2 = \frac{N_2 + N_{12}}{A}$$

Es decir, que obtenemos la actividad,  $A$  del Co-60 y la eficiencia de fotopico para las energías de 1.17 y 1.33 MeV, respectivamente.

La muestra de Co-60 usada fué medida durante 17900 s con nuestro espectómetro gamma de INa(Tl). El espectro fué recogido en un analizador multicanal *CANBERRA Serie 30*. Los resultados obtenidos, por simple aplicación de las ecuaciones anteriores, fueron:

$$A = 5600 \text{ Bq}$$

$$\epsilon_1 = 6.27 \%$$

$$\epsilon_2 = 5.76 \%$$

con un error relativo del 0.2 % para todos.

Esta última eficiencia ( $\epsilon_2$ ) fue la tomada para calcular la actividad del In-116m.

Una muestra de Indio irradiada durante 8 minutos fue medida un tiempo  $t_n=73$  min después del fin de la activación. El tiempo de recuento gamma fué  $\Delta t=10$  min.

La actividad de la muestra de In-116m al final de la irradiación, es decir, en el tiempo  $t_0$  es

$$A(t_0) = \frac{n(t_n) e^{\lambda t_n}}{I_\gamma \epsilon_2}$$

siendo  $I_\gamma = 0.85$ , la abundancia del fotón de 1.294 MeV medido y  $\epsilon_2$  la eficiencia calculada con la muestra de Co-60. El valor de  $n(t_n)$  es el número de cuentas por unidad de tiempo en el instante de comienzo de la medida, se calcula a partir de la siguiente expresión:

$$n(t_n) = \frac{\lambda \Sigma I_n}{1 - e^{-\lambda \Delta t}}$$

con  $\lambda$  la constante de desintegración del In-116m y  $\Sigma I_n$  la integral neta del fotopico de 1.294 MeV producido por el mismo radionúclido en nuestro multicanal.

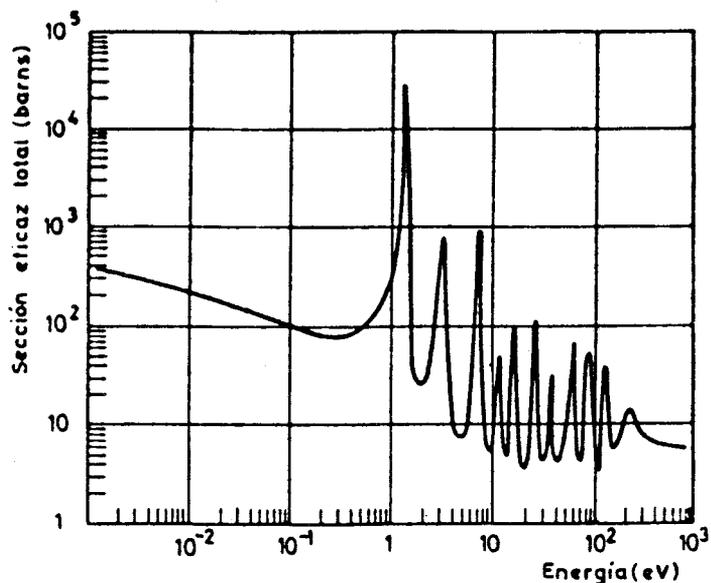
La actividad obtenida fué  $A(t_0) = 23251 \pm 559$  Bq. Con este dato hemos evaluado la eficiencia del contador Geiger,  $\epsilon$ , para la medida de In-116m. El valor calculado es de

$$\epsilon = (1.01 \pm 0.03) \%$$

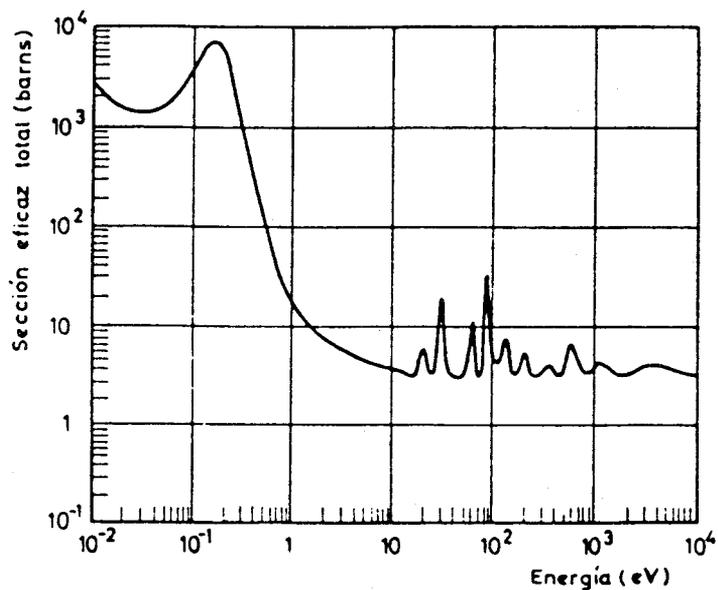
### X.3 DETECCION DE NEUTRONES TERMICOS

Los valores de las secciones eficaces de captura neutrónica antes reseñados se refieren a neutrones térmicos (de unos 0.025 eV). Pero esta sección eficaz depende fuertemente de la energía del neutrón incidente. Por ejemplo, las figuras X.1 y X.2 muestran en escala logarítmica la sección eficaz total del Indio y del Cadmio natural para neutrones.

A la vista de la figura X.1 se comprende que nuestras medidas darán información sobre  $\emptyset$  en la medida que conozcamos la energía de los neutrones.



**FIGURA X.1:** Sección eficaz del Indio natural para neutrones en función de la energía (Tanarro, 1970).



**FIGURA X.2:** Sección eficaz total del Cadmio natural para neutrones en función de la energía (Tanarro, 1970).

Afortunadamente, la brusca bajada de  $\sigma(E_n)$  del Cd en una energía que marca frontera entre neutrones lentos (con gran  $\sigma$  para el In) y rápidos (con  $\sigma$  pequeña para el In) nos permite usar una estrategia para valorar el flujo de neutrones lentos.

Si colocamos una chapa de Indio desnudo y otra en sandwich con 2 láminas de Cadmio en un mismo punto y la sometemos al espectro de energías neutrónicas procedentes del acelerador lineal de electrones, obtendremos la siguiente información:

19.- La actividad medida en la chapa de In cubierta por el Cd será contribución casi exclusiva de neutrones epicadmicos (es decir,  $>0.4$  eV).

Ya que aunque la sección eficaz del In a estos neutrones rápidos sea unas 10 veces inferior a los lentos, la absorción que produce el Cd interpuesto es despreciable frente a la que tiene lugar con los lentos.

En efecto, si suponemos  $\sigma=4$  b para neutrones rápidos ( $E_n > 3$  eV), la transmisión a través de la chapa de Cadmio de espesor  $x=0.08$  cm con densidad  $\rho=7.9$  g/cm<sup>3</sup>, vendrá determinada por:

$$n \sigma x = \frac{6.022 \times 10^{23}}{112.4 \text{ g}} \times 7.9 \text{ g/cm}^3 \times 4 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \times 0.08 \text{ cm}$$

$$= 0.0135$$

de donde el coeficiente de transmisión es

$$T = e^{-\tau_{\text{In}}} = 0.987$$

Mientras que para los neutrones lentos ( $E_n < 0.4$  eV) de sección eficaz 3 órdenes de magnitud superior será

$$T' = e^{-13.5} = 1.3 \times 10^{-6}$$

2º.- La actividad medida en la chapa descubierta será la inducida por la presencia de neutrones lentos y rápidos.

3º.- La diferencia de ambas actividades será sin duda la debida a la acción de los neutrones lentos.

Conocida pues, la actividad y la sección eficaz que presenta el Indio a los neutrones lentos, podremos valorar el flujo de éstos producidos por la fuente.

#### X.4 DETECCION DE NEUTRONES RAPIDOS

Como la sección eficaz del In para los neutrones lentos es bastante mayor que para los rápidos, la forma de valorar

éstos será el moderarlos con un material adecuado y contabilizarlos una vez termalizados.

Para ello el procedimiento normal consistirá en primer lugar en eliminar los neutrones lentos mediante el Cd y utilizar posteriormente un material moderador rico en elementos de número atómico bajo como el hidrógeno para frenar la energía de los neutrones mediante colisiones (figura X.3).

Existen diversos moderadores diseñados para obtener una respuesta constante por unidad de fluencia para neutrones rápidos de diferentes energías. De entre estos moderadores cabe destacar el propuesto por Stephens y Smith en 1958, y Smith, en 1960. Este dispositivo consiste en un cilindro de polietileno de 15 cm de diámetro por 15 cm de altura cubierto por una chapa de Cadmio en toda su superficie, con objeto de absorber todos los neutrones lentos incidentes.

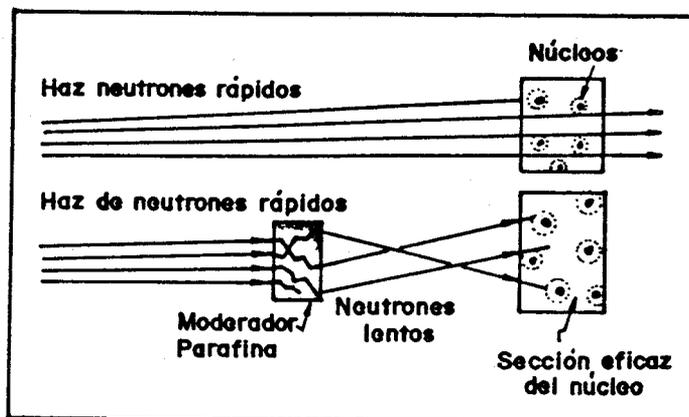
De semejantes características al descrito, hemos desarrollado un cilindro de parafina. Las respuestas de ambos son prácticamente iguales al obedecer sendos materiales a las siguientes fórmulas químicas:

POLIETILENO

$C_2H_4$

PARAFINAS

$C_nH_{2n+2}$



**FIGURA X.3:** Utilización de moderadores de parafina para termalizar los neutrones rápidos y así aumentar la sección eficaz para el blanco.

Por lo que la proporción de Hidrógeno frente a Carbono se identifica para  $n$  grande, como en realidad ocurre.

$$2/14 = (2n + 2)/14n \quad \text{para } n \gg 1$$

Con todo ello, al colocar este dispositivo en presencia del flujo de neutrones en nuestro acelerador y con una chapita de Indio desnuda en el centro del moderador, se inducirá sobre la laminilla una actividad que podemos suponer debida en su totalidad a la presencia de neutrones rápidos.

Evidentemente, la información obtenida por la mayoría de autores y nosotros mismos respecto al flujo de electrones, resulta un tanto grosera al sólo distinguir dos tipos fundamentales de energía en todo el espectro neutrónico: neutrones lentos y rápidos. Por ello hemos expuesto antes los cálculos teóricos de Monte-Carlo que permiten obtener un espectro más detallado.

#### X.5 RELACION FLUENCIA-DOSIS EQUIVALENTE

Del ICRP 21 (1973) se puede obtener la gráfica de la figura X.4 que nos relaciona la energía media del espectro de neutrones rápidos con el correspondiente factor que nos da la dosis equivalente para una determinada fluencia.

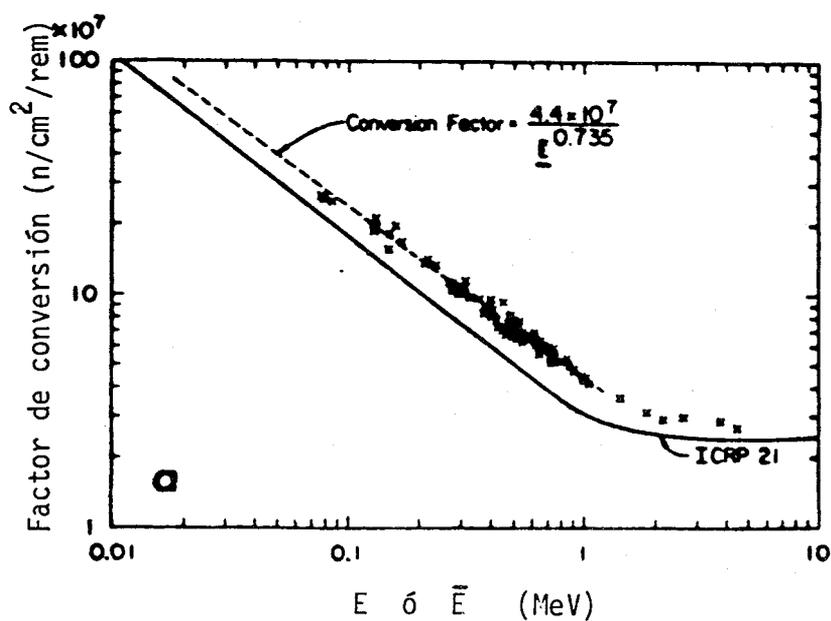
De forma analítica la línea trazada a través de los puntos calculados por MORSE, puede ser ajustada a la expresión:

$$FC = \frac{4.4 \times 10^{-7}}{E^{0.735}} \text{ n cm}^{-1}/\text{rem}$$

Para el caso de neutrones lentos el factor de conversión para dosis equivalente viene dado por:

$$FC' = 9.36 \times 10^6 \text{ n cm}^{-2} / \text{rem}$$

La contribución suma de ambos nos dará la dosis equivalente debida a la exposición neutrónica junto a un Acelerador Lineal de Electrones de uso clínico.



**FIGURA X.4:** Factor de conversión Fluencia-Dosis equivalente, como función de la energía media de los neutrones (ICRP 21, 1973; Mc Call et al., 1979).

---

---

***XL. - RESULTADOS***

---

---

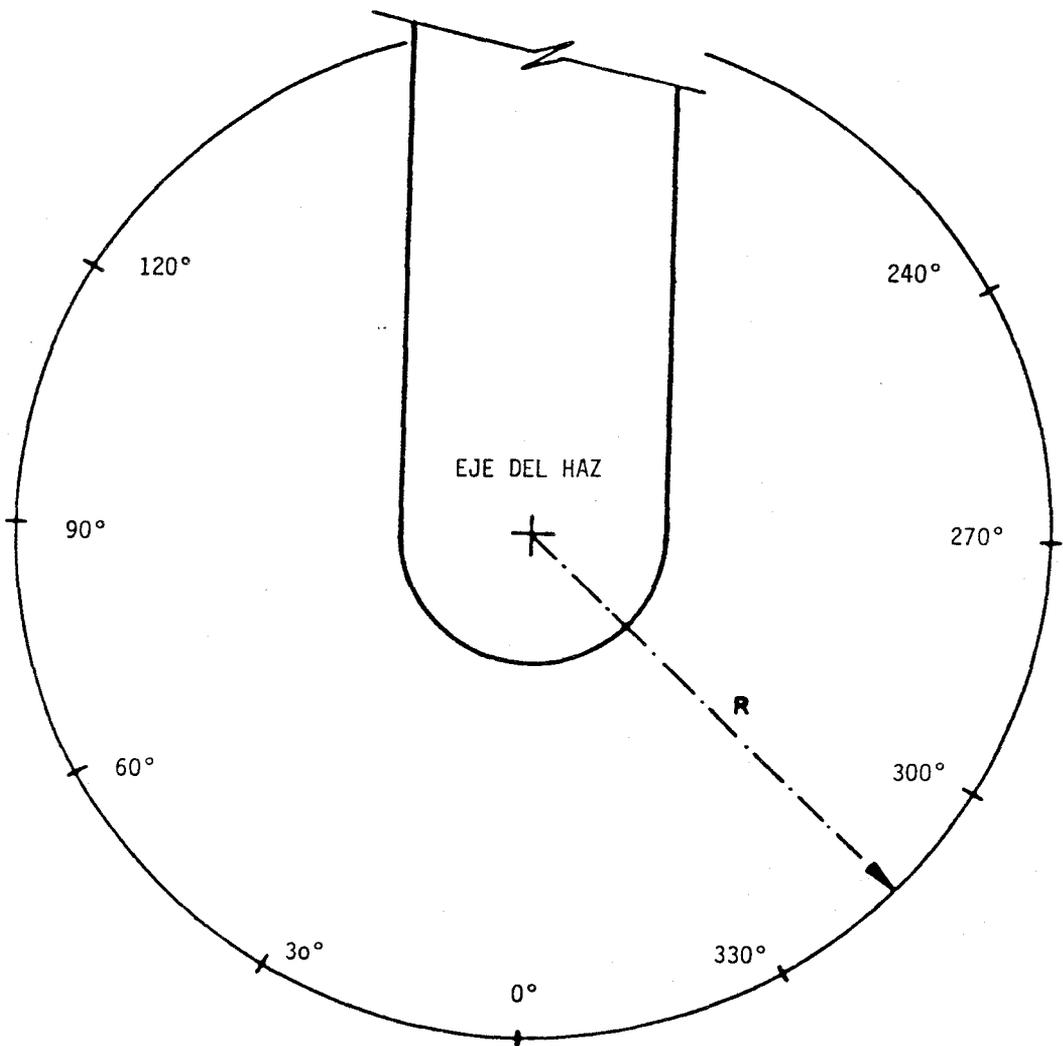
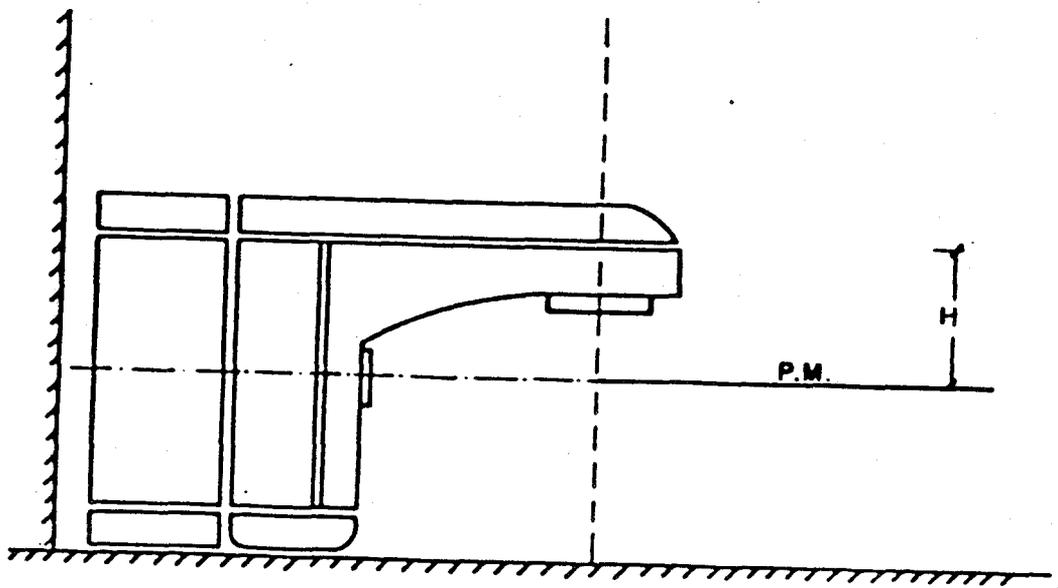
## XI. - RESULTADOS

Las medidas experimentales fueron realizadas para una apertura de colimadores tal que el campo en el isocentro (100 cm de la fuente) era de  $30 \times 30 \text{ cm}^2$ . Se utilizó una tasa de 400 UM/min (unidades monitor por minuto) y una energía nominal de fotones de 18 MV. La dosis suministrada en cada tanda de irradiación era la equivalente a 3000 UM, es decir, 3220 rad en el máximo de un medio agua, con el isocentro a 10 cm de profundidad.

La distribución de los puntos de medidas en el interior del bunker fue según muestra en la figura XI.1 para las posiciones angulares de 120, 90, 60, 30, 0, 330, 300, 270, y 240°. Todas ellas para diferentes alturas respecto la fuente (0.8, 1 y 1.5 cm) así como diferentes radios (1 y 2 m).

Las tablas XI.1 a XI.5 dan para cada punto la actividad de sonda de Indio al final de la activación, el flujo de neutrones (rápidos o térmicos) deducido y la relación de dosis equivalente producida por los neutrones a la dosis de fotones absorbida en el máximo, de un medio agua, situado en el isocentro. El valor correspondiente al punto situado en el eje del haz a la altura dada se muestra en último lugar.

Asimismo las gráficas XI.2 a XI.6 para los diferentes puntos geométricos nos dan el flujo de neutrones rápidos o lentos expresados en  $(n/cm^2s) \times 10^5$ . Además aparece entre paréntesis la dosis equivalente asociada a este flujo y expresada en (mrem/krad).



**FIGURA XL.1:** Distribución angular de los puntos de medida.

Por último y de cara a la protección de los profesionales que tienen que realizar sus funciones en el interior del bunker donde permanecerán durante algún tiempo activados los elementos previamente irradiados, se han realizado unas medidas de dosimetría ambiental que nos ayudaron a estimar el riesgo.

Para ello, se procedió a irradiar en varias tandas de disparos con medidas a lo largo del tiempo durante las interrupciones. La dosis de cada disparo era de un valor medio en el tratamiento de pacientes, es decir, 200 UM para una tasa de 200 UM/min.

Se eligió 6 puntos de medidas:

- A.- A la entrada del bunker
- B.- En el acceso a la sala de tratamiento
- C.- A 2 m de la cabeza del acelerador
- D.- A 1 metro del colimador
- E.- En la carcasa del acelerador
- F.- En contacto con los colimadores

La primera medida se realizó tras 18 horas de paro de la máquina registrándose en todos los puntos la lectura de fondo.

La segunda medida se realizó un minuto después de dispararse el acelerador sólo una vez. En esta ocasión las

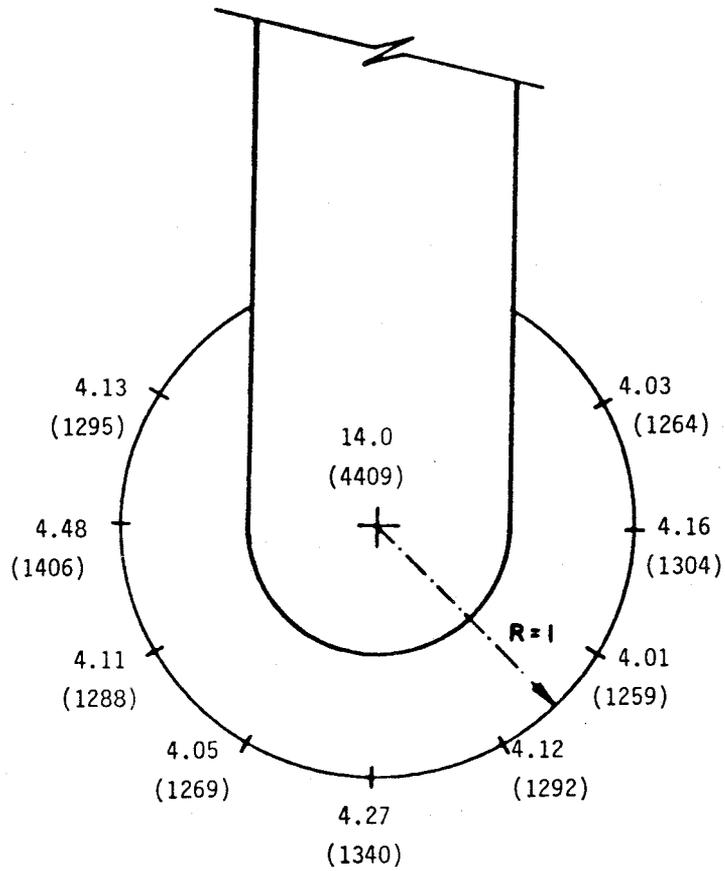
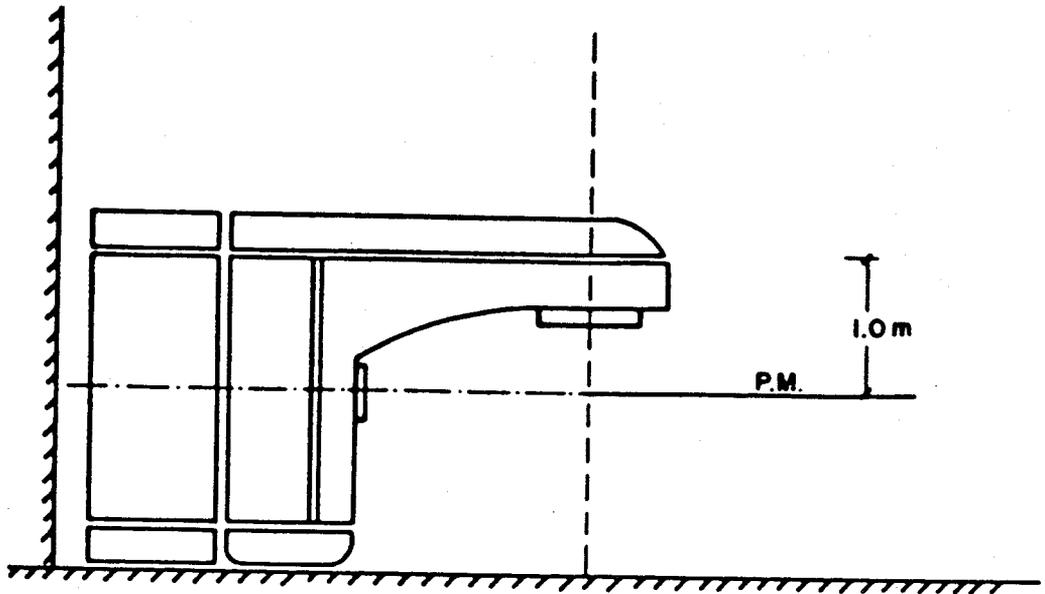
lecturas superaron levemente el fondo excepto junto al colimador que llegó a valer 0.92 mrad/h.

Tras estas lecturas se realizaron 5 disparos y después de ellos una secuencia de lecturas desde  $t=0$  hasta  $t=30'$  de 5 en 5 minutos. Se observa en los puntos más lejanos un descenso hasta el fondo o próximo a él en los puntos más cercanos a la fuente, en los primeros minutos de decay. No es así en el punto  $F$  donde las lecturas fueron considerablemente superiores.

Inmediatamente después se disparó la máquina 10 veces seguidas y se realizó otra secuencia de lecturas similar al caso anterior, aunque con cifras algo más elevadas. La tabla XI.6 muestra las lecturas encontradas para cada caso de los descritos anteriormente.

Grados	R (cm)	Lect Red	Actividad (Bq)	Flujo (n/cm <sup>2</sup> s)	Error (%)	Dos equiv (rem/Krad)	
120	141	86	8536	4.13E+05	0.89	1295	
90	141	94	9272	4.48E+05	0.71	1406	
60	141	86	8493	4.11E+05	0.95	1288	
30	141	84	8366	4.05E+05	0.91	1269	
0	141	89	8835	4.27E+05	0.73	1340	
330	141	86	8517	4.12E+05	0.91	1292	
300	141	84	8302	4.01E+05	0.78	1259	
270	141	87	8598	4.16E+05	0.88	1304	
240	141	84	8335	4.03E+05	0.77	1264	
0	100	292	28959	1.40E+06	0.47	4409	Eje del haz

**TABLA XI.1:** Para un campo de 30x30 cm<sup>2</sup> y utilizando una tasa de 400 UM/min se da para los diferentes puntos, la actividad de la sonda de Indio al final de la activación (columna 4), el flujo de neutrones deducido (columnas 5 y 6) y la relación de dosis equivalente producida por los neutrones a la dosis de fotones (RX-18MV) en un medio agua absorbida en el máximo situado en el isocentro (columna 7). La columna 6 recoge sólo la fluctuación procedente de la estadística del recuento.



**FIGURA XL.2:** Flujo de neutrones RAPIDOS (n/cm<sup>2</sup>s) × 10<sup>5</sup>. Dosis equivalente (mrem/Krad) entre paréntesis.

ESTUDIO DE NEUTRONES RAPIDOS

Altura mesa = 150 cm

Radio 100 cm

Grados	R (cm)	Lect Red	Actividad (Bo)	Flujo (n/cm <sup>2</sup> s)	Error (%)	Dos equiv (area/krad)	
120	180	67	6590	3.19E+05	0.95	995	
90	180	70	6948	3.36E+05	1.02	1049	
60	180	67	6599	3.19E+05	0.98	996	
30	180	64	6309	3.05E+05	1.05	953	
0	180	65	6440	3.11E+05	1.10	972	
330	180	63	6197	3.00E+05	1.22	936	
300	180	64	6358	3.07E+05	1.04	960	
270	180	65	6408	3.10E+05	0.90	967	
240	180	66	6556	3.17E+05	0.76	990	
0	150	127	12606	6.10E+05	0.65	1911	Eje del haz

**TABLA XI.2:** Idem tabla XI.1, con nuevas condiciones geométricas.

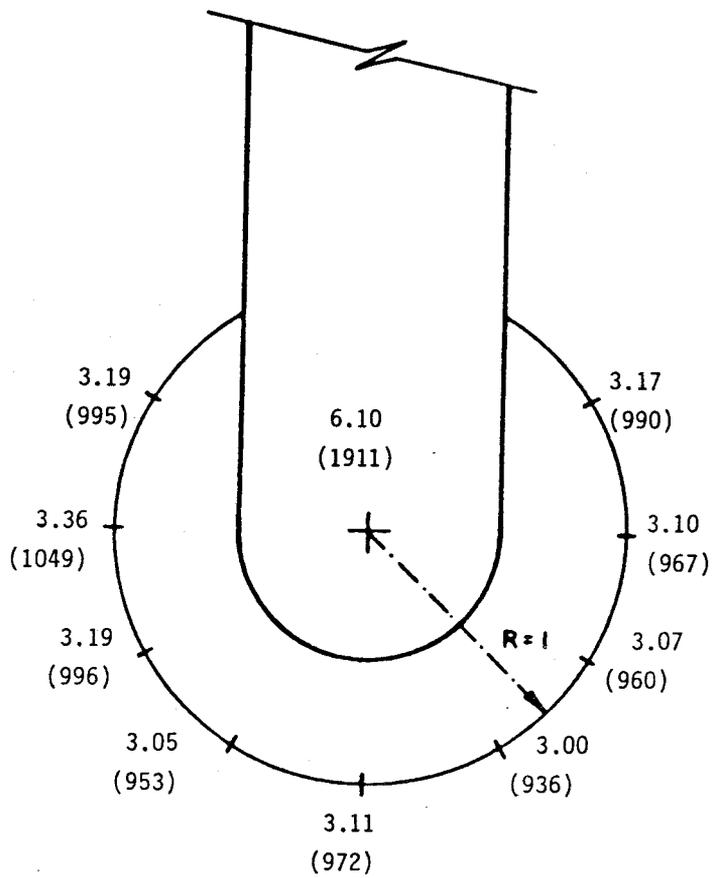
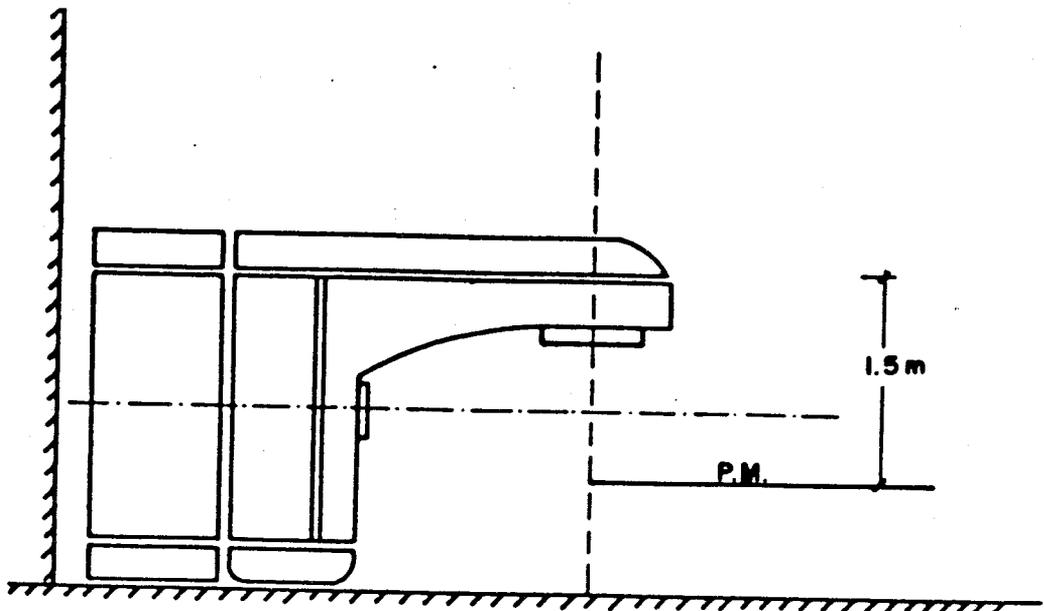


FIGURA XL.3: Idem figura XI.1, para nuevas condiciones.

ESTUDIO DE NEUTRONES RAPIDOS      Altura mesa = 80 cm      Radio 100 cm

Grados	R (cm)	Lect Red	Actividad (Bq)	Flujo (n/cm <sup>2</sup> s)	Error (%)	Dos equiv (mrem/krad)	
120	128	108	10718	5.18E+05	0.62	1628	
90	128	118	11680	5.65E+05	0.76	1774	
60	128	114	11261	5.45E+05	0.67	1710	
30	128	103	10227	4.95E+05	0.98	1554	
0	128	110	10884	5.26E+05	0.85	1653	
330	128	106	10457	5.06E+05	1.14	1588	
300	128	108	10686	5.17E+05	0.76	1623	
270	128	109	10744	5.20E+05	0.60	1632	
240	128	108	10663	5.16E+05	0.82	1619	
0	80	559	55394	2.68E+06	0.37	8445	Eje del haz

**TABLA XI.3:** Idem tabla XI.1, para nuevas condiciones geométricas.

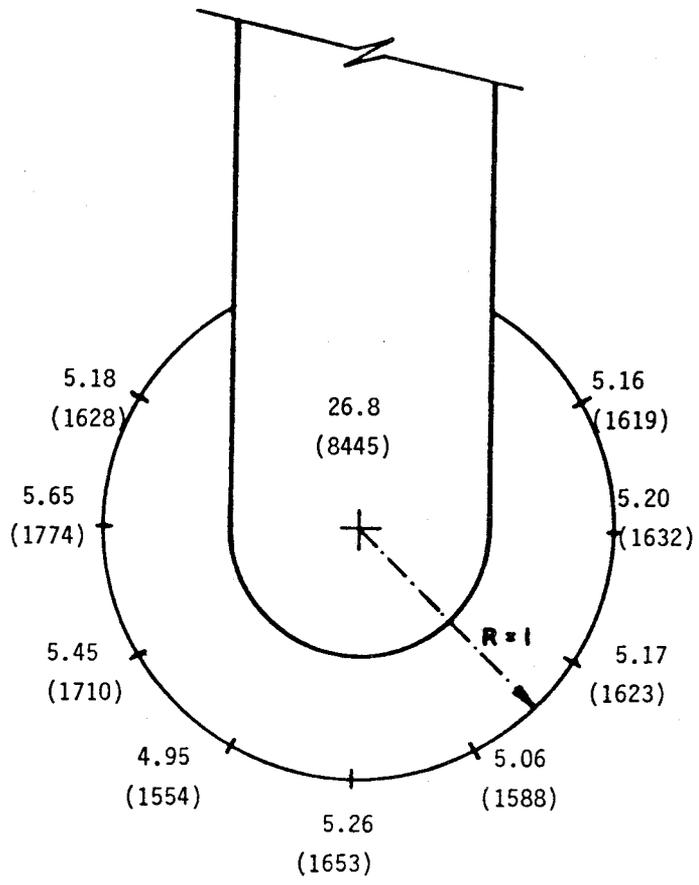
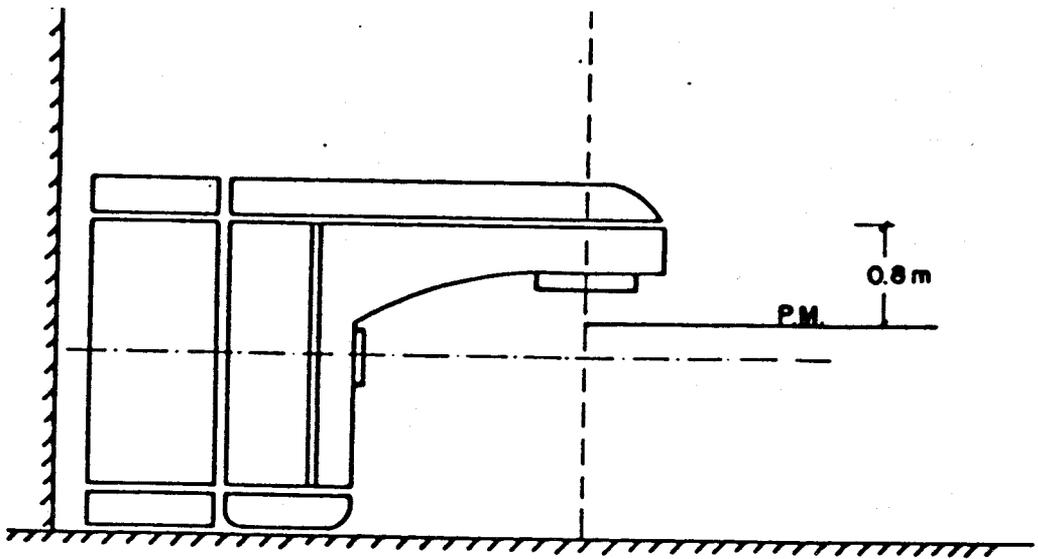


FIGURA XI.4: Idem figura XI.1, para nuevas condiciones.

ESTUDIO DE NEUTRONES RAPIDOS      Altura mesa = 100 cm      Radio 200 cm

Grados	R (cm)	Lect Red	Actividad (Bq)	Flujo (n/cm <sup>2</sup> s)	Error (%)	Dos equiv (mrem/Krad)
120	224	48	4771	2.31E+05	1.07	716
90	224	58	5744	2.78E+05	1.09	862
60	224	53	5198	2.51E+05	1.37	780
30	224	51	5086	2.46E+05	1.23	763
0	224	51	5044	2.44E+05	1.28	757
330	224	47	4635	2.24E+05	1.21	695
300	224	49	4865	2.35E+05	1.15	730
270	224	55	5424	2.62E+05	0.91	814
240	224	48	4756	2.30E+05	1.01	713
0	100	305	30244	1.46E+06	0.33	4605 Eje del haz

**TABLA XI.4:** Idem tabla XI.1, para nuevas condiciones geométricas.

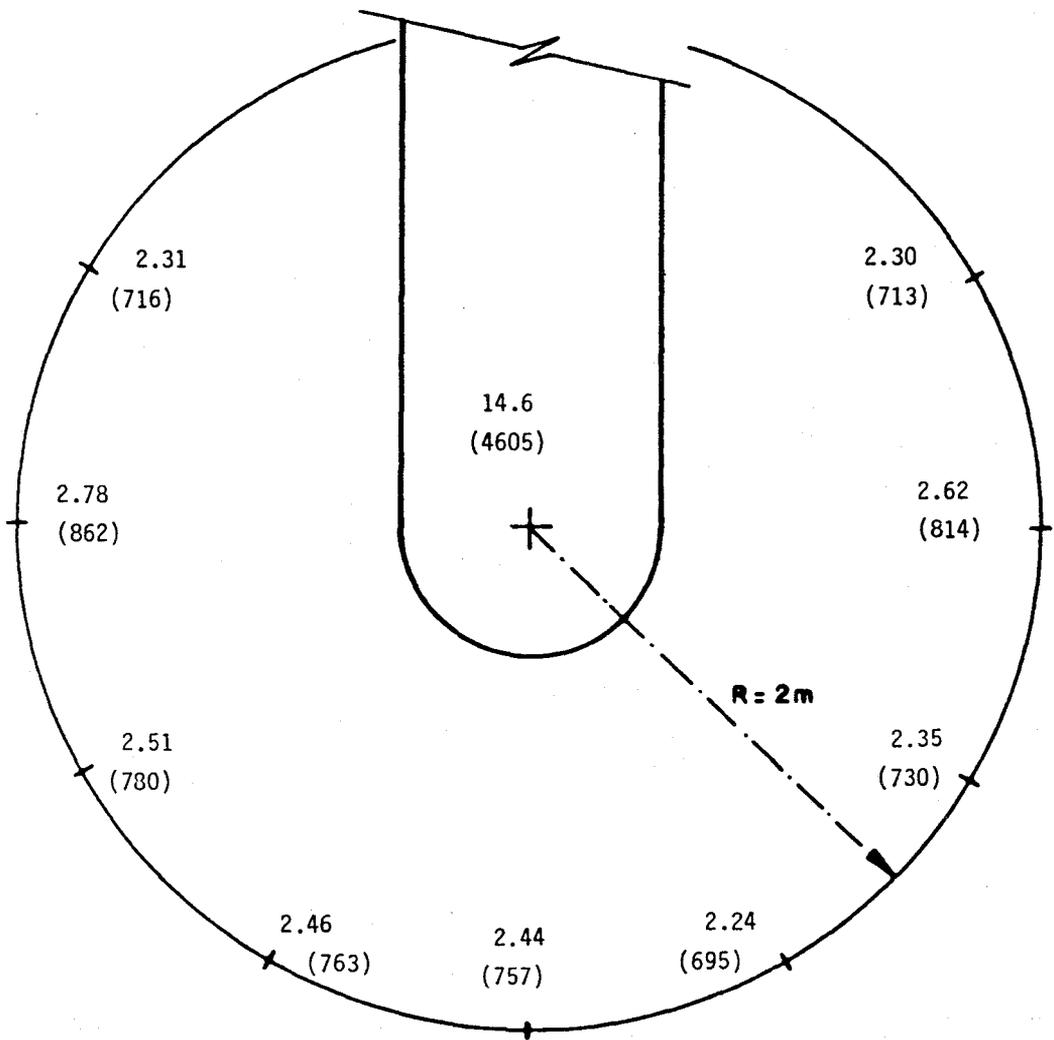
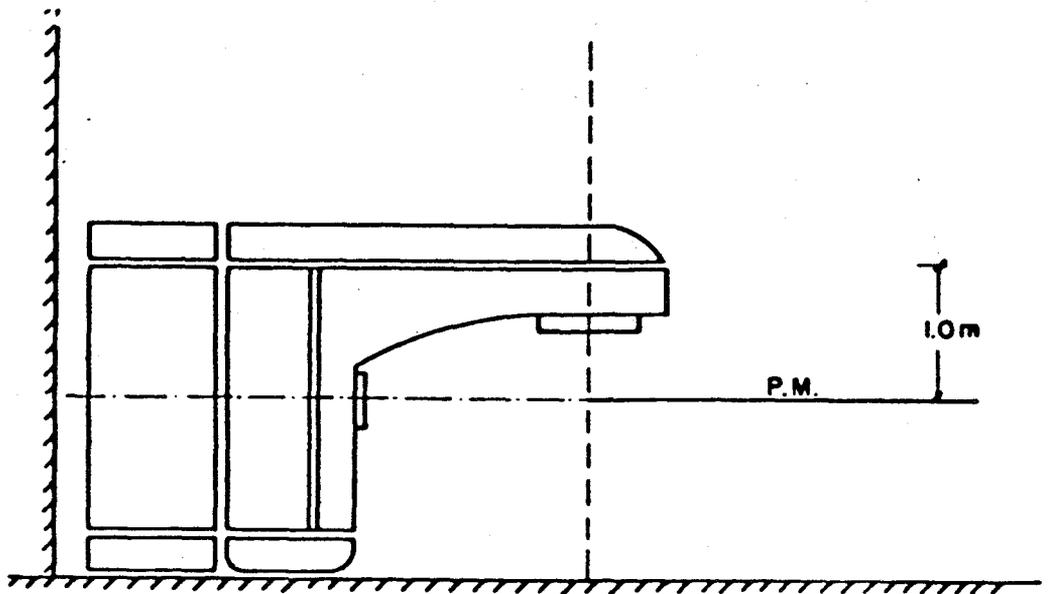
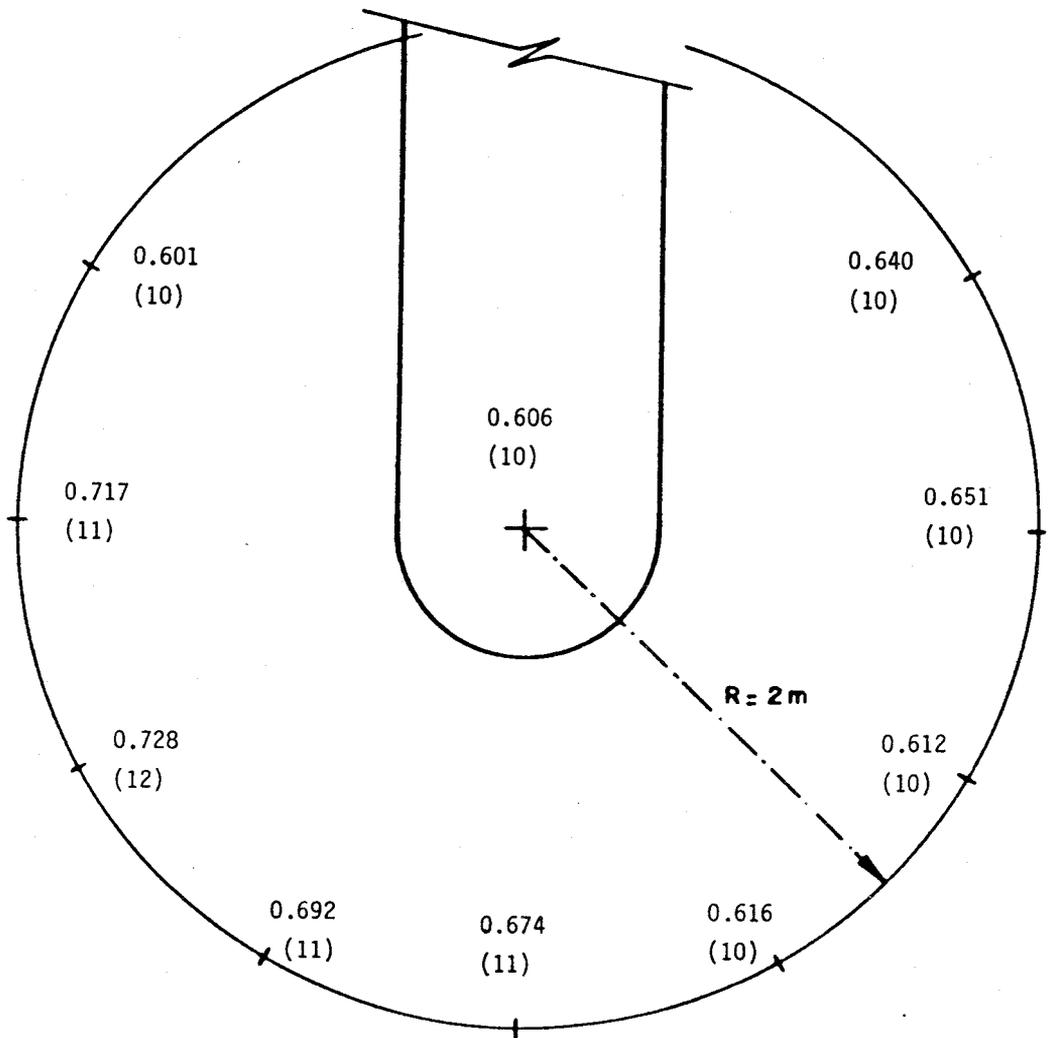
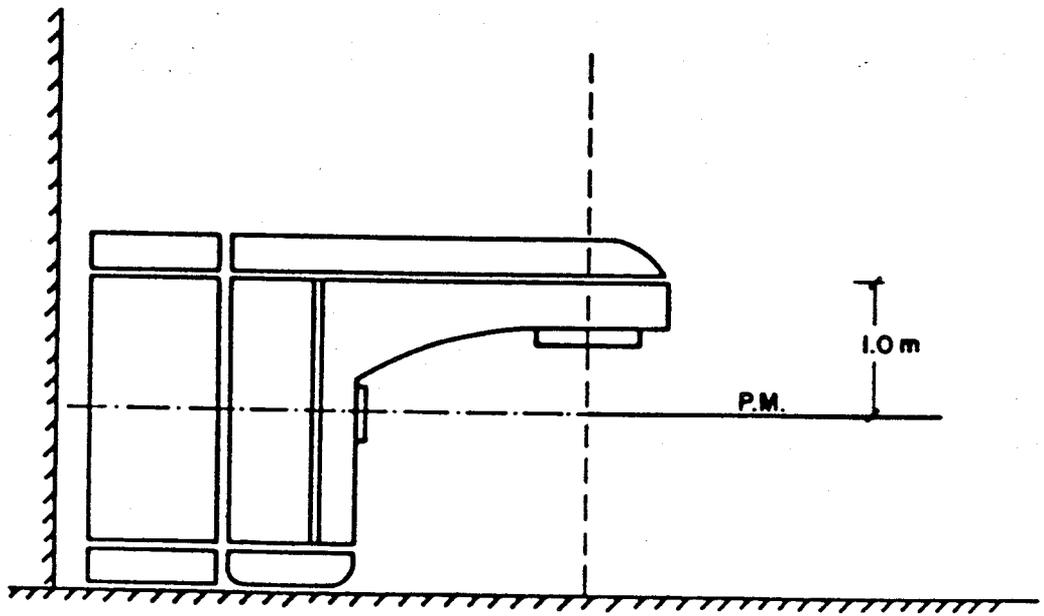


FIGURA XL.5: Idem figura X.1, para nuevas condiciones.

ESTUDIO DE NEUTRONES LENTOS      Altura mesa = 100 cm      Radio 200 cm

Grados	R (cm)	Lect Red	Actividad (Bq)	Flujo (n/cm <sup>2</sup> s)	Error (%)	Dos equiv (area/Krad)	
120	224	13	1243	6.01E+04	2.26	10	
90	224	15	1483	7.17E+04	2.11	11	
60	224	15	1506	7.28E+04	2.08	12	
30	224	14	1432	6.92E+04	2.07	11	
0	224	14	1393	6.74E+04	2.49	11	
330	224	13	1273	6.16E+04	2.20	10	
300	224	13	1265	6.12E+04	2.22	10	
270	224	14	1346	6.51E+04	2.21	10	
240	224	13	1324	6.40E+04	2.49	10	
0	100	13	1253	6.06E+04	2.63	10	Eje del haz

**TABLA XI.5:** Idem tabla XI.1, para nuevas condiciones y neutrones TERMICOS.



**FIGURA XI.6:** Idem figura XI.1, para nuevas condiciones y neutrones TERMICOS.

**SECUENCIA DE OPERACION**

		A	B	C	D	E	F
Tras 18h de parada		Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo
t=0	1 disparo						
t=2 min	tras 1' irrad.	Fondo	0,16	0,2	0,22	0,24	0,92
t=5 min	5 disparos						
t=11 min	Lect. inmed.	0,15	0,32	0,46	0,55	0,62	1,80
t=16 min	tras 5' irrad.	Fondo	0,12	0,12	0,15	0,18	0,90
t=21 min	tras 10' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	0,13	0,6
t=26 min	tras 15' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	0,12	0,42
t=31 min	tras 20' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	0,12	0,32
t=36 min	tras 25' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	0,14	0,30
t=41 min	tras 30' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	0,12	0,32
t=45 min	10 disparos						
t=57 min	Lect. inmed.	0,15	0,42	0,60	0,76	0,80	2,20
t=62 min	tras 5' irrad.	Fondo	0,15	0,20	0,30	0,32	1,30
t=67 min	tras 10' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	0,12	0,20	1,00
t=72 min	tras 15' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	0,14	0,22	0,82
t=77 min	tras 20' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	0,14	0,18	0,60
t=82 min	tras 25' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	0,12	0,15	0,50
t=87 min	tras 30' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	0,15	0,40
t=177 min	tras 120' irrad.	Fondo	Fondo	Fondo	Fondo	0,15	0,18

**TABLA XI.6:** Lecturas en mrad/hora de la dosimetría ambiental para los distintos puntos (A, B, ..., F) descritos en el texto y para las condiciones expresadas en la secuencia de operación. Cada disparo corresponde a 200 UM para una tasa de 200 UM/min. Se considera Fondo una tasa menor de 0.10 mrad/hora.

---

---

**XII. - CONCLUSIONES**

---

---

## XII. - CONCLUSIONES

- 1.- Se plantea el problema de la contaminación neutrónica por fotorreacción producida en los Aceleradores Lineales de Electrones para uso clínico. Se revisan valores y suministran gráficas de secciones eficaces para la producción de neutrones, que nos dan idea del fenómeno para las diferentes energías y elementos disponibles.
  
- 2.- Se presentan unos posibles espectros de energía neutrónica producidos por el acelerador y basados en un método teórico, y se propone una forma simplificada de obtención de la energía media del flujo de neutrones en los diferentes puntos, debidos a Mc Call.
  
- 3.- Se introducen conceptos sobre el transporte de neutrones y las bases del método de Monte-Carlo. Se procede a la implantación del código MORSE en nuestro ordenador VAX-785 a partir de una versión UNIVAC 1108 procedente del ORNL. Se describe brevemente la función de los distintos módulos del paquete de programas para obtener como resultado el espectro neutrónico en el interior del bunker.

Para ello se diseña en geometría tridimensional los diferentes elementos de la cabeza del acelerador que actúan como blindaje de una fuente primaria de neutrones deducida a partir de la incidencia sobre un blanco puntual de tungsteno de un haz monoenergético de electrones de 18 MeV.

- 4.- Se apuntan las dificultades reales que conlleva la valoración del haz de neutrones, proponiéndose como detector el Indio mediante activación neutrónica. Se analiza para ello todas las posibles secciones eficaces que presentan en los diferentes procesos o estados, teniendo en cuenta las transiciones, abundancia, respectivas semividas, así como de la activación y desintegración simultánea. Se hace un estudio de la transparencia de nuestras sondas de Indio al flujo de neutrones, encontrándose que la actividad inducida sólo representará un 84% del valor real que debiera si las chapas fuesen lo suficientemente delgadas.
- 5.- Conociendo la sección eficaz de la reacción, se deduce analíticamente el valor del flujo medio a partir de la actividad inducida en las sondas. Las lecturas relativas entre los diferentes puntos se realizan con un contador GM. La obtención de los valores absolutos de actividad se ha realizado con un analizador multicanal, calibrado previamente con una fuente de Co-60 mediante el procedimiento del "pico suma" y valorándose la eficiencia para los picos de 1.17 y 1.33 MeV. A partir de esta información y utilizando uno de los fotopicos del In-116 de valor 1.294 MeV y abundancia 85%, se ha obtenido la eficiencia del contador GM para la medida del Indio.
- 6.- A partir de un estudio de las gráficas de secciones eficaces del Indio y Cadmio frente a la energía de los neutrones incidentes, se propone un método para valorar el flujo de neutrones térmicos presente en la sala de tratamiento. Para la valoración del flujo de neutrones

rápidos, se propone un cilindro moderador recubierto de Cadmio que nos da una respuesta constante por unidad de fluencia para las diferentes energías. Basado en el ICRP-21 se dan gráficas y expresiones analíticas, que relacionan la fluencia de neutrones con la dosis equivalente para neutrones rápidos dependiendo de su energía media.

7.- Se ha valorado para diferentes alturas, radios y distribución angular el flujo de neutrones rápidos y lentos presentes en la sala de tratamiento del Acelerador Lineal de electrones de uso clínico SATURNO-20 para fotones de 18 MV; se considera un campo de  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  y tasa 400 UM/min, obteniéndose una dosis absorbida en el máximo de un medio agua, con el isocentro (100 cm) a 10 cm de profundidad, de 3220 rad al dar 3000 UM en unos 8 minutos.

8.- Para neutrones rápidos, los flujos máximos se obtienen en el eje del haz siendo mayor cuanto más cerca de la fuente se encuentre. Concretamente, para el isocentro ( $z=100 \text{ cm}$ ) se obtiene  $1.4 \times 10^6 \text{ n/cm}^2\text{s}$ . Si  $z=0.8 \text{ m}$  tenemos  $2.68 \times 10^6 \text{ n/cm}^2\text{s}$  y para  $z=150 \text{ cm}$ ,  $6.1 \times 10^5 \text{ n/cm}^2\text{s}$ .

Disminuye asimismo con la distancia al eje central, situándose la dosis equivalente levemente por encima del rem/krad si está a 1 m de distancia y levemente por debajo si está a 2 m. Valores que aumentan o disminuyen si la altura del plano en estudio es inferior o superior a 1 m de la fuente.

La distribución angular es prácticamente homogénea a excepción del punto situado a  $90^\circ$  que siempre es superior al resto.

- 9.- Respecto a los neutrones lentos, se observa una distribución homogénea por toda la sala independientemente del punto, ya se encuentre éste justo en el mismo eje del haz como en un radio de 2 m de éste, oscilando el valor del flujo de  $6.01$  a  $7.28 \times 10^4$  n/cm<sup>2</sup>s.

Por otra parte, su contribución a la dosis equivalente (de 10 a 11 mrem/krad), es mucho menor que la debida a los neutrones rápidos.

- 10.- Como resultado de la emisión o absorción de neutrones se produce en el interior del bunker activación de los materiales presentes. Se valora, a lo largo del tiempo y tras varios disparos de valores usuales en el tratamiento de pacientes, la dosis ambiental de la sala de tratamiento. Los valores están dentro del límite de seguridad pero pueden llegar a varios mrad/h para puntos calientes como el colimador, en el instante inmediatamente posterior a una tanda de disparos.

---

---

***BIBLIOGRAFIA***

---

---

## **BIBLIOGRAFIA**

- **AAPM** (1982) American Association of Physicists in Medicine. *"Report of the AAPM Task Group on Neutrons from High Energy X-Ray Medical Accelerators Part I Recommendations Regarding Risk to Patients"*. Publishes with minor revisions as Nath et al., 1984, NY.
  
- **AHLUWALIA, B.D.** (1984) *"Leakage and Scattered Dose Equivalent During 25-MV Radiation Treatments"*. Health Physics, vol. 46, nº 4 (april), pp. 944-947.
  
- **ALSMILLER, R.G. Jr, and MORAN, H.S.** (1967) *"Electron-photon cascade calculation and neutron yields from electrons in thick target"*. Nucl. Instr. Meth. 48, pp. 109-116.
  
- **ALMOND, P.R.** (1979) *"Neutron leakage from current machines"*, page 129 in *Proceedings of a Conference on Neutron from Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R. Eds (Government Printing Office, Washington).
  
- **ANDERSON, D.W., and HWANG, C.C.** (1983) *"Accelerators room photoneutron and photon background measurements using termoluminescent dosimeters"*. Health Physics, 44, 115.
  
- **AXTON, E.J., and BARDELL, A.G.** (1972) *"Neutron production from Electron Accelerators used for Medical purposes"*. Phys. Med. Biol. 17, 293.

- **AXTON, E.J., and BARDELL, A.G.** (1978) "Photoneutron production in neutron detectors in High Energy X-ray beams". Nucl. Instrum. Methods 155, 563.
- **AXTON, E.J., and BARDELL, A.G.** (1979) "Neutron production from electron accelerators used for medical purpose", page 109 in Proceeding of a Conference on Neutrons from Electron Medical Accelerators, NBS special publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R. Eds. (Government Printing Office, Washington).
- **BADING, J.R., ZEITZ, L., and LAUGHLIN, J.S.** (1982) "Phosforus activation neutron dosimetry and its application to and 18-MV Radiotherapy Accelerators". Med. Phys. 9, 835.
- **BARBER, W.C., and GEORGE, W.D.** (1959) "Neutron yields from target bombarded by electrons". Phys. Rev. 116, 1551.
- **BERGER, M.J., and SELTZER, S.M.** (1970) "Bremsstrahlung and photo-neutrons from thick tungsten and tantalum targets". Phys. Rev. C2, pp. 621.
- **BERMAN, B.L.** (1975) "Atlas of photoneutron cross section obtained with monoenergetic photons". At. Data Nucl. Data Tables. 15, 319.
- **BLATT, J.M., and WEISSKOPF, V.F.** (1952) "Theoretical Nuclear Physics". John Wiley and Sons Inc.

- **BURRUS, W.R.** (1962) "Bonner spheres and threshold detectors for neutron spectroscopy", page 296 in *Neutron Physics Division Annual Report*, ORNL 3360 (Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge Tennessee).
  
- **CORTINI, G., MILONE, C., and RUBBINO, A.** (1958) "Energy Spectra os photoneutrons from Cr and Ta", page 85-98, vol IX, N. 1, *Il nuovo Cimento*.
  
- **CALZADO, A., VANO, E., GONZALEZ, L., y DELGADO, V.** (1985) "Método rápido de comprobación de calidad de haces de fotones mediante fotoreacciones". *Radiología* 27, 1 (63-66).
  
- **COOK, B.C., BAGLIN, E.E., BRADFORD, J.N., and GRIFFIN, J.E.** (1966) " $C-12$  ( $\gamma, n$ )  $C-11$  cross section to 65 MeV". *Phys. Rev.* 143, 724.
  
- **DEYE, J.A., and YOUNG, F.D.** (1977) "Neutron production from a 10 MV medical linac". *Phys. Med. Biol.* 22, 90.
  
- **DROUET, J., MOREAU, J.C., QUECHON, H., and TABOT, L.** (1977) "Compte Rendu des mesures effectuees apres d'un Accelerateur SATURNE de la CGR-MeV a Buc". Saclay report D. CEN-S/SPR/SRI/77-507 GRA-092 JD/58 (Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, France).
  
- **BRNST, W., and OVADIA, J.** (1956) "Contaminant dose from incident neutrons associated with 22.5 MeV X-rays from a Batatron". *Radiology* 66, 105.
  
- **FROST, D., and MICHEL, N.** (1964) "Additional component dose of neutrons in therapy using fast electrons and also ultra-hard X-rays". *Strahlentherapie*, 124, 321.

- **FULTZ, S.C., CALDWELL, J.T., BERMAN, B.N., BRAMBLETT, R.L., and HARVEY, R.R.** (1966) "Photoneutron cross sections for C-12 and A1-27". *Phys. Rev.* 143, 790.
  
- **GLASSTONE, S., SESONSKE, A.** (1968) "Ingeniería de Reactores Nucleares". Ed. Reverté. Barcelona.
  
- **GUDOWSKA, I.** (1984) "Measurements of the neutron absorbed dose from medical electron accelerators", internal report, Dep. of Rad. Phy. Karolinska Institute. Stockholm.
  
- **GUR, D., ROSENT, J.C., BUKOVITZ, A.G., and GILL, A.W.** (1978) "Fast and Slow neutrons in an 18-MV photon beam from a Philips SL 75-20 linear accelerator". *Med. Phys.* 5, 221.
  
- **GUR, D., BUKOVITZ, A.G., ROSENT, J.C., and HOLMES, B.G.** (1979) "Relative measurements of fast neutron contamination in 18-MV photon beams from two linear accelerators and a betatron". *Med. Phys.* 6, 140.
  
- **HANKINS, D.E.** (1968) "The multisphere Neutron-Monitoring Technique", USAEC Report LA-3700 (Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico).
  
- **HANKINS, D.E., and PEDERSON, R.A.** (1963) "A comparison of the Neutron Dose Rates Obtained with the Single-Sphere Instrument, Multisphere Method, and Hurst Proportional Counter", USAEC Report LAMS-2977 (Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico).

- **HANSEN, F.C., BATOLETTI, C.S., and DAITCH, P.B.** (1975) "Analog Monte-Carlo studies of electron-photon cascades and the resultant production and transport of photoneutrons on finite three-dimensional systems". *J. Appl. Phys.* 46, 1975, p. 1109.
  
- **HERTEL, N.E., JOHNSON, R.H., DORNING, J.J., and WEHRING, B.W.** (1979) "Measurements and analysis of neutron transport through iron", page 563 in *Proceeding of International Conference on Nuclear Cross Sections for Technology*. NBS Special Publication 594 (National Technical Information Service, Springfield, Virginia).
  
- **HOLDEN, N.E.** (1977) "Isotopic Composition of the Elements and their variation in Nature; A preliminary report", Report BNL-NCS-50605 (Brookhaven National Laboratory).
  
- **HOLEMAN, G.R., PRICE, K.W., FRIEMAN, L.F., and NATH, R.** (1977) "Neutron spectral measurements in an intense photon field associated with a high-energy X-ray radiotherapy machine". *Med. Phys.* 4, 508.
  
- **HOWERTON, R.J.** (1958) "Semi-Empirical Neutron Cross Sections 0.5-15 MeV", UCRL-5351 (Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California).
  
- **IAEA** (1970) International Atomic Energy Agency. Neutron Fluence Measurements, IAEA Technical Report Series No. 107, Vienna.

- *ICRP* (1962) International Commission on Radiological Protection, *Report of Committee IV on Protection against Electromagnetic Radiation above 3 MeV and Electrons, Neutrons and Protons*, ICRP Publication 4 (Pergamon Press, Oxford).
  
- *ICRP* (1973) International Commission on Radiological Protection. *Report of Committee 3 on Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources Supplement to ICRP Publication 15*, ICRP Publication 21 (Pergamon Press, Oxford).
  
- *ICRU* (1969) International Commission on Radiation Units and Measurement, *Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma*. ICRU Report 13 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
  
- *ICRU* (1977) International Commission on Radiation Units and Measurements, *Neutron Dosimetry for Biology and Medicine*, ICRU Report 26 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Maryland).
  
- *ING, H., and SHORE, R.A.* (1982) "Unwanted radiation produced by leakage neutrons from medical electron accelerators". *Med. Phys.* 9, 34.
  
- *ING, H., NELSON, W.R., and SHORE, R.A.* (1982) "Unwanted photon and neutron radiation resulting from collimated photon beams interacting with the body of radiotherapy patients". *Med. Phys.* 9, 27.

- **JOHNS, H.E.** (1979) "Advantages and properties of high energy photon beams", page 17 in *Proceeding of a Conference on Neutrons from Electron Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R., Eds. (U.S. Government Printing Office, Washington).
  
- **JOHNS, H.E., and CUNNINGHAM, J.R.** (1983) "The physics of Radiology", fourth edition, Charles C. Thomas Publisher, page 96-100.
  
- **KATSUHIKO, A., and HARUYOSHI, S.** (1983) "Leakage Radiation in a 10 MV Medical Linear Accelerator, I. Unusual Leakage from the Maze of a Treatment Room". *Jpn. J. Radiol. Technol.*, 2, 92-97.
  
- **KERSEY, R.W.** (1979) "Estimation of neutron and gamma radiation doses in the entrance mazes of SL75-20 linear accelerator treatment rooms", *Medicamundi* 24, 151.
  
- **KNEISSL, U., LEISTER, K.H., NEIDEL, H.O., and WELLER, A.** (1976) "A study of the photoneutron reactions in B-10 and B-11". *Nucl. Phys. A264*, 30.
  
- **KUSHELEVSKY, A.P., and SHANI, G.** (1976) "Photoneutron production in detectors in high energy X-ray beams". *Nucl. Instrum. Methods.* 137, 71.

- **LAUGHLIN, J.S., REID, A., ZEITZ, L., and DING, J.** (1979) "Unwanted neutron contribution to megavoltage X-ray and electron therapy", page 1 in *Proceedings of a Conference on Neutrons from Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R., Eds. (U.S. Government Printing Office, Washington).
- **LEDERER, C.M., and SHIRLEY, V.S.** (1978) "Table of Isotopes", 7<sup>th</sup> Ed. (Wiley, New York).
- **LEVINGER, J.S., and BETHE, H.A.** (1950) "Dipole transitions in the nuclear photo effect". *Phys. Rev.* 78, 115.
- **LOFGREN, K., and SPRING, E.** (1970) "Neutron radiation produced by the 32 MeV roentgen beam of a medical betatron". *Acta Radiol.* 9, 247.
- **MAERKER, R.E., and MUCKENTHALER, F.J.** (1967) "Neutron fluxes in concrete ducts arising from incident epithermal neutrons". *Nucl. Sci. Eng.* 30, 340.
- **MAERKER, R.E.** (1970) "The use of the Albedo option in MORSE". Oak Ridge National Laboratory Tennessee. Union Carbide Corporation. U.S. Atomic Energy Commission.
- **MAYNEORD, W.V., MARTIN, J.H., and LAYNE, D.A.** (1949) "Production of radioactivity in animal tissues by high-energy X-rays". *Nature* 164, 728.

- **Mc CALL, R.C., and SWANSON, W.P.** (1979) "Neutron sources and their characteristics", page 75 in *Proceeding of a Conference on Neutrons from Electron Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R., Eds. (U.S. Government Printing Office, Washington).
  
- **Mc CALL, R.C., JENKINS, T.M., and TOCHILIN, E.** (1976) "High Energy Photon Response of Moderated Neutron Detectors", Report SLAC-PUB-1768 (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California).
  
- **Mc CALL, R.C., JENKINS, T.M., and OLIVER, Jr., G.D.** (1978a) "Photon and electron response of silicon-diode neutron detectors". *Med. Phys.* 5, 37.
  
- **Mc CALL, R.C., Mc INTYRE, R.O., and TURNBULL, W.G.** (1978) "Improvement of linear accelerator depth dose curves". *Med. Phys.* 5, 518.
  
- **Mc CALL, R.C., JENKINS, T.M., and SHORE, R.A.** (1979) "Transport of accelerator produced neutrons in a concrete room", *IEEE Trans, Nucl. Sci.* NS-26, #1, 1593.
  
- **Mc CALL, R.C., JENKINS, T.M., SHORE, R.A., and La RIVIERE, P.D.** (1980) "Personnel hazards from medical electron accelerator photoneutrons", page 193 in *Proceeding of the 5<sup>th</sup> International Congress of the International Radiation Protection Association*, Vol. I, (Pergamon Press, Oxford, England).

- **Mc GINLEY, P.H., and SOHRABI, M.** (1979) "Neutron Contamination in the primary beam", page 99 in *Proceeding of a Conference on Neutron from Electron Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R., Eds. (Government Printing Office, Washington).
  
- **Mc GINLEY, P.H., WOOD, M., MILLS, M., and RODRIGUEZ, R.** (1976) *Dose levels due to neutrons in the vicinity of high-energy medical accelerators*". Med. Phys. 3, 397.
  
- **Mc GUIRRE, S.A.** (1966) "A Dose Monitoring Instrument for Neutrons from Thermal to 100 MeV", USAEC Report LA-3435 (Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico).
  
- **METROPOLIS, N., and ULAM, S.** (1949) "The Monte-Carlo method". J. Amer. Statistical Issue, 44, Nº 247, 335-341.
  
- **NATH, R., PRICE, K.W., and HOLBMAN, G.R.** (1979) "Mixed photoneutron field measurements", page 87 in *Proceedings of a Conference on Neutrons from Electron Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R., Eds. (U.S. Government Printing Office, Washington).
  
- **NATH, R., EPP, E.R., LAUGHLIN, J.S., SWANSON, W.P., and BOND, V.P.** (1984) "Neutrons from high-energy X-ray medical accelerators: An estimate of risk to the radiotherapy patient". Med. Phys. 11, 231.

- **NCRP** (1964) National Council on Radiation Protection and Measurements, Shielding for high-energy electron accelerator installations, NCRP Report No. 31, Published as NBS Handbook 97 (out of print). Superseded by NCRP Report 51.
  
- **NCRP** (1971) National Council on Radiation Protection and Measurements, Protection against Neutron sources, NCRP Report No. 38, (National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland).
  
- **NCRP** (1984) National Council on Radiation Protection and Measurements, Neutron Contamination from Medical Electron Accelerators, NCRP Report No. 79, (National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland).
  
- **NORDELL, B.** "Measurement of photoneutron energy spectra from tin, lead and uranium using an NE-213 neutron spectrometer". Internal Report RI-1983-02. Dept. of Rad. Phys. Karolinska Institute, Stockholm.
  
- **OLIVER, G.D., Jr.** (1976) Revised data from "Fast neutron contamination in X-ray beams of medical accelerators from 19 to 45 MV", presented at the annual meeting of the American Association of Physicists in Medicine (1974).
  
- **PATTERSON, H.W., and WALLACE, R.** (1958) "A method of Calibrating Slow Neutron Detectors", Report UCRL-8359 (Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California).

- **PRICE, K.W., NATH, R., and HOLEMAN, G.R.** (1978) "Fast and thermal neutron profiles for a 25-MV X-ray beam". *Med. Phys.* 5, 285.
- **PRICE, K.W., HOLEMAN, G.R., and NATH, R.** (1978) "A technique for determining fast and thermal neutron flux densities in intense high energy (8-30 MeV) photon fields". *Health Phys.* 35, 341.
- **PURDY, J.A., and GLASGOW, G.P.** (1984) "Neutron Leakage Around a 20-MeV (18-MV X-ray) Linac with a modified Neutron Shield". *Health Phys.* vol. 46, No. 3, pp 669-674.
- **QUAN, W., DEL DUCA, T., FLAKE, W., and GRAVES, G.** (1982) "Pocket neutron rem meter". Proc. Ninth DOE Workshop of personnel Neutron Dosimetry. Pacific Northwest Laboratory Report PNL-SA-10714 (Pacific Northwest Laboratory, Richland, Washington).
- **RAWLINSON, J.A.** (1979) "Scattered radiation relative to leakage radiation in high energy X-ray beams", page 25 in *Proceeding of a Conference on Neutrons from Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T., and Jacobs, R. Eds. (U.S. Government Printing Office, Washington).
- **ROGERS, D.W.O., and VANDYK, G.** (1981) "Use of a neutron remmeter to measure leakage neutrons from medical accelerators". *Med. Phys.* 8, 163.

- **ROSENBERG, I., AWSCHALOM, R.K., TEN HAKEN, and BENNETT, B.R.** (1983) "Analysis of personnel exposures in neutron therapy facilities". Health Phys. vol. 46, No. 2, pp 407-412.
- **ROWE, D.J.** (1970) "Nuclear Collective Motion". Methuen and Co. Ltd., London.
- **SANCHEZ, F., et al.** (1985) "Valoración del flujo de neutrones producido por un acelerador lineal de electrones". V Reunión nacional de Física Médica. El Escorial, 2-4 Oct. 1985. V.2.
- **SANDERS, M.E., DANA A.L., and Mc GINLEY, P.H.** (1984) "Photoneutron contribution from the thermal neutron shield in a Typical Activation foil neutron detector exposed to a 33-MV X-ray beam". Health Phys. vol 47, No. 1, pp 107-109.
- **SMITH, A.R.** (1960) "A Cobalt Neutron-Flux Integrator", Report UCRL-9212 (Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California).
- **SOBOL, I.M.** (1976) "Método de Monte-Carlo". Ed. MIR. Moscú.
- **SOHRABI, M., and MORGAN, K.Z.** (1979) "Neutron dosimetry in high energy X-ray beams of medical accelerators". Phys. Med. Biol. 24, 756.
- **STEPHENS, L.D., and SMITH, A.R.** (1958) "Fast-Neutron Surveys Using Indium-foil Activation", Report UCRL-8418 (Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California).

- **STRAKER, E.A., STEVENS, P.N., IRVING, D.C., and CAIN, V.R.** (1970) "The MORSE Code-A Multigroup Neutron and Gamma ray Monte-Carlo transport Code", Report ORNL-4585 (Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee).
- **STRAKER, E.A., STEVENS, P.N., IRVING, D.C., and CAIN, V.R.** (1976) "MORSE-CG, General Purpose Monte-Carlo Multigroup Neutron and Gamma-Ray Transport Code with Combinatorial Geometry", Report CCC-203, (Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge, Tennessee).
- **STRANDEN, E.** (1977) "Activity induced in patients by high energy X-ray therapy". *Phys. Med. Biol.* 22, 348.
- **STRANDEN, E.** (1977) "Neutron doses to patients in high energy X-ray therapy". *Phys. Med. Biol.* 22, 1011.
- **SUND, R.E., BAKER, M.P., KULL, L.A., and WALTON, R.B.** (1968) "Measurements of the Cu-63 ( $\gamma, n$ ) and ( $\gamma, 2n$ ) cross sections". *Phys. Rev.* 176, 1366.
- **SWANSON, W.P.** (1979) "Improved calculation of photo-neutron yields released by incident electrons". *Health Phys.* Vol. 37 (sep), pp 347-358.
- **SWANSON, W.P.** (1980) "Estimate of Risk in radiation therapy due to unwanted neutrons". *Med. Phys.* 7, 141.
- **TANARRO SANZ, A.** (1970) "Instrumentación Nuclear". *Publicaciones Científicas de la Junta de Energía Nuclear*, pp 40-41. Madrid.

- **TOCHILIN, E., and LA RIVIERE, P.D.** (1979) "*Neutron Leakage characteristics related to room shielding*", page 145 in *Proceedings of a Conference on Neutrons from Electron Medical Accelerators*, NBS Special Publication 554, Heaton, H.T. and Jacobs, R. Eds. (U.S. Government Printing Office, Washington).
  
- **TRAVESI, A.** (1975) "*Análisis por Activación Neutrónica; teoría, práctica y aplicaciones*". Servicio de Publicaciones de la Junta de Energía Nuclear. Madrid.
  
- **TULI, J.K.** (1985) "*Nuclear Wallet Cards*". National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory Upton, New York 11973, USA, for U.S. Nuclear Data Network.
  
- **UNSCEAR** (1982) United National Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, *Ionizing Radiation: Sources and Biological Effects*. United Nations Publication Sales No: E.82 IX.8 (U. Nations, New York).
  
- **VAÑO, E., GONZALEZ, L., y GALVAN, C.** (1977) "*Análisis de los procesos de activación de determinados nucleidos en las irradiaciones con fotones de alta energía*". *Radiología* 19: Supl. 6, 231-234.
  
- **VEYSIERE, A., BEIL, H., BERGERE, R., CARLOS, P., and LE PRETRE, A.** (1970) "*Photoneutron cross sections of Pb-208 and Au-197*". *Nucl. Phys.* A159, 561.

- **YAMAGUCHI, S., HANADA, H., IGARASHI, K., and IRIB, G.** (1981) "A measurement of Low Fluence Rate Neutron field by using Iodine activation detector". Nippon Acta Radiol. Vol. 41, 8, pp 783-791.
  
- **YAMAGUCHI, S., HANADA, H., IGARASHI, K., and IRIB, G.** (1982) "A Method of Estimation for Neutron average energy and Dose equivalent by using Iodine activation detector". Nippon Acta Radiol. Vol. 42, 8, pp 783-791.
  
- **YAMAGUCHI, S., ABE, K., SHIMIZU, H., SETODA, M., and KAWAHATA, H.** (1983) "On Shielding against neutron leakage from the maze of a medical linear accelerator room". Nippon Acta Radiol. 40, 4, pp 535-542.
  
- **YAMAGUCHI, S., ABE, K., and SHIMIZU, H.** (1984) "Leakage radiation from a 10 MV Medical linear accelerator. III Neutron and X-ray dose equivalent distribution in the maze and outside of the entrance door of a treatment room". Nippon Acta Rad. 40, 2, pp 219-226.
  
- **YAMAGUCHI, S., ABE, K., and SHIMIZU, H.** (1984) "Leakage Radiation from a 10 MV Medical Linear Accelerator. II Neutron Leakage from treatment head/Neutron dose equivalent & Fluence distribution in a treatment room". Japanese Journal of Rad. Tech. No. 3 (Special Issue) pp 103-108.
  
- **WAPSTRA, A.H., and BOS, K.** (1977) "The 1977 atomic mass evaluation". At. Data Nucl. Data Tables 19, 177.

- **WILENZICK, R.M., ALMOND, P.R., OLIVER, G.D., and DEALMEIDA, C.E.** (1973) "Measurement of fast neutrons produced by high energy X-ray beams of medical electron accelerators". *Phys. Med. Biol.* 18, 396.
  
- **WILKINSON** (1956) *Physica* 22, p. 1039.

# UNIVERSIDAD DE SEVILLA



Reunido el Tribunal integralo por los abajo firmantes,  
en el día de la fecha, para juzgar la Tesis Doctoral de  
D. FRANCISCO SANCHEZ DOBLADO  
titulada VALORACION DE LA CONTAMINACION DE NEUTRONES  
PRODUCIDOS POR UN ACELERADOR LINEAL DE ELECTRONES  
(18 MV) DE USO CLINICO  
acordó otorgarle la calificación de APTO CUM LAUDE

Sevilla, 25 de Mayo 1987

El Vocál,

El Presidente

El Vocál,

El Secretario,

El Vocál,

El Doctorado,