

Nuevo conjunto de parámetros de las densidades de estado de tipo unicomponente

R. Capote, V. Osorio, R. López y E. Herrera

Instituto Superior de Ciencias y Tecnología Nucleares
La Habana, Cuba

E. I. Kebin

Instituto de Física Nuclear, Universidad Estatal de Moscú "M. V. Lomonosov"
Moscú, URSS

Resumen

En el presente trabajo se obtiene un nuevo conjunto de parámetros de las densidades de estado necesarias en los cálculos por modelos unificados de preequilibrio y equilibrio y se propone una sistemática para estos parámetros. Los nuevos parámetros garantizan la consistencia entre la suma de las densidades parciales por todas las posibles configuraciones partícula-hueco y la densidad total de tipo unicomponente.

New Set of One-fermion Level Density Parameters

Abstract

A new set of level density parameters for unified preequilibrium and equilibrium model calculations is obtained. Systematics for this parameters are proposed. The new parameters guarantee the consistency between the sum over all possible particle-hole components and the one-fermion total level density.

INTRODUCCION

Los cálculos de secciones eficaces de reacciones nucleares tienen una gran importancia para las aplicaciones de las tecnologías nucleares.

Como fue señalado por Young [1], uno de los problemas fundamentales que surgen al realizar esos cálculos es el de las densidades de niveles (estado), las cuales influyen notablemente en los valores de las secciones eficaces que se obtienen. Un grupo de trabajo del OIEA [2] estuvo dedicado al estudio de distintos aspectos de este problema. En él se puso de manifiesto la actualidad e importancia del desarrollo de nuevos métodos para la obtención de las densidades de estado que incluyan correcciones de tipo microscópico (efectos de apareamiento y de capas), para ser utilizadas en los cálculos por modelos unificados que traten las

reacciones de preequilibrio y equilibrio de forma consistente. En este sentido se señaló la necesidad de lograr la igualdad entre la suma de las densidades parciales (partícula-hueco), utilizadas en modelos de preequilibrio, y la densidad total de niveles, deducida de datos experimentales.

En el presente trabajo se obtiene un conjunto de parámetros para el cálculo de las densidades de estado necesarias en los modelos unificados de preequilibrio y equilibrio, para lograr los espectros de emisión y funciones de excitación. Los nuevos parámetros garantizan la autoconsistencia de los cálculos.

Primero, se ofrece la formulación cuantitativa del problema; a continuación se describe el algoritmo utilizado para los cálculos; posteriormente se brinda una sistemática para los parámetros obtenidos, los cuales se muestran en la tabla 1; y, por último, se discuten los resultados.

FORMULACION DEL PROBLEMA

Usualmente, en los cálculos realizados en los modelos de preequilibrio se utilizan las densidades de estado en su formulación unicomponente, sin establecer diferencia entre neutrones y protones. Estas densidades parciales se denotarán como $\omega_1(p, h, U)$, donde p —número de partículas, h —número de huecos y U —energía de excitación. Como mostró Williams [3] se cumple que:

$$\sum_{p=h} \omega_1(p, h, U) = \omega_1(U) \quad (1)$$

Donde:

$$\omega_1(p, h, U) = \frac{g(gU)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} \quad (2)$$

$$\omega_1(U) = \frac{\exp(2\sqrt{gU})}{\sqrt{48}U}$$

son la densidad parcial de estados para un número dado de excitones y la densidad total unicomponente de estados, respectivamente.

Siendo:

$$g = \frac{6}{\pi^2} a \quad \text{— la densidad uniparticular,}$$

Por otra parte, los parámetros necesarios para el cálculo de $\omega_1(p, h, U)$ y, en específico, la densidad uniparticular g , como regla, se toman de las tablas publicadas [4,5]. Sin embargo, en esos trabajos los parámetros tabulados se obtienen como resultado de una comparación de las densidades totales de estado, en su forma bicomponente, con el experimento:

$$\omega_2(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU^*})}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3)$$

Donde:

$$U^* = U - P$$

Siendo:

$$P = \begin{cases} \Delta & \text{— Tabla 3 del artículo de Gilbert y Cameron [4].} \\ D & \text{— Tabla 1 del artículo de Dilg y otros [5].} \end{cases}$$

Se conocen dos métodos para evitar esta contradicción entre las densidades parciales y las totales. El primero, propuesto por Gruppelaar y colaboradores [6], consiste en la renormalización de las densidades parciales $\omega_1(p, h, U)$, mul-

tiplicándolas por la relación $\omega_2(U)/\omega_1(U)$. Sin embargo, este método complica considerablemente las expresiones de cálculo de los modelos de preequilibrio. El segundo método, propuesto por Fu [7], consiste en parametrizar los resultados experimentales para obtener un nuevo conjunto de parámetros a_1 y D_1 que garantice la consistencia entre los cálculos de las densidades parciales y las densidades totales de tipo unicomponente. En el presente trabajo se utiliza precisamente este último método.

METODO DE CALCULO

Como base para la obtención de los nuevos parámetros fueron utilizados los resultados de Dilg y otros [5]. En este trabajo se parametrizaron las densidades de estado según la siguiente expresión:

$$\omega_2^D(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{a(U-D)}]}{a^{1/4}(U-D+t)^{5/4}} \quad (4)$$

Donde:

$$t = \frac{1 + [1 + 4a(U-D)]^{1/2}}{2a} \quad (5)$$

es la temperatura termodinámica [8]; el subíndice 2 se refiere a la formulación bicomponente y el supraíndice D a la formulación de Dilg; a y D —parámetros de Dilg (tabla 1 de [5]).

Los nuevos parámetros a_1 y D_1 se hallaron minimizando el funcional:

$$f(a_1, D_1) = \sum_{i=1}^n [\ell_n \omega_1(U_i) - \ell_n \omega_2^D(U_i)] \quad (6)$$

Donde:

n —número de puntos de la red por energía de excitación U .

U_i —energía de excitación en cada punto de la red.

ω_2^D —densidad bicomponente de estado, fórmula (4).

ω_1 —densidad unicomponente de estado que se toma como [7]:

$$\omega_1(U) = \frac{\exp[2\sqrt{a_1(U-D_1)}]}{\sqrt{48}(U-D_1)} \quad (7)$$

En los cálculos fue utilizada la siguiente red por energía de excitación U en MeV: 0,25–3,0 (0,25); 3,0–6,0 (0,5); 6,0–10,0 (1,0); 10,0–20,0 (2,0) donde entre paréntesis se indica el paso en cada intervalo energético. En el caso de que $D > 0$, entonces la red comienza a partir del punto $U = D$. La red fue seleccionada de la forma descrita, ya que los parámetros que se obtenían del ajuste eran más sensibles al comportamiento de la densidad a bajas energías, por lo que en esta región se escogió una red más frecuente.

Para minimizar el funcional (5), se confeccionó un programa de minimización y ajuste no lineal. En calidad de aproximación inicial para a_1 y D_1 se utilizaron como regla los valores de a y D de Dilg y otros [5].

Como mostraron los cálculos de prueba efectuados, los valores obtenidos de a_1 y D_1 no dependen de la variación de la aproximación inicial en un rango amplio, o sea, el resultado del ajuste es estable, independientemente de la aproximación inicial que se utilice.

RESULTADOS

En la tabla 1 se muestran los resultados de los cálculos de los parámetros a_1 y D_1 de las densidades unicomponentes, para dos valores del momento de inercia de los núcleos $I = I_{rig}$ e $I = 0,5 I_{rig}$.

En la figura 1 se muestra la dependencia de a_1 con respecto al índice de masa A para el caso de $I = I_{rig}$. Se puede observar que en las regiones $50 < A < 85$ y $86 < A < 150$ esta dependencia se describe por las siguientes funciones lineales:

$$a_1 = (0,184 \pm 0,007) A - (4,7 \pm 0,5) \quad 50 < A < 85 \quad (8)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0,96$.

$$a_1 = (0,113 \pm 0,003) A \quad 86 < A < 150 \quad (9)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0,955$.

Para la parametrización de D_1 se utilizó el método descrito en [5], donde se consideran los efectos par-impar en el comportamiento de la corrección de apareamiento.

En la figura 2 se muestra la dependencia de $P - D_1$ con respecto al índice de masa A para el caso de $I = I_{rig}$; P —parámetro de apareamiento se calcula de acuerdo con [9] por la fórmula:

$$P = \begin{cases} 25,6 A^{-1/2} & \text{núcleos par-pares} \\ 12,8 A^{-1/2} & \text{núcleos impares} \\ 29,4 A^{-1} & \text{núcleos impar-impares} \end{cases} \quad (10)$$

Como resultado del ajuste se obtuvo la siguiente parametrización para $P - D_1$ en el caso de que $I = I_{rig}$:

$$P - D_1 = (96 \pm 9) A^{-1} \quad 50 < A < 150 \quad (11)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0,66$.

Considerando los errores en los datos experimentales, que llevan a errores en la determinación de los parámetros a_1 y D_1 , se debe destacar que la utilización de (8), (9) y (11) en lugar de las tablas resulta más conveniente, incluso cuando estas últimas contengan los datos necesarios. Esto se debe a

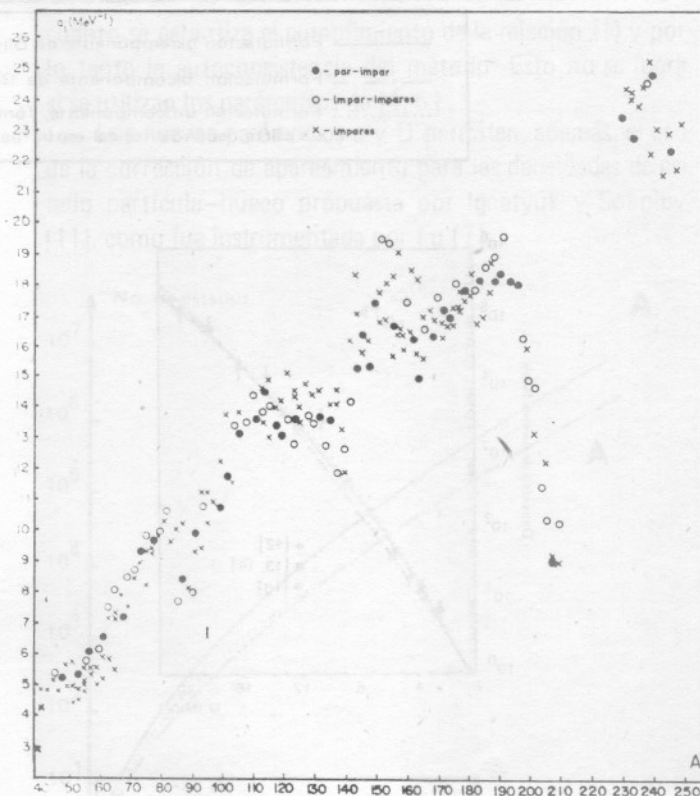


Fig. 1 Ploteo de los parámetros a_1 versus el índice de masa A .

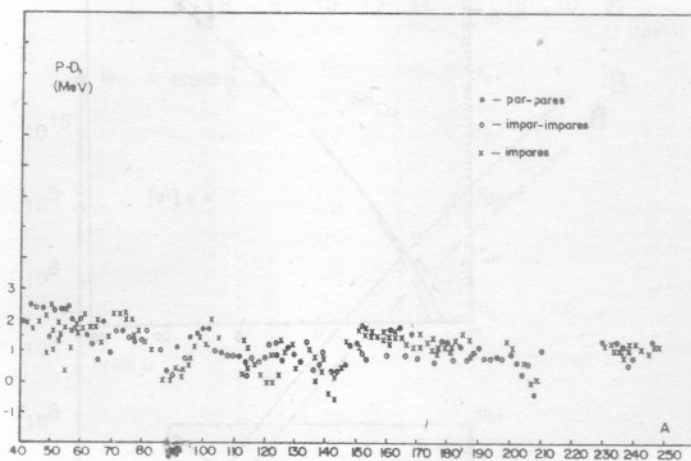


Fig. 2 Ploteo de los valores de $P - D_1$ versus el índice de masa A .

que el comportamiento medio de los parámetros a_1 y D_1 descrito por las fórmulas mencionadas, debe depender en menor medida de los errores experimentales.

DISCUSION DE LOS RESULTADOS

En la figura 3 se muestran los resultados del ajuste de los datos experimentales de las densidades de niveles, usando la fórmula bicomponente (4) y la unicomponente (7)

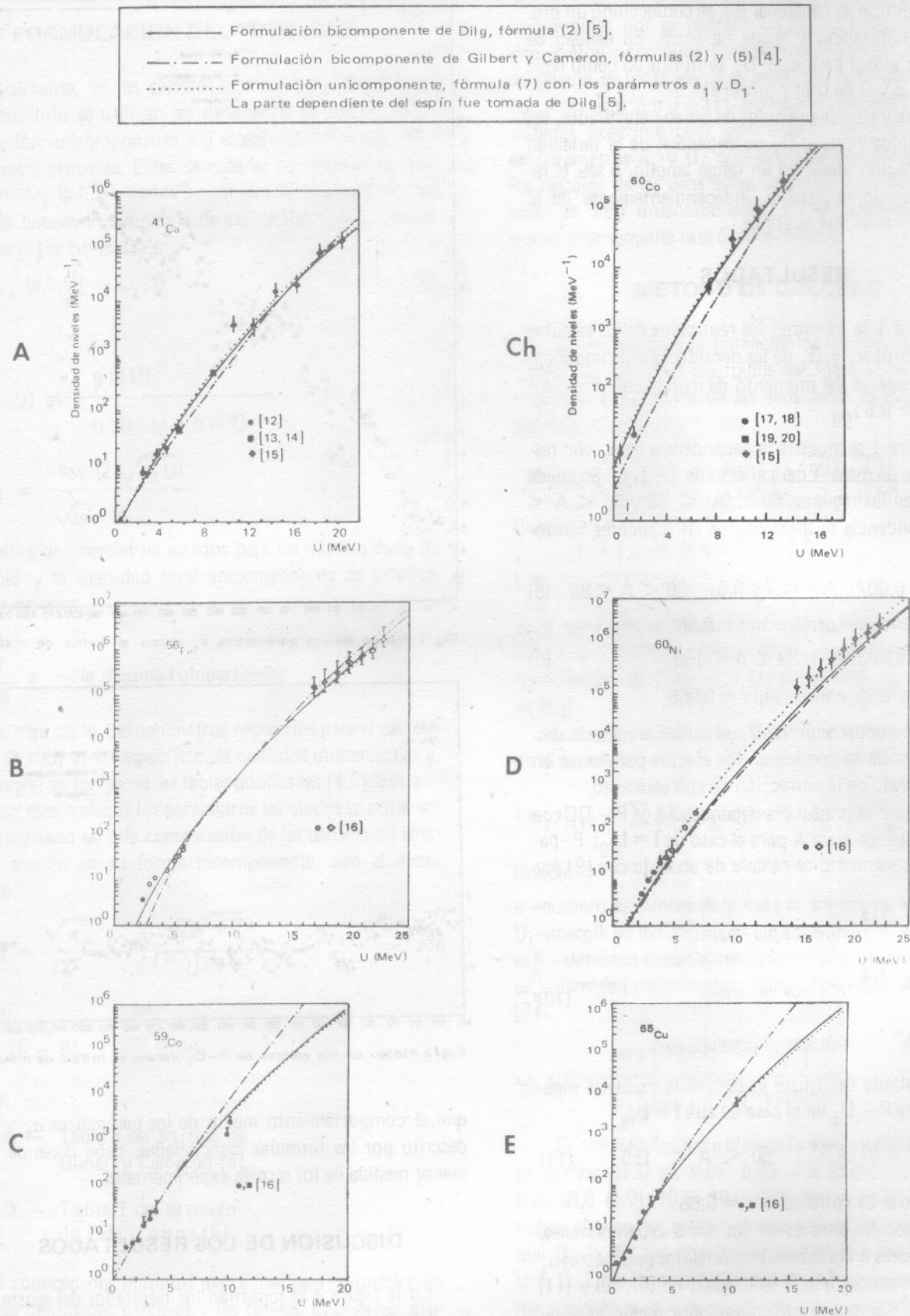


Fig. 3 Comparación de las densidades de niveles experimentales y teóricos.

para la densidad total de niveles. Los resultados se encuentran en concordancia con los del trabajo de Fu [7]. Se puede observar que los cálculos por la fórmula unicomponente, utilizando los nuevos parámetros α_1 y D_1 , describen, tanto los datos experimentales como los resultados del cálculo por la fórmula (6), usando los parámetros α y D de Dilg. Esta concordancia con los resultados obtenidos utilizando los parámetros de Dilg es lógica, por cuanto el ajuste se realizó sobre la base de los resultados. En la misma figura aparecen los resultados que se obtienen al utilizar los parámetros de Gilbert y Cameron [4], que es la parametrización más difundida. Podemos señalar que los cálculos para el ^{60}Ni y el ^{56}Fe se realizaron usando los parámetros α_1 y D_1 obtenidos por las fórmulas (8) y (11). Estos últimos describen satisfactoriamente los datos experimentales.

Por último, para mostrar el cumplimiento de la relación (1), en la figura 4, se representa también el resultado de los cálculos de la suma de densidades parciales:

$$\sum_{p=h} \omega_1(p, h, U) \quad (12)$$

Donde:

$$\omega_1(p, h, U) = \frac{g [g(U - D) - A]^{n-1}}{p! h! (n-1)!} \quad (13)$$

Siendo:

$$A = \frac{p^2 + h^2 - 3h + p}{4} \quad (14)$$

Esta representación para las densidades parciales fue tomada de [7] y en ella se emplearon para realizar los cálculos, primero, los parámetros de Dilg [5] y, después, los calculados en el presente trabajo. Como se puede apreciar, la autoconsistencia en los cálculos, o sea, el cumplimiento de la relación (1) se alcanza solamente con la utilización de los últimos.

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se ha obtenido un nuevo conjunto de parámetros para el cálculo de la densidad total de estados en su formulación unicomponente, que permite eliminar las contradicciones internas existentes en los cálculos por los modelos unificados de preequilibrio y equilibrio. Aunque frecuentemente en los cálculos de preequilibrio se logra una descripción adecuada del experimento utilizando los parámetros de la formulación bicomponente [10], aun así resulta más conveniente utilizar los nuevos parámetros aquí obtenidos para la formulación unicomponente, por

cuanto se garantiza el cumplimiento de la relación (1) y por lo tanto la autoconsistencia del método. Esto no se logra si se utilizan los parámetros de [4, 5].

Los nuevos parámetros α y D permiten, además, el uso de la corrección de apareamiento para las densidades de estado partícula-hueco propuesta por Ignatyuk y Sokolov [11], como fue instrumentada por Fu [7].

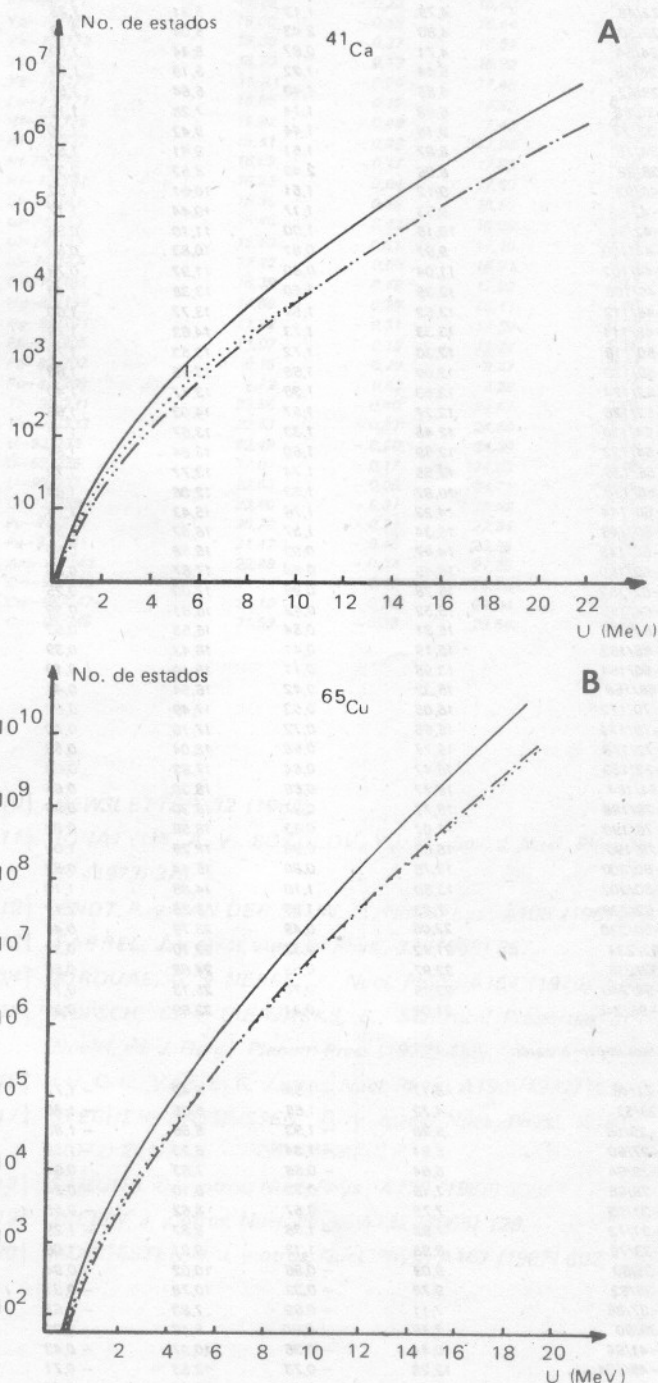


Fig. 4 Comparación de la suma de las densidades parciales, fórmula (12), con los parámetros de Dilg [5] — y con parámetros α_1 y D_1 — — — respecto a la densidad total de estados unicomponentes, fórmula (7).....

Tabla 1

Valores calculados de los parámetros a_1 (MeV^{-1}) y D_1 (MeV)

	$I = 0,5 I_{rig}$		$I = I_{rig}$			$I = 0,5 I_{rig}$		$I = I_{rig}$	
	a_1	D_1	a_1	D_1		a_1	D_1	a_1	D_1
Núcleos par-parés:									
Ca-20/44	4,78	1,60	4,95	1,35	I-53/128	12,66	-0,90	13,81	-0,88
Ti-22/48	4,79	1,13	5,31	1,23	Cs-55/134	11,93	-0,98	12,93	-0,98
Ti-22/50	4,80	2,43	5,04	2,18	La-57/140	11,66	-0,77	12,81	-0,75
Cr-24/54	4,71	0,87	5,44	1,09	Pr-59/142	13,02	-0,15	14,33	-0,14
Fe-26/58	5,44	1,22	6,18	1,32	Eu-63/152	18,26	-0,76	19,69	-0,76
Ni-28/62	5,85	1,40	6,64	1,55	Eu-63/154	18,11	-0,39	19,53	-0,41
Zn-30/68	6,58	1,14	7,28	1,19	Tb-65/160	16,17	-0,71	17,63	-0,71
Ge-32/74	9,16	1,44	9,42	1,30	Ho-67/166	15,49	-0,74	16,75	-0,74
Se-34/78	8,87	1,51	9,81	1,50	Tm-69/170	16,36	-0,57	17,86	-0,57
Sr-38/88	8,06	2,49	8,52	2,39	Lu-71/176	16,91	-0,49	18,23	-0,50
Zr-40/92	9,12	1,51	10,01	1,51	Ta-73/182	16,68	-0,60	18,02	-0,61
Mo-42/96	9,53	1,17	10,44	1,17	Re-75/186	17,27	-0,56	18,74	-0,56
Mo-42/98	10,15	1,00	11,10	0,99	Re-75/188	17,55	-0,64	19,07	-0,64
Ru-44/100	9,97	0,87	10,83	0,83	Ir-77/192	18,15	-0,56	19,75	-0,55
Ru-44/102	11,04	0,80	11,97	0,78	Ir-77/194	16,66	-0,63	18,20	-0,57
Pd-46/106	12,35	1,50	13,38	1,49	Au-79/198	15,02	-0,57	16,44	-0,57
Cd-48/112	12,52	1,59	13,77	1,60	Tl-81/204	10,28	-0,17	11,61	-0,07
Cd-48/114	13,33	1,73	14,63	1,73	Tl-81/206	9,32	-0,53	10,54	-0,43
Sn-50/118	12,30	1,72	13,53	1,73	Bi-83/210	9,26	-0,96	10,48	-0,86
Sn-50/120	12,00	1,66	13,25	1,63	Np-93/238	23,03	-0,45	24,85	-0,46
Te-52/124	12,53	1,38	13,77	1,40	Núcleos impares:				
Te-52/126	12,77	1,57	14,03	1,56	Ar-18/41	4,05	-0,28	4,91	0,07
Xe-54/130	12,45	1,33	13,67	1,31	K-19/41	3,49	-1,51	4,39	0,05
Xe-54/132	12,59	1,60	13,84	1,61	Ca-20/41	3,68	-0,33	4,39	0,05
Ba-56/136	12,55	1,74	13,77	1,73	Ca-20/43	4,15	-0,54	4,98	-0,01
Ba-56/138	10,87	1,63	12,06	1,64	Ca-20/45	4,41	-0,20	5,27	0,14
Nd-60/144	14,22	1,76	15,43	1,74	Ti-22/47	4,19	-0,57	4,98	-0,12
Nd-60/146	15,34	1,57	16,57	1,55	Ti-22/49	4,83	0,58	5,74	0,84
Sm-62/148	14,47	0,93	15,58	0,89	V-23/49	4,35	-0,60	5,08	-0,28
Sm-62/150	16,45	0,88	17,67	0,85	V-23/51	6,61	1,45	5,80	0,73
Sm-62/152	15,78	0,26	17,00	0,25	Cr-24/51	4,26	-0,24	5,03	0,13
Gd-64/156	15,52	0,42	16,81	0,39	Cr-24/53	4,58	0,30	4,69	0,42
Gd-64/158	15,21	0,54	16,55	0,53	Cr-24/55	4,69	-0,42	5,66	-0,04
Dy-66/162	15,19	0,41	16,43	0,39	Mn-25/51	3,79	-1,13	4,53	-0,71
Dy-66/164	13,98	0,11	15,19	0,10	Mn-25/53	4,16	-0,53	4,91	-0,13
Er-68/168	15,32	0,42	16,54	0,41	Mn-25/55	4,25	-0,85	4,90	-0,61
Yb-70/172	16,05	0,53	17,49	0,52	Fe-26/55	4,37	-0,18	5,14	0,16
Yb-70/174	15,65	0,72	17,10	0,70	Fe-26/57	4,69	-0,44	5,60	0,03
Hf-72/178	16,77	0,55	18,04	0,53	Co-27/55	4,44	1,26	5,22	1,39
Hf-72/180	16,47	0,64	17,63	0,63	Co-27/57	4,69	0,20	5,54	0,52
W-74/184	16,77	0,66	18,30	0,65	Co-27/59	4,94	-0,19	5,68	0,04
Os-76/188	16,77	0,97	18,30	0,96	Ni-28/59	4,40	-0,63	5,19	-0,21
Os-76/190	17,07	0,83	18,59	0,82	Ni-28/61	5,12	-0,46	6,03	-0,07
Pt-78/196	16,67	0,98	18,25	1,00	Ni-28/63	6,04	0,52	7,22	0,87
Hg-80/200	13,76	0,80	15,14	0,82	Ni-28/65	6,25	0,51	7,41	0,72
Hg-80/202	13,60	1,10	14,98	1,10	Cu-29/61	4,52	-0,91	5,39	-0,52
Pb-82/208	7,83	1,95	9,25	2,19	Cu-29/63	5,16	-0,40	5,98	-0,18
Th-90/230	22,06	0,49	23,76	0,46	Cu-29/65	4,91	-0,42	5,62	-0,25
U-92/234	21,42	0,33	23,10	0,31	Zn-30/65	6,39	-0,53	7,29	-0,41
U-92/236	22,97	0,58	24,66	0,56	Zn-30/67	7,05	0,24	8,09	0,32
Pu-94/240	23,15	0,78	25,13	0,78	Zn-30/69	6,62	0,01	7,64	0,11
Cm-96/246	21,04	0,41	22,69	0,39	Ge-32/71	7,57	-0,80	8,56	-0,70
Núcleos impar-imparés:									
Sc-21/46	5,17	-1,59	5,40	-1,77	Ge-32/73	7,96	-0,78	9,00	-0,72
V-23/52	4,72	-1,65	5,05	-1,75	Ge-32/75	7,30	-0,89	8,33	-0,80
Mn-25/56	5,28	-1,93	5,86	-1,88	Ge-32/77	8,41	0,00	9,56	0,01
Co-27/60	5,81	-1,54	6,23	-1,58	Se-34/75	8,47	-0,71	9,48	-0,65
Cu-29/64	6,84	-0,66	7,63	-0,64	Se-34/77	8,43	-0,69	9,46	-0,64
Cu-29/66	7,19	-0,32	8,10	-0,24	Se-34/79	8,90	-0,19	9,99	-0,17
Ga-31/70	7,75	-0,57	8,62	-0,55	Se-34/81	9,28	0,08	10,45	0,10
Ga-31/72	7,92	-1,36	8,87	-1,28	Se-34/83	8,56	0,31	9,79	0,35
As-33/76	8,95	-1,12	9,91	-1,06	Sr-38/85	9,12	0,29	10,17	0,33
Br-35/80	9,09	-0,96	10,02	-0,94	Sr-38/87	9,15	1,19	10,32	1,26
Br-35/82	9,78	-0,32	10,78	-0,31	Se-38/89	6,98	1,15	8,20	1,32
Rb-37/86	7,11	-0,69	7,83	-0,67	Zr-40/91	8,22	0,84	9,41	0,93
Y-39/90	7,18	0,00	8,16	-0,07	Zr-40/93	10,00	1,08	11,36	1,13
Nb-41/94	10,44	-0,35	10,97	-0,43	Zr-40/95	10,08	0,76	11,39	0,79
Rh-45/104	12,28	-0,73	13,53	-0,71	Mo-42/93	8,41	0,93	9,50	1,01
Ag-47/108	12,41	-0,61	13,64	-0,60	Mo-42/95	9,15	0,47	10,32	0,54
Ag-47/110	13,26	-0,65	14,58	-0,63	Mo-42/97	9,81	0,11	11,00	0,15
In-49/114	13,26	0,05	13,99	0,00	Mo-42/99	11,02	-0,23	12,31	-0,20
In-49/116	13,37	-0,44	14,13	-0,49	Mo-42/101	13,80	0,04	13,85	0,06
Sb-51/122	12,64	-0,90	13,76	-0,89	Ru-44/103	10,42	-0,78	11,66	-0,74
Sb-51/124	11,97	-1,05	12,96	-1,05	Ru-44/105	12,50	-0,17	13,93	-0,15
					Cd-48/113	12,24	-0,13	13,60	-0,11
					Cd-48/115	13,52	0,03	15,00	0,04
					Sn-50/113	13,48	0,97	14,79	0,95

Tabla 1 (Continuación)
Valores calculados de los parámetros a_1 (MeV^{-1}) y D_1 (MeV)

	$I = 0,5 I_{\text{rig}}$		$I = I_{\text{rig}}$			$I = 0,5 I_{\text{rig}}$		$I = I_{\text{rig}}$	
	a_1	D_1	a_1	D_1		a_1	D_1	a_1	D_1
Sn-50/115	11,82	0,77	13,10	0,77	Er-68/165	15,71	-0,48	17,19	-0,48
Sn-50/117	12,76	0,67	14,14	0,66	Er-68/167	15,75	-0,26	17,30	-0,25
Sn-50/119	12,86	0,93	14,36	0,94	Er-68/169	15,42	-0,19	17,01	-0,18
Sn-50/121	13,69	1,17	15,24	1,17	Er-68/171	15,29	-0,23	16,90	-0,21
Sn-50/123	12,91	1,20	14,57	1,23	Yb-70/171	15,00	-0,59	16,44	-0,59
Sn-50/125	12,08	0,83	13,63	0,84	Yb-70/173	15,30	-0,27	16,81	-0,26
Te-52/123	13,21	0,32	14,60	0,32	Yb-70/175	15,20	-0,13	16,82	-0,12
Te-52/125	12,76	-0,24	14,11	-0,23	Yb-70/177	15,81	-0,04	17,48	-0,02
Te-52/127	13,40	0,14	14,92	0,17	Lu-71/177	16,65	-0,12	17,32	-0,17
Te-52/129	13,08	-0,10	14,52	-0,09	Hf-72/175	16,02	-0,48	17,48	-0,48
Te-52/131	13,07	0,61	14,66	0,63	Hf-72/177	16,41	-0,23	17,98	-0,22
Ba-56/135	12,92	0,04	14,25	0,03	Hf-72/179	16,09	-0,17	17,69	-0,16
Ba-56/137	12,82	1,14	14,28	1,14	Hf-72/181	16,23	-0,04	17,89	-0,04
Ba-56/139	11,74	0,65	13,45	0,69	ω -74/181	16,95	-0,16	18,50	-0,16
La-57/139	11,33	0,42	12,09	0,38	ω -74/183	15,46	-0,42	16,98	-0,41
Ce-58/137	13,47	0,25	14,77	0,24	ω -74/185	15,53	-0,61	17,10	-0,59
Ce-58/141	14,32	1,49	16,30	1,54	ω -74/187	17,12	0,05	18,91	0,05
Ce-58/143	15,31	0,86	17,27	0,90	Os-76/187	16,39	-0,48	17,92	-0,47
Nd-60/143	16,48	1,66	18,42	1,69	Hg-80/199	14,68	-0,39	16,11	-0,40
Nd-60/145	14,31	0,55	15,94	0,57	Hg-80/201	11,92	-0,31	13,30	-0,27
Nd-60/147	15,11	-0,21	16,73	-0,20	Pb-82/205	11,07	0,19	12,44	0,26
Nd-60/151	16,22	-0,12	17,92	-0,13	Pb-82/207	8,16	0,79	9,47	0,97
Sm-62/151	15,32	-0,71	16,90	-0,68	Pb-82/209	7,72	0,52	9,28	0,75
Sm-62/153	15,44	-0,72	17,01	-0,69	Th-90/231	22,66	-0,40	24,67	-0,40
Sm-62/155	14,30	-0,69	15,80	-0,67	Th-90/233	22,41	-0,37	24,50	-0,37
Gd-64/153	16,67	-0,49	18,22	-0,49	U-92/233	22,49	-0,20	24,39	-0,21
Gd-64/155	16,86	-0,54	18,43	-0,52	U-92/235	22,01	-0,17	24,03	-0,16
Gd-64/157	15,09	-0,42	16,58	-0,41	U-92/237	22,63	-0,05	24,71	-0,04
Gd-64/159	15,11	-0,39	16,67	-0,37	U-92/239	23,40	-0,37	25,52	-0,37
Gd-64/161	15,02	-0,24	16,61	-0,23	Pu-94/239	20,70	-0,31	22,54	-0,31
Dy-66/157	17,68	-0,45	19,20	-0,46	Pu-94/241	21,42	-0,45	23,35	-0,45
Dy-66/159	14,63	-0,64	16,05	-0,63	Am-95/243	20,48	-0,34	21,86	-0,36
Dy-66/161	17,04	-0,46	18,61	-0,46	Cm-96/245	21,36	-0,17	23,28	-0,17
Dy-66/163	14,48	-0,61	15,93	-0,60	Cm-96/247	20,10	-0,34	22,04	-0,33
Dy-66/165	14,22	-0,52	15,75	-0,50	Cm-96/249	21,53	-0,38	23,58	-0,38
Er-68/163	16,86	-0,48	18,37	-0,48					

BIBLIOGRAFIA

- [1] YOUNG, P. G., *Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology*, Antwerp, Sept. 6-10 (1982) 506.
- [2] BNL-NCS-51694 (1983).
- [3] WILLIAMS, F. C. jr., *Nucl. Phys.*, A166 (1971) 231.
- [4] GILBERT, A. y CAMERON, A. G. W., *Can. J. Phys.*, 43 (1965) 1446.
- [5] DILG, W., SCHANTL, W. y otros, *Nucl. Phys.*, A217 (1973) 269.
- [6] GRUPPELAAR, H., BNL-NCS-51694 (1983) 43.
- [7] FU, C. Y., *Nucl. Sci. & Eng.*, 86 (1984) 344.
- [8] LANG, J. M. B. y LE COUTEUR, K. J., *Proc. Phys. Soc.*, A67 (1954) 585.
- [9] KUMEL, H., MATTAUCH, J. H. y otros, *Nucl. Phys.*, 63 (1965) 1.
- [10] NEWSLETTER, 32 (1985).
- [11] IGNATYUK, A. V., SOKOLOV, Yu. V., *Sov. J. Nucl. Phys.*, 17 (1973) 376.
- [12] ENDT, P. y VAN DER LEUN, C., *Nucl. Phys.*, A105 (1967).
- [13] FARREL, J. y otros, *Ann. of Phys.*, 37 (1966) 367.
- [14] KIROUAE, G. y NEBEL, J., *Nucl. Phys.*, A154 (1970) 36.
- [15] KOPSCH, D. y CIERJACKS, S., *Statistical Properties of Nuclei*, ed. J. Garg., Plenum Press (1972) 455.
- [16] LU, C. C., VAZ, L. C. y otros, *Nucl. Phys.*, A190 (1972) 229.
- [17] STECHER-RASMUSSEN, F. y otros, *Nucl. Phys.*, A181 (1972) 241.
- [18] SAMOUR, C. y otros, *Nucl. Phys.*, A130 (1969) 353.
- [19] JULIEN, J. y otros, *Nucl. Phys.*, A132 (1965) 129.
- [20] MORGESTEN, J. J. y otros, *Nucl. Phys.*, A102 (1967) 602.