

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 1	AÑO 1970

02.70.20

EN - 14/29

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

GERENCIA DE ENERGIA

**ESTIMACION DE FUNCIONES DE EXCITACION PARA
REACCIONES (d,xn) y (d,p)**

por

Jurgen Lange y Helmut Munzel

Traducido por

Alfredo Kapeles

BUENOS AIRES - 1970

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

GERENCIA DE ENERGIA

**ESTIMACION DE FUNCIONES DE EXCITACION PARA
REACCIONES (d,xn) y (d,p)***

por

Jürgen Lange y Helmut Münzel**

Traducido por

Alfredo Karpeles***

* Traducción actualizada del informe KFK-767, titulado "Abschätzung unbekannter Anregungsfunktionen für (α, xn) -, (α, pxn) -, (d, xn) -, (d, pxn) - und (p, xn) -Reaktionen", editado por la "Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.", Karlsruhe, Alemania.

** Instituto de Radioquímica, Centro de Investigaciones Nucleares Karlsruhe - Alemania.

*** Gerencia de Energía, Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina.

SUMMARY

In order to evaluate the best irradiation conditions for the cyclotron production of radionuclides the excitation function for the reaction has to be known. Unfortunately, excitation functions for (d, xn) and (d, p) reactions are known only for few target-projectile combinations. In most cases, one has to make a rather arbitrary guess about optimal target thickness and projectile energy. Therefore, the possibility of estimating unknown excitation functions by interpolation was investigated. It can be shown that the influence of the charge and mass number of the target nucleus on characteristic data such as position, height and shape of the known excitation functions can be explained by qualitative theoretical arguments (H. M. and J. L.)

This work is a partial up-to-date translation of the report KFK-767 (KARLSRUHE).

RESUMEN

Se presenta un método empírico que permite evaluar funciones de excitación basado en las propiedades de los "núcleos compuestos" y en datos experimentales recopilados de la literatura. Sólo dos variables independientes intervienen en estas evaluaciones, el número atómico del blanco y la energía del proyectil; las propiedades de los "núcleos compuestos" se consideran funciones continuas del número atómico, siendo estas premisas suficientes para predecir funciones de excitación de reacciones nucleares que ocurren por dicho mecanismo. También se presentan curvas para el cálculo de los rendimientos de irradiación para blancos gruesos.

Este trabajo es una traducción parcial del informe de J. LANGE y H. MÜNZEL del Instituto de Radioquímica del Centro de Investigaciones Nucleares de Karlsruhe (KFK-767), del cual se han extraído las partes correspondientes a las reacciones inducidas por deuterones, ampliándolas con experiencias recientes del traductor y otros autores.

INTRODUCCION

Para obtener ciertos radionucleídos debe recurrirse a reacciones nucleares inducidas por partículas cargadas. Con el conocimiento de las secciones eficaces (SE) correspondientes a las distintas energías de los proyectiles, es decir, las funciones de excitación (FE), se pueden elegir los parámetros más adecuados para la irradiación (energía del proyectil y espesor del blanco) y de esta forma optimizar el uso del acelerador.

Ciertas FE se han estudiado detalladamente, mientras que muchísimas aún no se han determinado. Anteriormente, la necesidad de conocer la SE de una reacción cuya FE se desconocía,

obligaba aceptar una cierta incertidumbre pues se recurría a estimaciones por analogía con reacciones similares.

En general las FE de reacciones nucleares que ocurren por el mecanismo del "núcleo compuesto" tienen una tendencia similar: crecen considerablemente al superar la energía cinética del proyectil el umbral de repulsión coulombiana, pasan por un máximo y luego decrecen lentamente.

Las propiedades del "núcleo compuesto" son funciones prácticamente continuas que dependen del número de nucleones, de la carga nuclear y del nivel de excitación; en consecuencia, las magnitudes características de las FE (altura y posición del máximo, ancho a media altura), deberían ser funciones continuas que dependan de los parámetros antes mencionados. De la recopilación adecuada de FE conocidas surge que la relación de sus propiedades características son funciones continuas, cuya variable independiente es el número atómico del blanco.

Partiendo de esta tendencia general resulta posible predecir FE para reacciones nucleares simples, considerando las propiedades del blanco, del proyectil y datos empíricos existentes.

Para un cierto elemento los isótopos utilizables como blanco son escasos y su masa varía en un intervalo muy estrecho. Por ello se ha considerado aquí que el número de masa es una función del número atómico, tal de operar solamente con dos variables, número atómico (Z) y energía del proyectil (E).

El sincrociclotrón de la CNEA acelera deuterones hasta una energía de 28 MeV, intervalo en el cual puede considerarse que las reacciones nucleares con la evaporación de varias partículas (d, xn) ocurren por el mecanismo del "núcleo compuesto" (NC).

Las reacciones (d, p) y (d, n) ocurren por un mecanismo más complejo (Sc-66), sin embargo aplicando el modelo del NC se obtienen resultados altamente satisfactorios.

RECOPILACION DE DATOS

Para este trabajo LANGE y MÜNZEL han recopilado las FE obtenidas experimentalmente correspondientes a reacciones nucleares del tipo (d, xn) y (d, p).

En esta traducción se agregan además trabajos posteriores, publicados hasta julio de 1969.

Se han considerado las FE totales para la obtención de un cierto nucleído, independientemente si éste se forma en un estado metaestable y/o fundamental.

En los gráficos 1/1 al 1/4 se han recopilado las FE y en la tabla 1, los valores característicos de las mismas. Los umbrales de reacción (Q) allí tabulados se han calculado utilizando los valores publicados por Mattauch y col. (Ma-65).

Los gráficos 2 al 5 son un resumen de los datos fundamentales de las curvas empíricas recopiladas.

En ciertos casos la escasez de datos experimentales no permitía generalizaciones; en estos casos se estimaban FE por analogía con las de reacciones nucleares similares inducidas por otros proyectiles, por ejemplo: (α ,xn) y (p,xn).

PROCEDIMIENTO

Se han agrupado las FE conocidas en intervalos de 20 unidades de Z y se las ha representado en gráficos utilizando en abscisas una escala de $E_d + Q$. En los gráficos 1/1 al 1/4 se ha trazado una curva promedio (punteada) que refleja relativamente bien la tendencia de una FE para el determinado intervalo de Z indicado.

En primera aproximación para evaluar una FE pueden utilizarse estas curvas.

Si se desea evaluar una determinada FE se debe proceder de la siguiente manera:

- 1º Se calculan los valores de Q y E_s , es decir : el balance de masas y el umbral coulombiano, para la reacción dada.
- 2º De los gráficos generalizados (figura 5) se obtiene la altura y posición del máximo, así como el ancho a media altura de la FE para el Z del blanco a utilizar.
- 3º En papel semilogarítmico se marcan estos puntos y se construye una curva que los una. La curva debe arrancar de una abscisa ligeramente mayor que el valor Q; si éste fuera menor que E_s la curva deberá desplazarse paralela al eje de abscisas hasta este valor.
- 4º Las curvas así obtenidas son válidas únicamente para un blanco formado por un isótopo puro, de no ser éste el caso, deberán desplazarse en sentido vertical, multiplicadas por los porcentajes correspondientes a la abundancia. Para cada isótopo del blanco deberá trazarse una FE, pudiéndose sumar éstas para obtener la FE "total" de una mezcla.

Las FE obtenidas siguiendo los pasos 1 a 3 difieren en un factor ≤ 2 de los valores experimentales.

RENDIMIENTOS DE IRRADIACION PARA BLANCOS GRUESOS

Se han calculado las actividades que pueden obtenerse al irradiar blancos gruesos utilizando las FE evaluadas anteriormente, considerando dos casos:

- a) Irradiaciones cortas, el tiempo de irradiación es un décimo del período de semidesintegración del producto.

b) Irradiaciones largas, el tiempo de irradiación es lo suficientemente largo, tal de obtener la actividad de saturación.

Estos cálculos se han efectuado para blancos simples, elementos puros, con abundancia isotópica 100%; es decir, para una única especie isotópica presente.

La actividad (A_c) que puede formarse en un blanco grueso en una irradiación corta se calculó con la siguiente ecuación:

$$[A_c]_{t=0,1T} = \sum_{i=1}^n [A_c]_{t=0,1T}^{E_i \rightarrow E_{i+1}} \quad (1)$$

Cada miembro de la sumatoria es la actividad que se forma en un intervalo diferencial en el cual la energía del proyectil se reduce en $E_i - E_{i+1}$ siendo:

$$[A_c]_{t=0,1T}^{E_i \rightarrow E_{i+1}} = K_1 \frac{R_{i+1} - R_i}{A(E_{i+1} - E_i)} \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma(E) dE \quad (2)$$

Si se desea obtener la actividad en $[\mu\text{Ci}/\mu\text{A}]$ debe asignarse a la constante " K_1 " el valor $7,04 \cdot 10^3$, siendo " R " el alcance del proyectil en el blanco $[\text{g}/\text{cm}^2]$, " σ " la sección eficaz $[\text{mb}]$ " T " el período de semidesintegración [horas] y " t " la duración de la irradiación [horas].

Para obtener el rendimiento de irradiación a saturación (A_1) se aplica la ecuación siguiente:

$$[A_1]_{t \gg T} = \sum_{i=1}^n [A_1]_{t \gg T}^{E_i \rightarrow E_{i+1}} \quad (3)$$

La actividad para $t=1$ hora puede obtenerse multiplicando $[A_c]_{t=0,1T}$ por el factor $10/T$, siendo esta aproximación únicamente válida si el producto tiene un período de semidesintegración $T \gg 1$ hora.

Considerando nuevamente que cada sumando es la actividad obtenida en un intervalo diferencial, donde la energía del proyectil se reduce en $E_i - E_{i+1}$ y utilizando la ecuación 4 se obtiene la actividad a saturación en $[\mu\text{Ci}/\mu\text{A}]$, si para la constante " K_2 " se utiliza el valor 14,4.

$$[A_1]_{t \gg T}^{E_i \rightarrow E_{i+1}} = K_2 [A_c]_{t=0,1T}^{E_i \rightarrow E_{i+1}} \quad (4)$$

La amplitud de los intervalos de energía considerados ($E_i - E_{i+1}$) fueron tales que la función alcance podía considerarse lineal; en general intervalos de $E_d = 5 \text{ MeV}$ cumplen con esta condición.

Los alcances se obtuvieron de las tablas de Williamson y col. (Wi-66). Los valores calculados según ecuaciones 1 y 3, aplicables únicamente a elementos puros (abundancia 100%), se hallan graficados en las figuras 6.

Si se irradia un compuesto químico debe utilizarse un alcance combinado " R_C " que se calcula según la siguiente relación:

$$\frac{1}{R_C} = \frac{x_1}{R_1} + \frac{x_2}{R_2} + \frac{x_3}{R_3} + \dots$$

Siendo " R_i " los alcances en los distintos elementos que forman el compuesto y " x_i " los porcentajes en peso de cada elemento constituyente. Para obtener el rendimiento de blanco grueso compuesto también pueden utilizarse los gráficos de las figuras 6, corrigiendo los valores allí obtenidos con la ecuación 5, siendo ésta igualmente aplicable a irradiaciones cortas y largas.

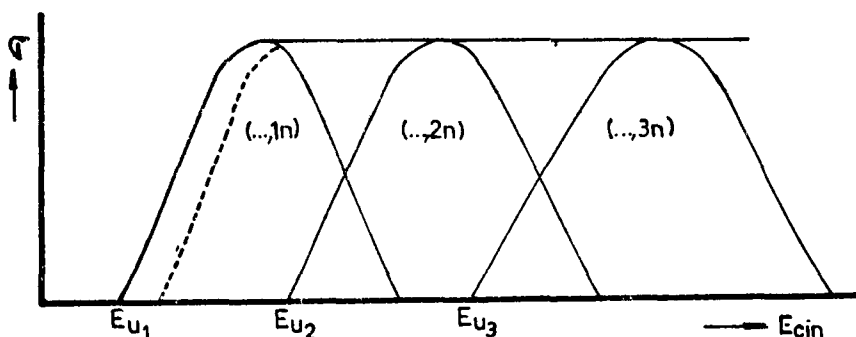
$$[A_C]_c = [A_C]_{el} \frac{A \cdot n \cdot y}{M} \cdot \frac{1}{x_1 + x_2 \frac{R_1}{R_2} + x_3 \frac{R_1}{R_3} + \dots} \quad (5)$$

El subíndice "C" se utiliza para compuesto, "el" para elemento; siendo "A" el número de nucleones o número de masa, "M" el peso molecular del compuesto utilizado como blanco, "n" el número de átomos de blanco por molécula del compuesto definido e "y" la abundancia o riqueza del núcleo blanco en el elemento.

En la deducción de la ecuación 5 se supuso que la relación de los alcances no dependen de la energía del proyectil. Si bien esta premisa se cumple parcialmente, la ecuación 5 puede aplicarse en primera aproximación, utilizando el valor medio de la relación de alcances para el intervalo de energías considerado. Dado que con mucha frecuencia se irradian óxidos, en la figura 7 se representan las relaciones de alcances referidas a oxígeno.

DISCUSION

Las secciones eficaces para la formación de un NC varían en función de la energía del proyectil, al aumentar ésta crecen considerablemente para transformarse luego en una constante, cuyo valor corresponde a la sección geométrica del núcleo. Si el NC se forma en un estado de excitación lo suficientemente elevado, puede desintegrar por emisión de neutrones y/o partículas cargadas. En caso de emitir solamente neutrones resultan las reacciones nucleares del tipo $(\dots, xn)$ donde $x \doteq 1, 2, 3, \dots$



Esquema de una función de excitación en la cual se ha supuesto que solamente se emiten neutrones

Para que una dada reacción nuclear se manifieste se debe sobrepasar un cierto umbral que se relaciona con el balance de masa de la correspondiente reacción, con el número de nucleones del NC y del blanco; la expresión matemática de este umbral real es la siguiente:

$$E_u = - Q \cdot \frac{A_{NC}}{A_{bl}}$$

Si el umbral de repulsión coulombiana es mayor que E_u la reacción (d,n) se desplaza a mayores energías, como se lo marcó en el esquema anterior con punteado.

Las FE experimentales no decaen tan rápidamente como se ha indicado en este esquema ideal; ello se debe a que a energías mayores las reacciones por NC y las reacciones directas coexisten.

Es de esperar que el máximo de las FE para reacciones (d,n) disminuya al aumentar Z debido al aumento del umbral coulombiano. Si este umbral es superior a E_u la reacción (d,n) estará parcialmente inhibida y en consecuencia disminuye el máximo de la FE correspondiente. Estas premisas teóricas manifiestan su validez en las figuras 4 y 5 obtenidas de la recopilación de datos experimentales.

En las reacciones que ocurren por el mecanismo del NC no solamente se evaporan neutrones, sino partículas cargadas, básicamente protones. La emisión de protones se ve favorecida a menor Z, a medida que la altura del umbral coulombiano decrece.

Dado que la emisión de un protón compite con la emisión de un neutrón, la altura de los máximos de las reacciones (d,xn) suele ser menor que la correspondiente a las (d,p) para blancos de número atómico bajo. Las reacciones competitivas evidentemente influyen la forma de la FE; un ejemplo evidente se manifiesta a Z elevados donde el NC puede tener la excitación suficiente para fisiónar. Las secciones eficaces para reacciones (d,xn) disminuyen notablemente para Z mayor de 90.

Estas premisas teóricas también manifiestan su validez con las figuras 4 y 5 obtenidas de la recopilación de datos experimentales.

Para visualizar mejor la influencia de Z en la posición de los máximos, resulta conveniente referir las curvas experimentales al umbral E_u o para mayor facilidad al valor de Q, valores que de todas maneras difieren muy poco. Con este cambio de coordenadas se logra que las FE arranquen prácticamente de un punto común en la escala de energías y que la posición de los máximos de las FE no se influencie mayormente con los valores muy distintos de Q. Este fue el motivo por el cual en este trabajo todas las curvas se representan en función de una escala de energía de $E_d + Q$ siendo E_d la energía cinética del deuterón.

La energía cinética media de los neutrones evaporados es directamente proporcional a la energía de excitación del NC, lo que implica que el máximo de las FE para x creciente se desplaza a energías mayores. El mismo efecto también se manifiesta en la energía de unión de los nucleones que aumenta con el defecto neutrónico de los núcleos intermedios.

La influencia del Z del blanco en la posición del máximo de la FE surge de la siguiente consideración: dado que a Z creciente la energía cinética media de los neutrones emitidos decrece, ocurriendo lo mismo con la energía de unión de los nucleones, el máximo de las FE se desplaza a menores energías a medida que aumenta Z (véase fig 5).

La energía cinética de los protones emitidos debe crecer consecuente con el incremento de la barrera coulombiana. Con las experiencias recopiladas se verificó que realmente el máximo para la reacción (d,p) se desplaza a energías mayores con el incremento de Z .

Hasta este momento solamente se ha considerado el mecanismo de reacción por NC, siendo estas deducciones igualmente aplicables a otros proyectiles (α, p , etc.) para bajas energías. Al estudiar las reacciones con deuterones debe tenerse en cuenta que una considerable cantidad de reacciones ocurren por el mecanismo directo, es decir, por "stripping". Sin embargo, las anteriores hipótesis basadas en el mecanismo del NC generalmente son aplicables y sus resultados satisfactorios.

La pendiente positiva de las curvas de ancho a media altura de las reacciones (d,p) y (d,n) se deben a valores positivos de Q . Su tendencia anormal respecto a reacciones similares (α, p), (α, n) y (p, n) se debe a que aquéllas ocurren por reacción directa entre el deuterón y el blanco.

Ello implica que el potencial coulombiano retarda el arranque de la reacción, con lo que se altera la forma de estas curvas.

Dada la coherencia de las hipótesis expuestas con los datos experimentales, puede aceptarse la validez del método antes expuesto para evaluar FE usando las recopilaciones de los valores característicos representados en el gráfico 5. Generalmente las FE así evaluadas difieren en menos de un factor 2 con los datos experimentales (Ka-69).

Finalmente debe mencionarse que pueden surgir divergencias mayores cuando se trata de evaluar FE para reacciones que ocurren en las cercanías de los números mágicos, pues en esos casos hay una superposición de efectos.

**VALORES CARACTERISTICOS DE LAS FUNCIONES DE EXCITACION
PARA REACCIONES NUCLEARES INDUCIDAS POR DEUTERONES,
ORDENADAS SEGUN EL TIPO DE REACCION NUCLEAR**

Significado de las columnas:

Columna 1: número de la función de excitación en los gráficos 1/1 al 1/4.

Columna 2: número atómico, símbolo químico y número de masa del núcleo irradiado.

Columna 3: balance energético o diferencia de masas "Q" [MeV]

Columna 4: posición del máximo, referido a energías $E_d + Q$ [MeV]

Columna 5: altura del máximo [mb]

Columna 6: referencia bibliográfica (véase: sección Bibliografía).

Reacciones tipo (d, n)

Curva número (d, n)	Blanco irradiado	"Q"	Posición máximo	Altura máximo	Referencia bibliográfica
	Z y A	MeV	MeV	mb	
1	22 Ti- 47	4,6	12,4	200	Ch-64
2	24 Cr- 50	2,9	8,3	265	Co-66
3	26 Fe- 54	2,8	10,5	155	CPX-1
4	30 Zn- 66	3,1	11,4	450	Wi-63
5	32 Ge- 70	2,4	10,4	270	Ot-68
6a	40 Zr- 94	4,6	13,8	120	Wo-65
6b	40 Zr- 94	4,6	12,3	130	Bo-61
7a	40 Zr- 96	5,2	12,7	85	Bo-61
7b	40 Zr- 96	5,2	13,0	85	Ot-68
8	42 Mo- 92	1,9	10,9	190	Wo-65
9	52 Te-130	5,2	16,2	75	Ot-68
10a	58 Ce-142	3,5	-	-	Bo-63
10b	58 Ce-142	3,5	15,9	60	Ot-66
11a	83 Bi-209	2,8	20,8	34	Ra-59
11b	83 Bi-209	2,8	-	32	Ke-49
12	92 U- 235	2,6	22,2	10	Wi-59
13	94 Pu-239	2,2	24,2	14	Le-66

Reacciones tipo (d, 2n)

Curva número (d, 2n)	Blanco irradiado	"Q"	Posición máximo	Altura máximo	Referencia bibliográfica
	Z y A	MeV	MeV	mb	
1	22 Ti-47	-5,9	9,5	400	Gh-64
2	22 Ti-48	-7,0	10,0	38	Bu-54
3a	24 Cr-52	-7,7	-	-	Co-66
3b	24 Cr-52	-7,7	14,3	200	Bu-54
4	26 Fe-56	-7,6	10,0	310	CPX-1
5	29 Cu-63	-6,4	-	-	Gi-63
6a	29 Cu-65	-4,4	11,3	920	Dm-65
6b	29 Cu-65	-4,4	9,6	820	Wo-66
7a	30 Zn-66	-8,2	-	-	Wi-63
7b	30 Zn-66	-8,2	-	-	Gi-63
8	30 Zn-68	-5,9	-	-	Gi-63
9	32 Ge-70	-9,2	-	-	Ot-68
9*	34 Se-80	-5,0	15,0	1500	De-68
10	34 Se-82	-3,1	-	-	Mi-51
10**	39 Y-89	-5,8	10,4	720	Na-69
10*	34 Se-82	-3,1	13,8	1080	De-68
11a	40 Zr-96	-2,8	-	-	Bo-61
11b	40 Zr-96	-2,8	8,2	1050	Ot-68
12	52 Te-126	-5,2	7,3	750	Pe-66
13	52 Te-128	-4,3	9,0	800	Pe-66
14a	52 Te-130	-3,4	8,8	700	Pe-66
14b	52 Te-130	-3,4	8,5	750	Ot-68
15	53 J-127	-3,7	10,9	700	Ba-54
16	55 Cs-133	-3,5	10,3	600	Pe-66
17a	58 Ce-142	-3,8	-	-	Bo-63
17b	58 Ce-142	-3,8	7,8	750	Ot-66
17*	62 Sm-147	-4,8	-	-	Re-67
17**	65 Tb-159	-3,7	8,7	340	Tr-68
18	73 Ta-181	-3,2	8,4	660	Kr-66
19	74 W-184	-4,7	-	-	An-64
20	74 W-186	-3,6	9,2	380	Pe-66
21	79 Au-197	-3,8	10,8	600	Va-60
22	83 Bi-209	-4,9	9,9	540	Ra-59
23	92 U-234	-4,8	9,2	32	Le-66
24a	92 U-235	-3,1	8,6	19	Le-66
24b	92 U-235	-3,1	10,8	25	Wi-59
25	92 U-236	-3,9	8,4	43	Le-66
26a	92 U-238	-3,1	8,9	48	Le-66
26b	92 U-238	-3,1	10,5	70	Wi-59
27	94 Pu-239	-3,8	10,6	28	Le-66

Reacciones tipo (d,3n)

Curva número (d,3n)	Blanco irradiado	"Q"	Posición máximo	Altura máximo	Referencia bibliográfica
	Z y A	MeV	MeV	mb	
1*	31 Ga-69	-14,2	14,0	320	Ka-69
1**	39 Y -89	-16,7	-	-	Na-69
1	40 Zr-96	-10,0	-	-	Ot-68
2	53 J -127	-10,9	-	-	Ba-54
3	59 Pr-141	-12,7	12,9	1200	La-67
4a	83 Bi-209	-11,9	-	-	Ke-49
4b	83 Bi-209	-11,9	-	-	Ra-59
5	92 U -234	-10,9	7,9	19	Le-66
6a	92 U -235	-10,1	10,1	26	Le-66
6b	92 U -235	-10,1	8,9	24	Wi-59
7	92 U -236	- 9,6	9,4	57	Le-66
8	94 Pu-239	-10,9	-	-	Le-66

Reacciones tipo (d,p)

Curva número (d,p)	Blanco irradiado	"Q"	Posición máximo	Altura máximo	Referencia bibliográfica
	Z y A	MeV	MeV	mb	
1	27 Co-59	5,3	13,1	300	Na-67
2	29 Cu-63	5,7	14,7	275	Gi-63
3	30 Zn-68	4,3	12,5	450	Gi-63
4	32 Ge-70	5,2	13,4	450	Ot-68
5	33 As-75	5,1	13,6	250	Bo-62
6	35 Br-81	5,4	13,9	370	Cl-44
7	39 Y -89	4,6	13,6	205	Ri -64
7*	39 Y -89	4,6	15,1	320	Na-69
8	40 Zr-94	4,2	13,4	280	Bo-61
9a	40 Zr-96	3,4	12,8	220	Bo-61
9b	40 Zr-96	3,4	12,6	300	Ot-68
10	45 Rh-103	4,8	14,5	200	Na-67
11	46 Pd-110	3,5	12,8	285	Na-67
12	48 Cd-114	3,9	13,3	265	Na-67
13	52 Te-130	3,7	13,5	200	Ot-68
14	55 Cs-133	3,9	13,5	175	Na-67
15a	58 Ce-142	2,9	-	-	Bo-63
15b	58 Ce-142	2,9	12,9	230	Ot-66
16	59 Pr-141	3,6	15,8	260	La-67
17	73 Ta-181	3,8	15,8	230	Na-67
17*	65 Tb-159	3,8	15,3	80	Tr-68
18	74 W -184	3,5	15,8	280	An-64
19	74 W -186	3,3	15,7	310	An-64
20	75 Re-187	3,0	17,0	210	Na-67
21	78 Pt-196	3,1	-	-	Na-67
22a	79 Au-197	4,3	18,8	280	Sa-64
22b	79 Au-197	4,3	19,3	160	Na-66
23	82 Pb-208	1,7	15,1	205	Ra-59
24	83 Bi-209	2,4	15,4	115	Ke-49
25	83 Bi-209	2,4	15,6	110	Ra-59
26	92 U -238	2,6	18,6	220	Ra-59

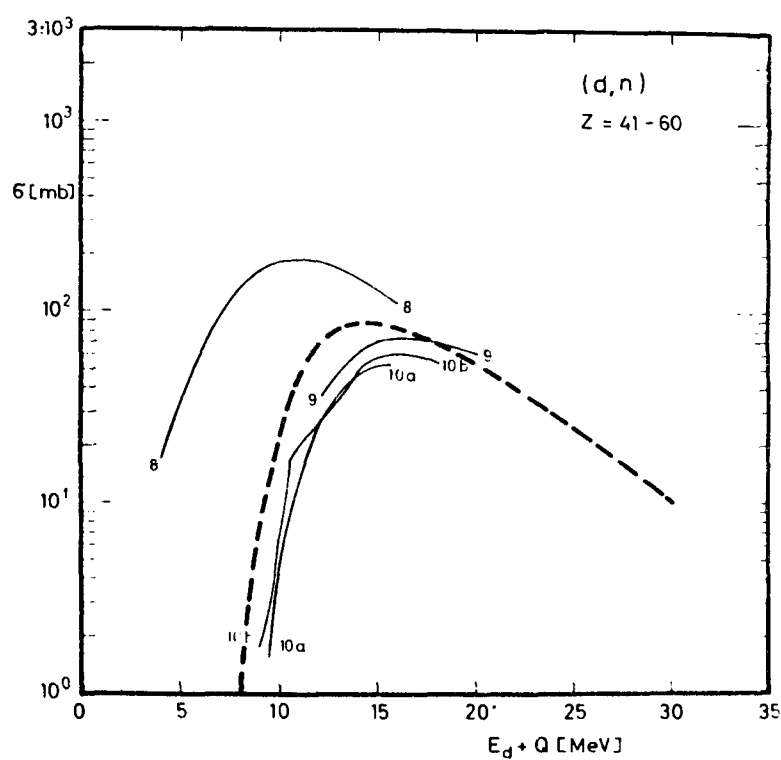
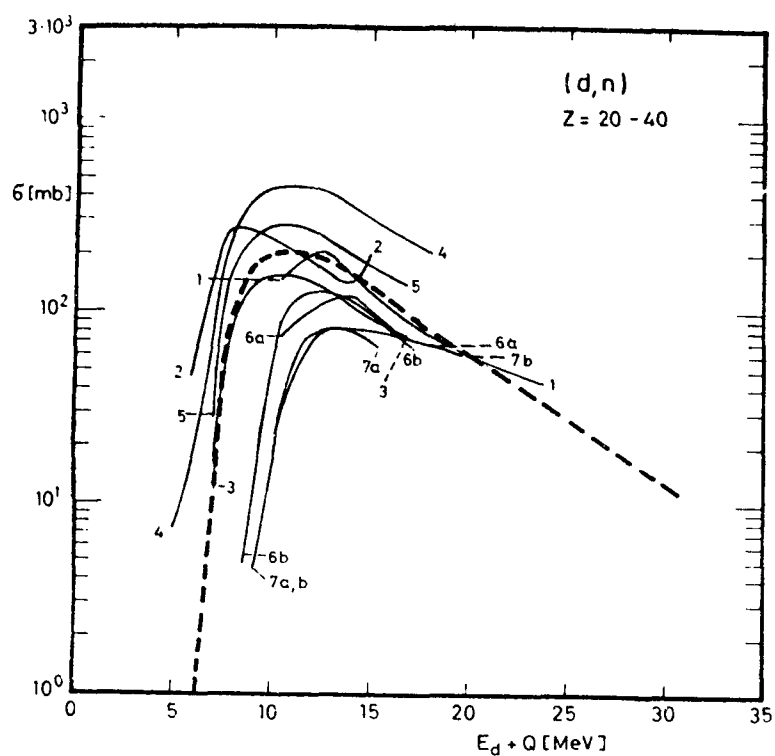


Figura 1/1 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas (---) para reacciones del tipo (d,n) .
Los números en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

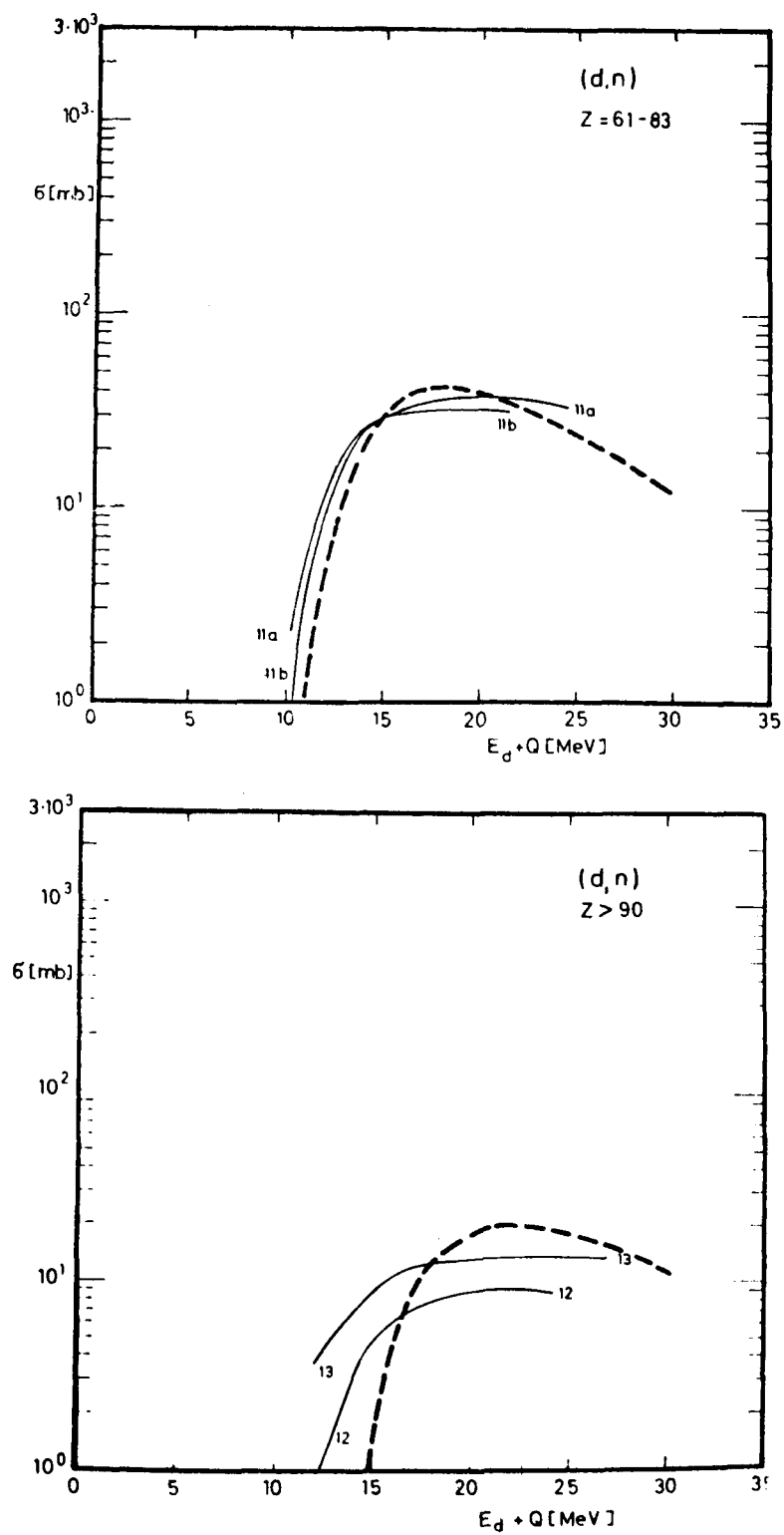


Figura 1/1 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas (---) para reacciones del tipo (d,n) .
Los números en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

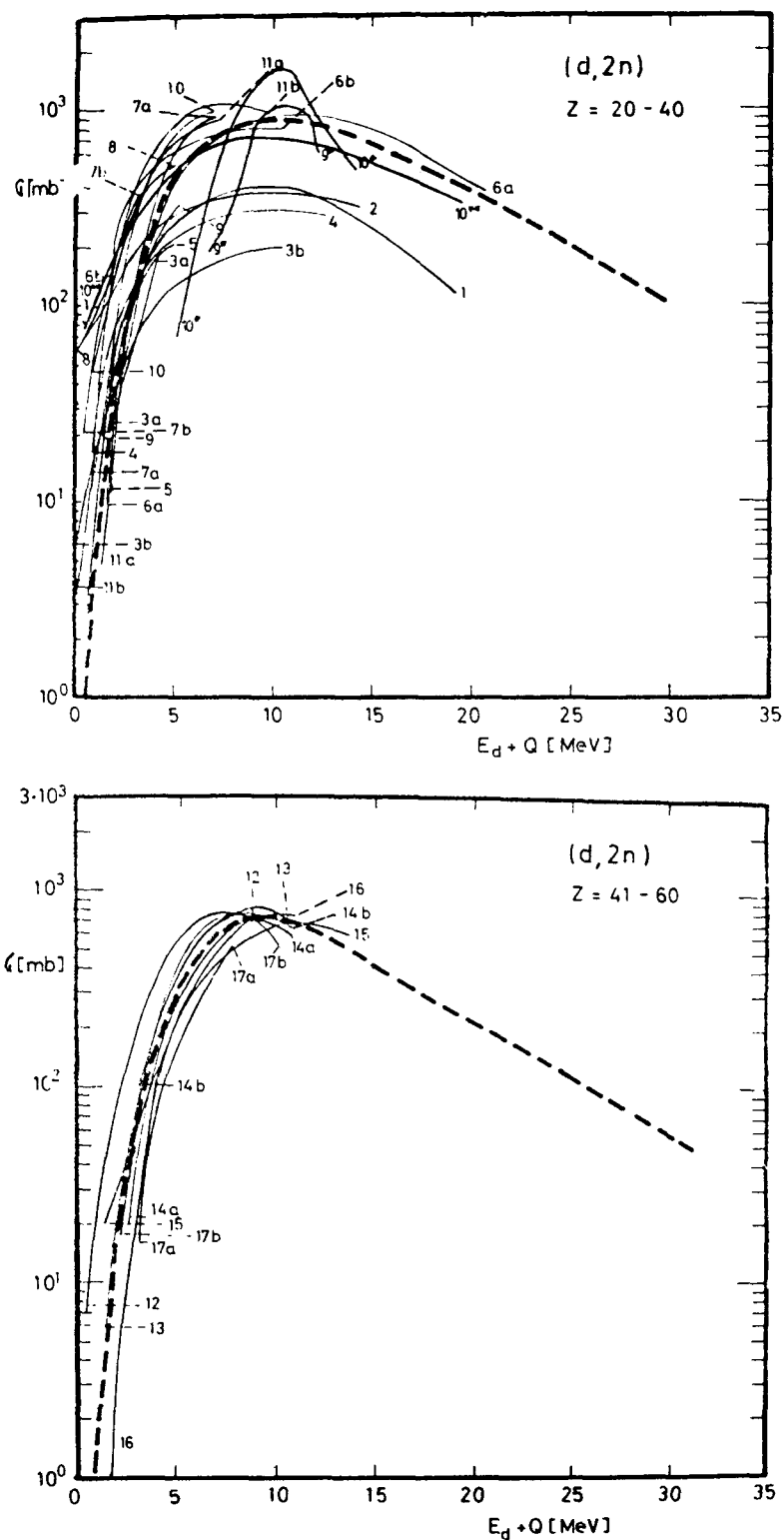


Figura 1/2 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas (---) para reacciones del tipo $(d, 2n)$.
Los números en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

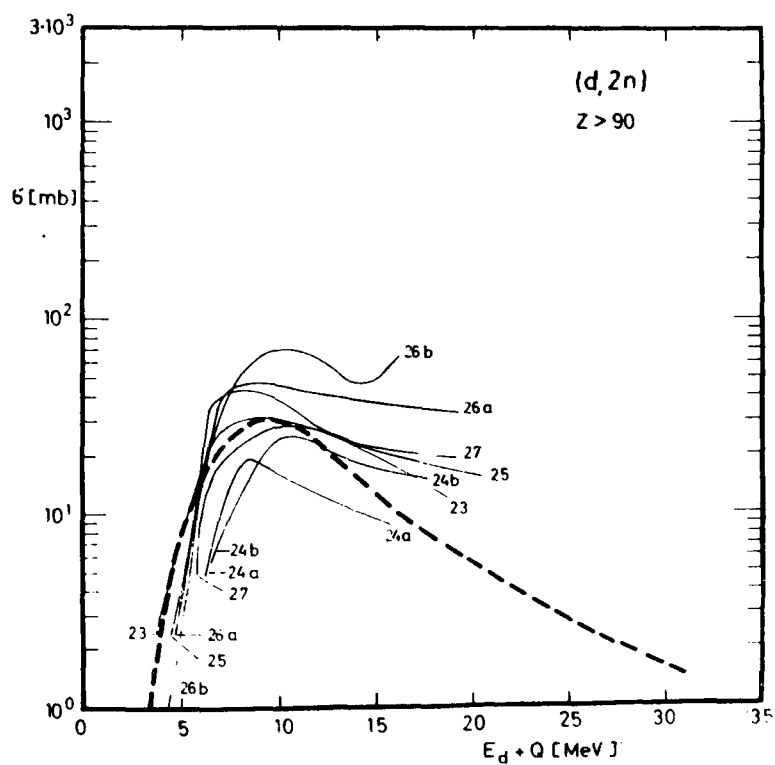
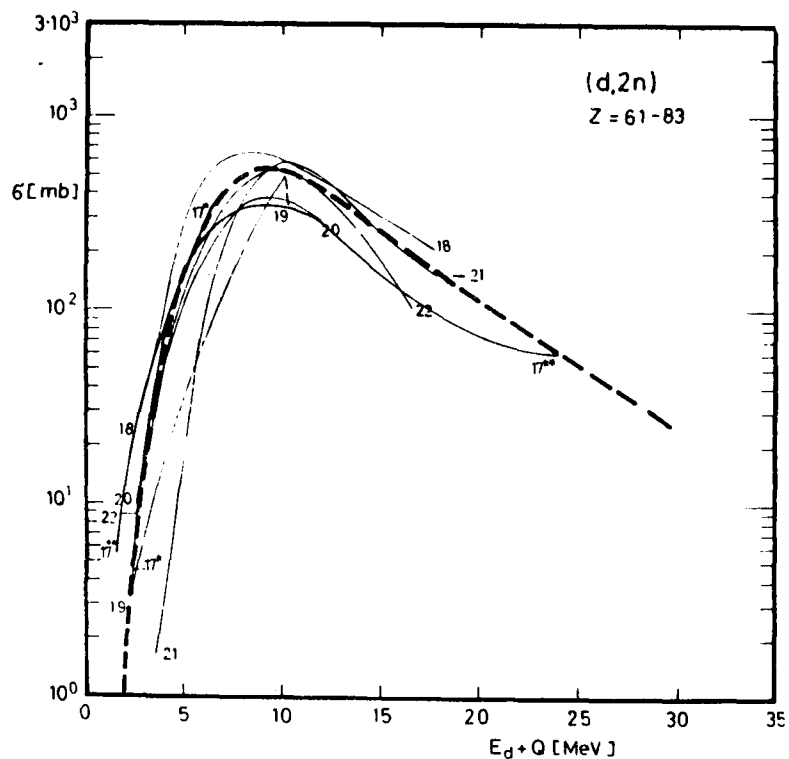


Figura 1/2 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas (---) para reacciones del tipo $(d,2n)$.
Los números en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

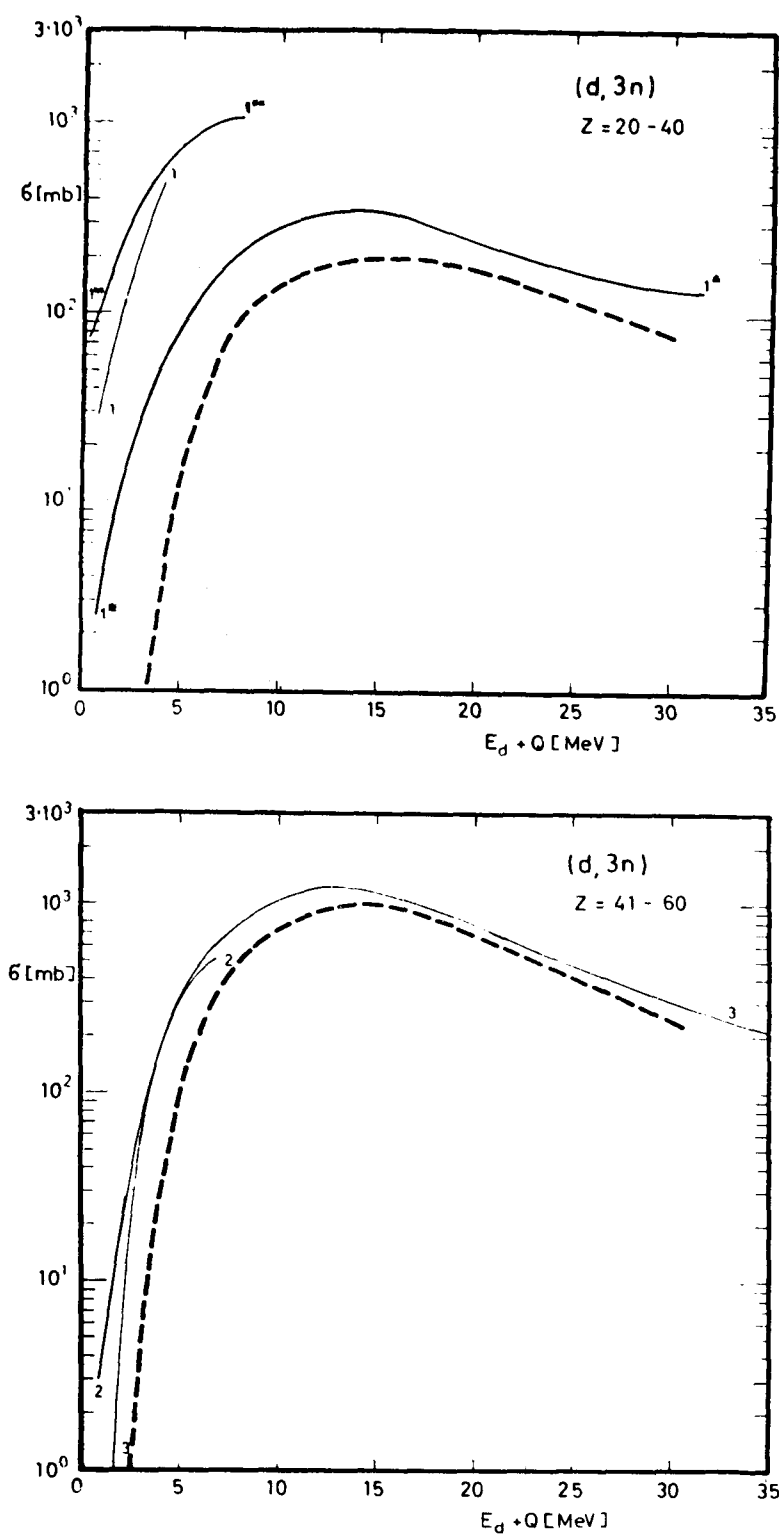


Figura 1/3 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas (---) para reacciones del tipo $(d, 3n)$.
Los números en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

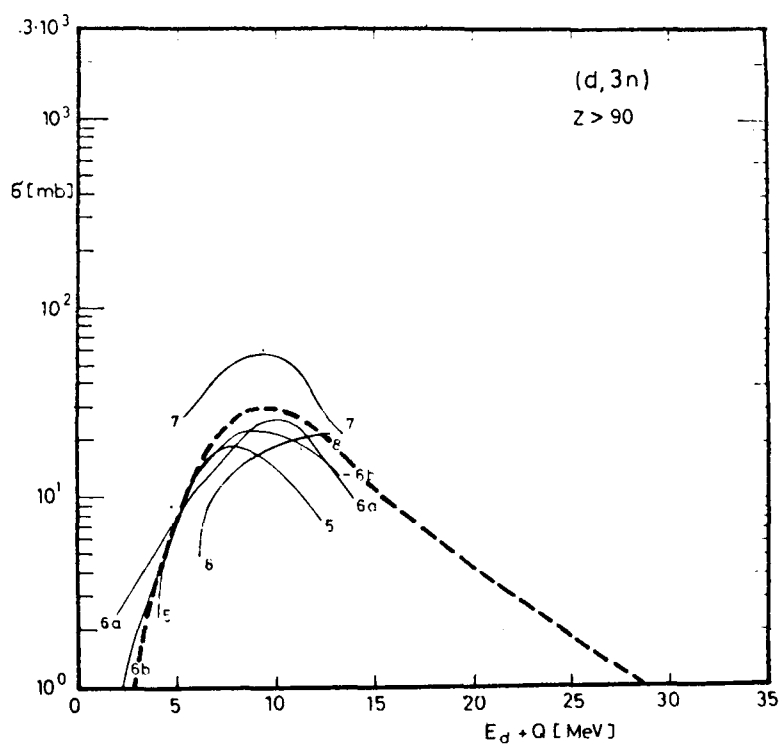
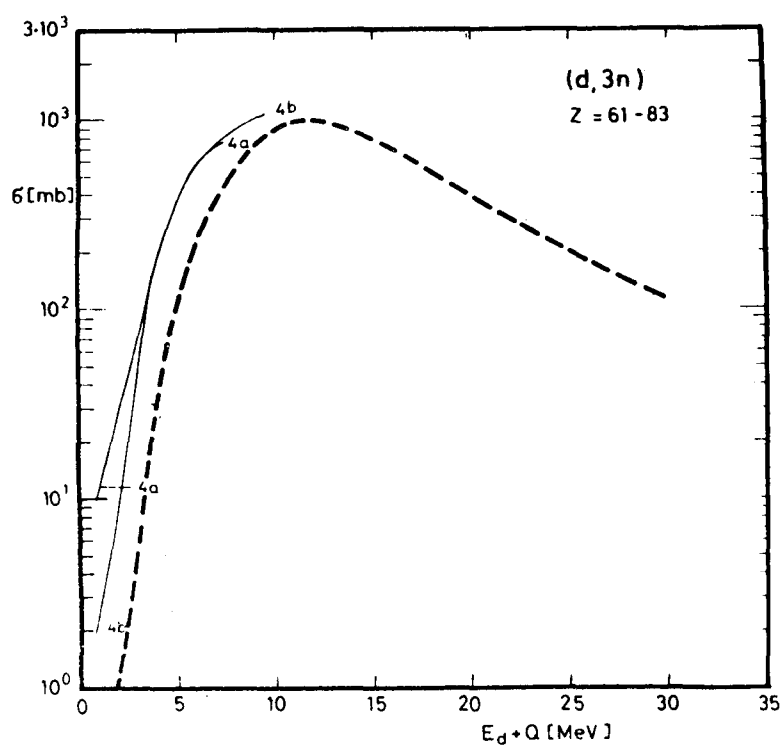


Figura 1/3 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas (---) para reacciones del tipo $(d, 3n)$. Los números en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

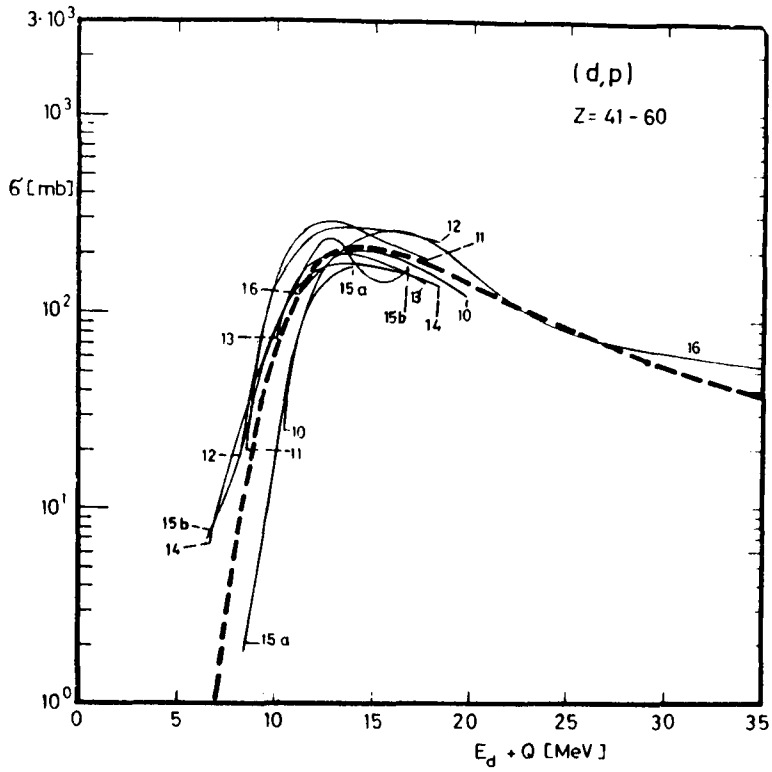
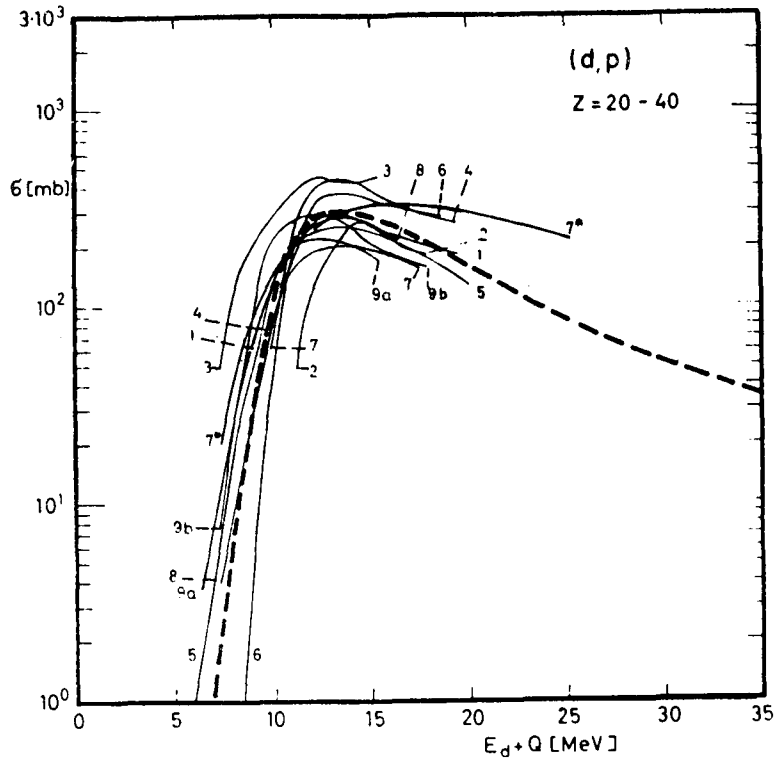


Figura 1/4 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas para reacciones del tipo (d,p).
Los número en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

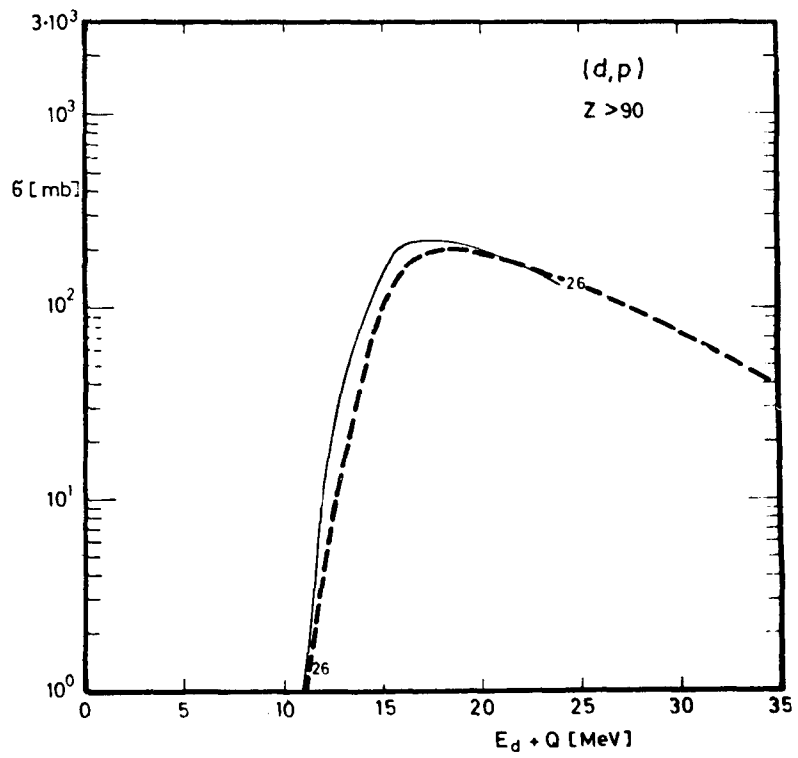
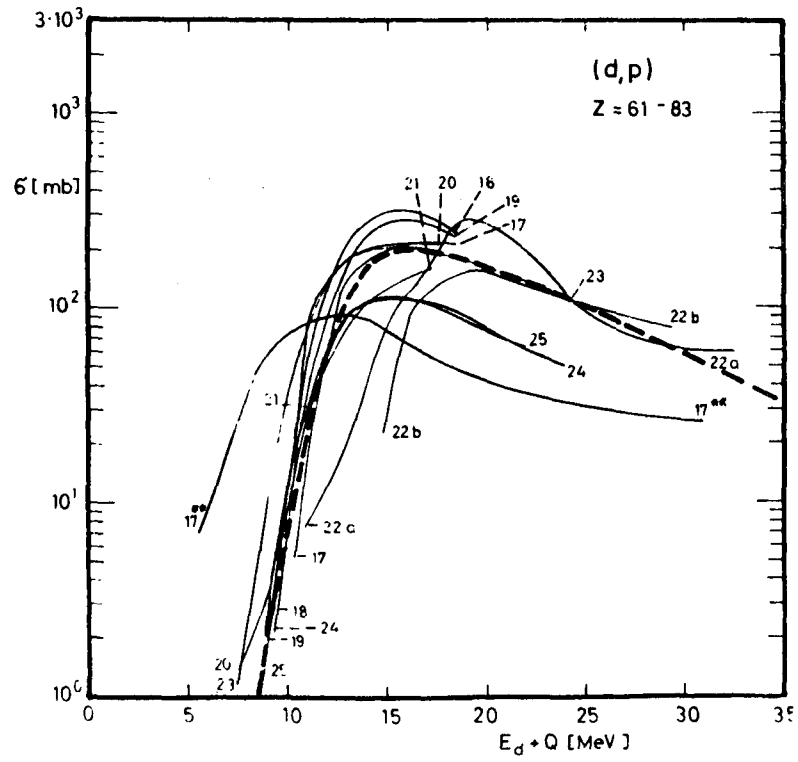


Figura 1/4 - Funciones de excitación conocidas (—) y estimadas para reacciones del tipo (d,p).
Los números en ambos extremos de las curvas corresponden a la ordenación de la Tabla 1.

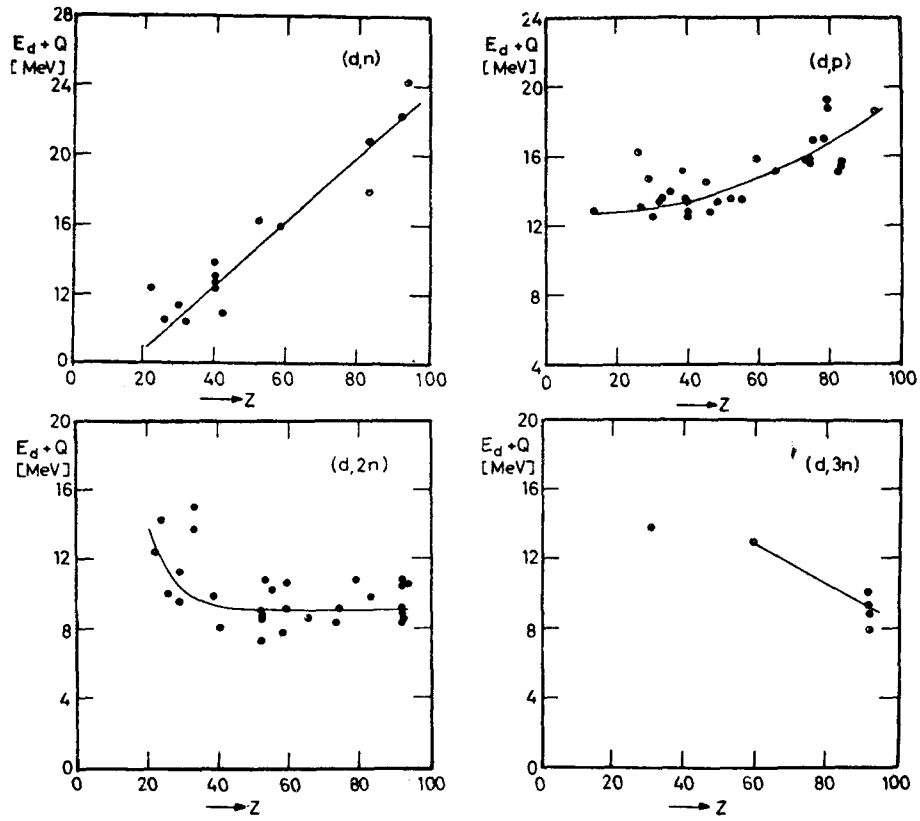


Figura 2 - Posición de los máximos de las funciones de excitación en función del número atómico (Z) del núcleo irradiado.

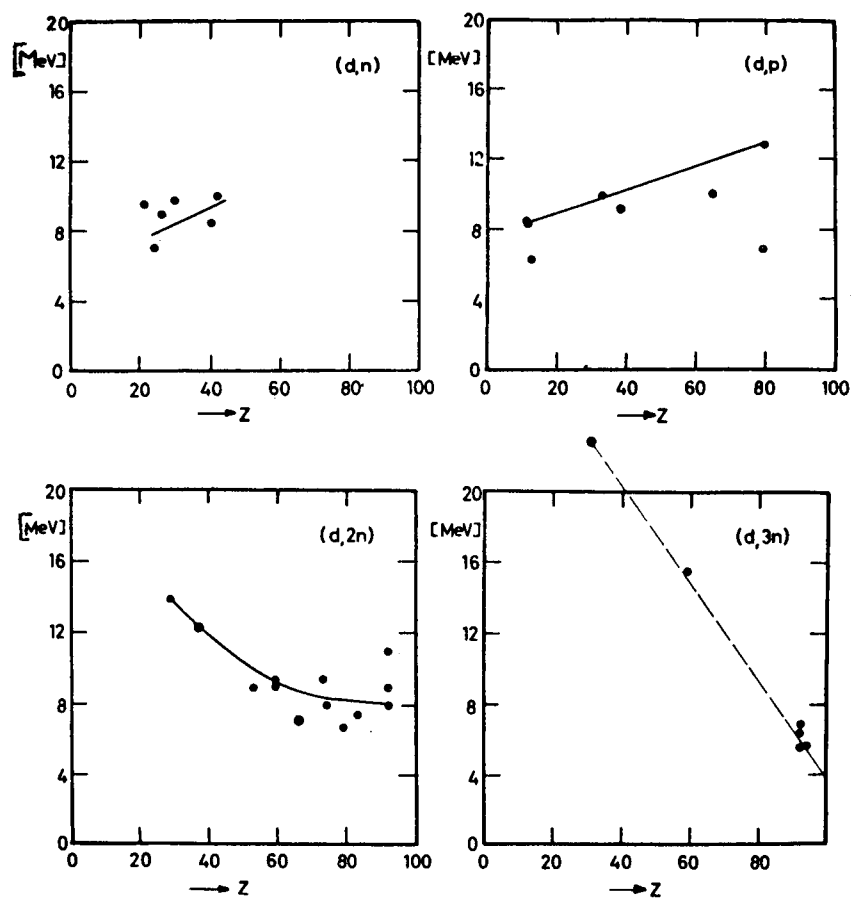


Figura 3 - Ancho a media altura las funciones de excitación inducidas por deuterones, en función del número atómico (Z) del blanco.

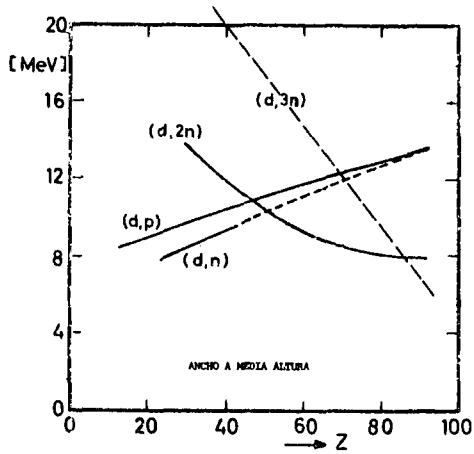
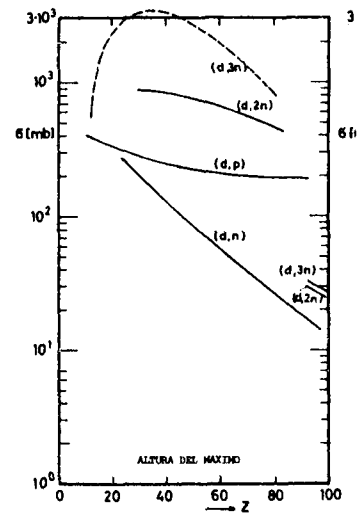
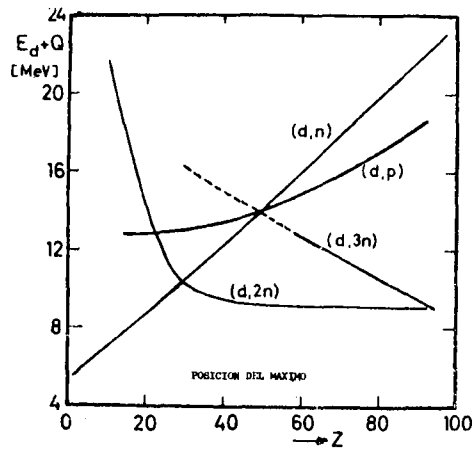


Figura 5 - Recopilación de los valores característicos de las funciones de excitación inducidas por deuterones, en función del número atómico (Z) del blanco.

(—) Curvas obtenidas usando los valores extraídos de las figuras 1/1 al 1/4.

(- -) Curvas obtenidas utilizando valores estimados.

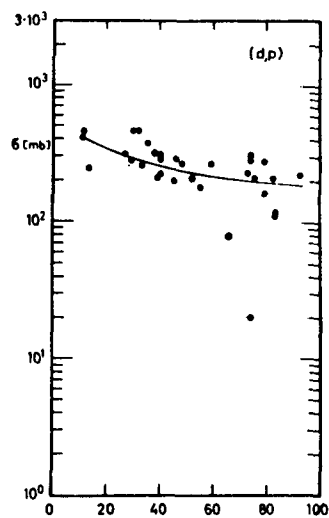
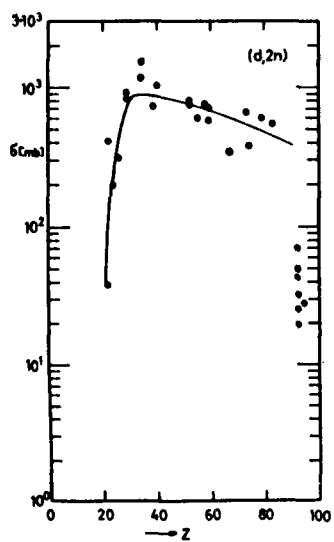
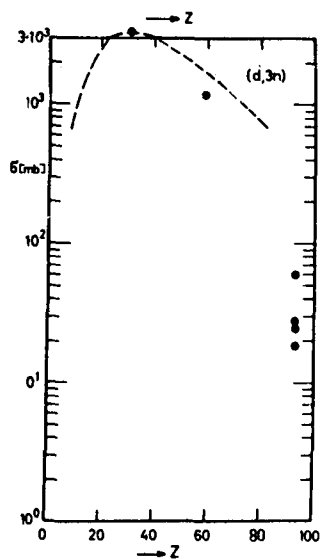
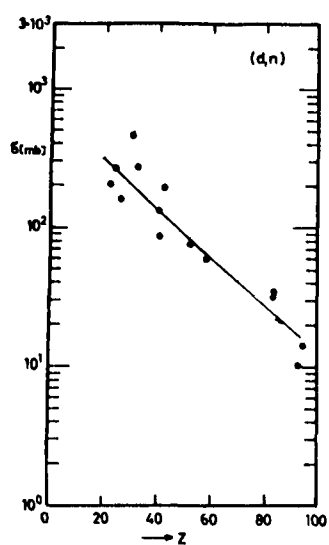


Figura 4 - Altura de los máximos de las funciones de excitación inducidas por deuterones, en función del número atómico (Z) del blanco.

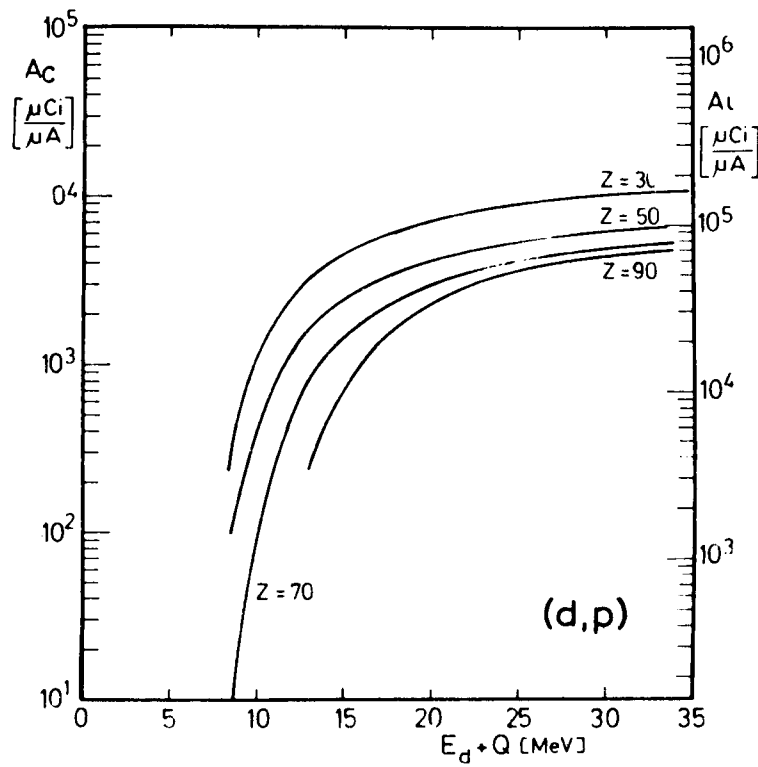
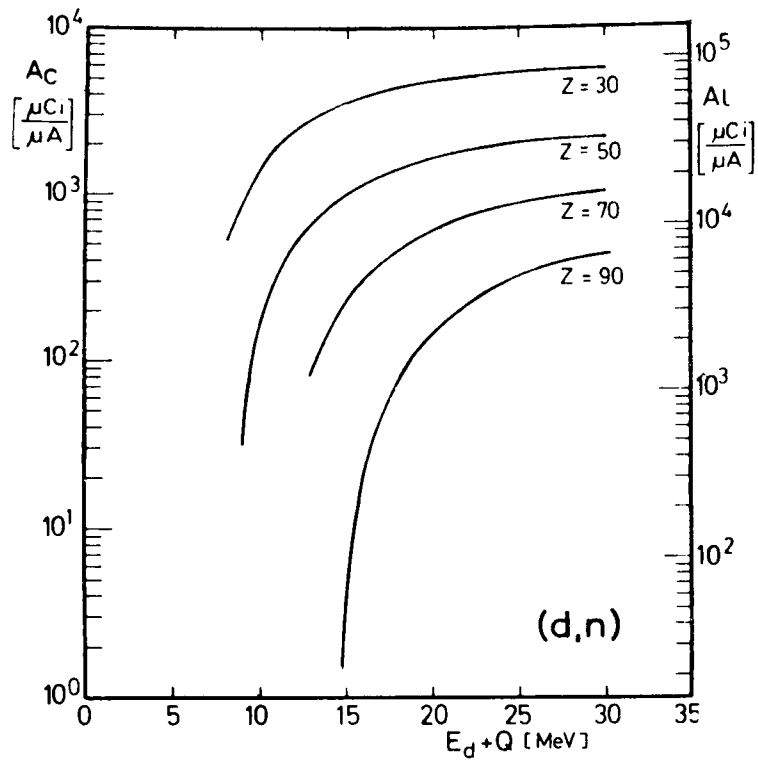


Figura 6 - Rendimientos para la irradiación de blancos gruesos (espesor infinito).

A_c - Irradiaciones cortas ($t_i = 0,1$ T)

A_l - Irradiaciones largas ($t_i = T$).

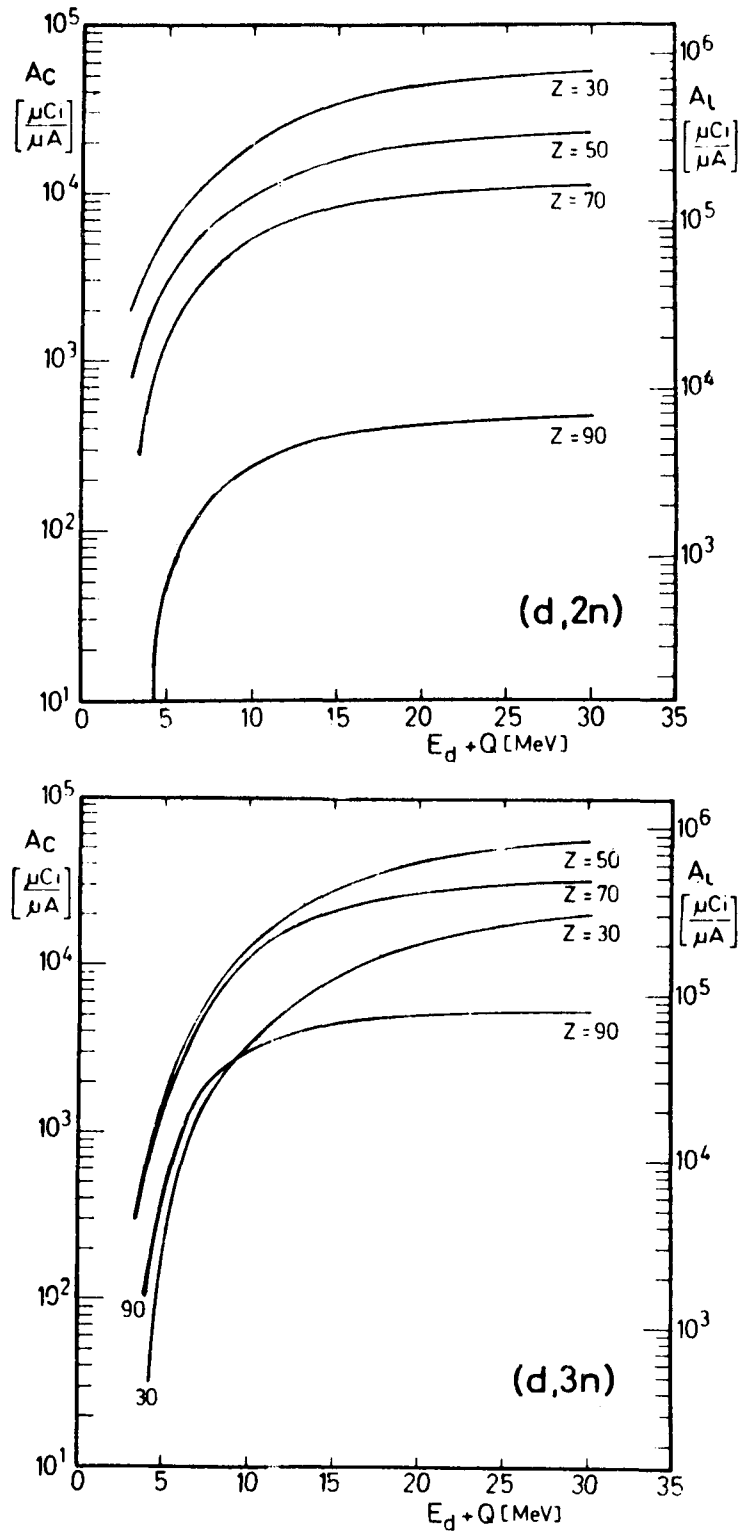


Figura 6 - Rendimientos para la irradiación de blancos gruesos (espesor infinito).

A_c - Irradiaciones cortas ($t_i = 0,1$ T)

A_l - Irradiaciones largas ($t_i = T$)

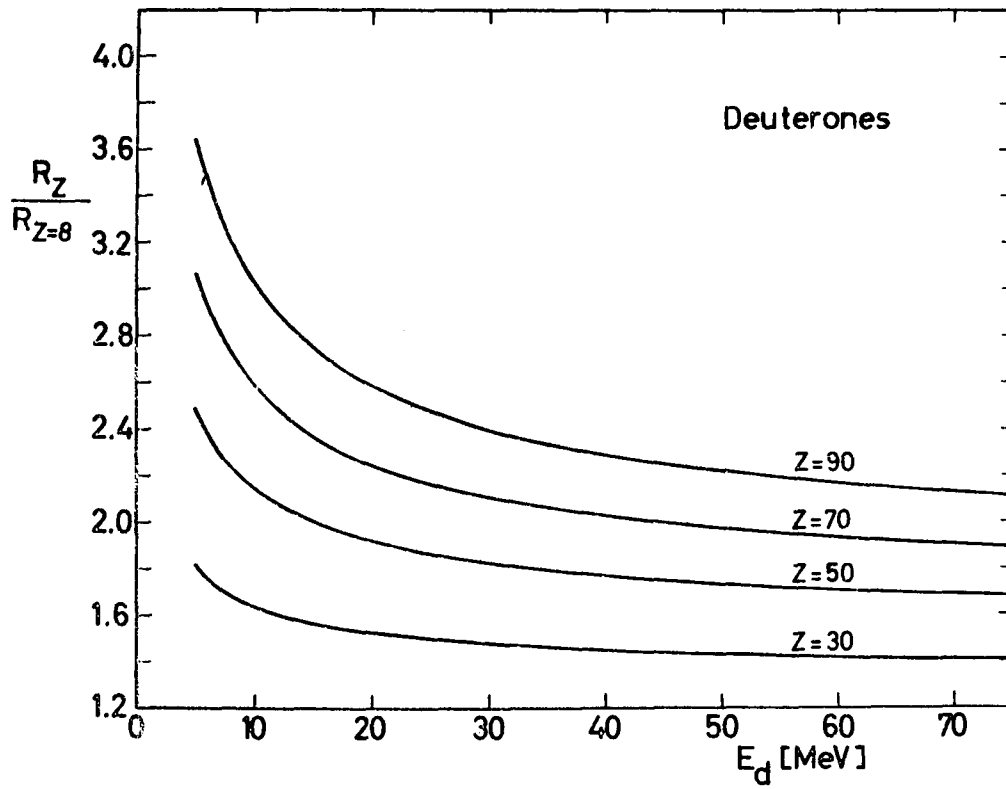


Figura 7 - Alcance de deuterones, relativos al alcance en oxígeno.

(Las curvas se han obtenido utilizando los valores publicados por Williamson y col.) (Wi - 66).

29
BIBLIOGRAFIA

- An-64 R.L. ANDELIN, J. Inorg. Nucl. Chem. 26, 1117, (1964).
- Ba-54 S.J. BALESTRINI, Phys. Rev. 95, 1502, (1954).
- Bo-61 R. BOCK, Z. Physik 164, 546, (1961).
- Bo-62 L.H. BOWEN y J.W. IRVINE, Phys. Rev. 127, 1698, (1962).
- Bo-63 R. BOCK y R. RÜDEL, Z. Physik 174, 440, (1963).
- Bu-54 W.H. BURGUS, G.A. GOWAN, J.W. HADLEY, W. HESS, T. SHULL, M.L. STEVENSON y H.F. YORK, Phys. Rev. 95, 750, (1954).
- Ch-64 K.L. CHEN y J.M. MILLER, Phys. Rev. 134, 1269 (1964).
- Cl-44 E.T. CLARKE y J.W. IRVINE, Phys. Rev. 66, 231, (1944).
- Co-66 M. COGNEAU, L. GILLY y J. CARA, Nucl. Phys. 79, 203, (1966).
- CPX-1 ORNL-CPX-1 (1964).
- De-68 R. DEBUYST y A. VANDER STRICHT, J. Inorg. Nucl. Chem. 30, 691, (1968).
- Dm-65 P.P. DMITRIEV y N.N. KRASNOV, Energ. Atomique 18, 143, (1965).
- Fu-65 S. FUKUSHIMA, S. KUME, H. OKAMURA, K. OTOZAI, K. SAKAMOTO y Y. YOSHIZAWA, Nucl. Phys., 69, 273, (1965).
- Gi-63 L.J. GILLY, G.A. HENRIET, M.P. ALVES y P.C. CAPRON, Phys. Rev. 131, 1727, (1963).
- Ka-69 A. KARPELES, Radiochim. Acta 12, 117, (1969) y 12:4, 212, (1969).
- Ke-49 E.L. KELLY y E. SEGRE, Phys. Rev. 75, 999, (1949).
- Kr-66 N.N. KRASNOV y P.P. DMITRIEV, Energie Atomique 20, 83, (1966).
- La-67 J. LANGE, KFK - 519, (1967).
- Le-66 R.M. LESSLER, W.M. GIBSON y R.A. GLASS, Nucl. Phys. 81, 401, (1966).
- Ma-65 J.H.E. MATTAUCH, W. Thiele y A.M. WAPSTRA, Nucl. Phys. 67, 1, (1965).
- Mi-51 J.A. MISKEL y A.C. WAHL, Phys. Rev. 84, 700, (1951).
- Na-67 J.B. NATOWITZ y R.L. WOLKE, Phys. Rev. 155, 1352, (1967).
- Na-69 S.J. NASSIFF, comunicación privada.
- Ot-66 K. OTOZAI, S. KUME, M. KORAMA, T. MITSUJI, T. NISHI y I. FUJIWARA, Nucl. Phys. 81, 322, (1966).

- Ot-68 K. OTOZAI, S. KUME, H. OKAMURA, A. MITO, T. NISHI y I. FUJIWARA, Nucl. Phys. A 107, 427, (1968).
- Pe-66 F.W. PEMENT y R.L. WOLKE Nucl. Phys. 86, 429, (1966).
- Ra-59 W.J. RAMLER, J.WING, D.J. HENDERSON y J. R. HUIZENGA, Phys. Rev. 114, 154, (1959).
- Re-67 J.B.J. READ, UCRL 50332, (1967).
- Ri-64 C. RILEY y B. LINDER, Phys. Rev., 134B, 559, (1964).
- Sa-64 E. SANDOVAL y E. PAEZ, Phys. Rev. 136B, 415, (1964).
- Sc-66 G.W. SCHWEIMER, KFK - 504, (1966).
- Tr-68 TRAN MINH DUC y J. TOUSSET, C.R.Acad. Sc. París, t.266 - B, 100, (1968.).
- Va-60 R. VANDERBOSCH y J.R. HUIZENGA, Phys. Rev. 120, 1313, (1960).
- Wi-59 J. WING, W.J. RAMLER, A.L. HARKNESS y J.R. HUIZENGA, Phys.Rev. 114, 163, (1959).
- Wi-63 D.C. WILLIAMS, J.W. IRVINE, Phys. Rev.130, 265, (1963).
- Wi-66 C.F. WILLIAMSON, J.P. BOUJOT y J. PICARD, CEA-R 3042 (1966).
- Wo-65 R.L. WOLKE TID-21525 (1965).
- Wo-66 R.L. WOLKE NYO-2771-13 (1966).

