

PARAMETRO DEL ELEMENTO MATRICIAL EN EL MODELO DEL EXCITON

E. Herrera, V. Osorio, R. Capote, R. López, T. Frómata y K. D'Alessandro
 Instituto Superior de Ciencias y Tecnología Nucleares
 La Habana, Cuba

Resumen

Se realizaron cálculos de espectros de emisión neutrónica en un amplio rango de núcleos utilizando distintas variantes de los parámetros g y D de las densidades de estado. Se utilizó en el cálculo de las velocidades internas de transición al valor promedio de la densidad uniparticular de niveles $g = A/13$. Los valores obtenidos para el parámetro K del elemento matricial del modelo del excitón (ME) muestran una fuerte dependencia del número másico A para todas las variantes de los parámetros de las densidades de estado utilizadas, lo cual evidencia las limitaciones de la parametrización utilizada.

PARAMETER OF MATRITIAL ELEMENT IN THE EXCITON MODEL

Abstract

Calculations of neutron emission spectra in a wide range of nuclei using different alternatives of g and D parameters of state density were performed. The average value of uniparticular level density $g = A/13$ was used to calculate the internal velocity of transition. The values obtained for parameter K of matritial element of exciton model show a strong dependence of mass number A for all alternatives of states density parameters used.

This shows the limitants of parametrization used.

INTRODUCCION

Para calcular secciones eficaces absolutas por el modelo del excitón (ME) Kalbach [1] propuso evaluar el cuadrado del elemento matricial de la interacción biparticular de acuerdo con la siguiente parametrización:

$$\langle M^2 \rangle = K A^{-3} E^{-1} \quad (1)$$

donde:

K : parámetro fenomenológico.

A : índice de masa del núcleo compuesto.

E : energía de excitación del núcleo compuesto.

En la literatura se reportan distintos valores del parámetro K [1-5]. Como señalaron Kalbach [4] y Cindro [2], el valor del parámetro K depende de la formulación de las densidades de estado utilizadas. En el presente trabajo se analiza el comportamiento del parámetro K en el cálculo de espectros de emisión neutrónicos para un amplio rango de núcleos, utilizan-

do diferentes parametrizaciones de las densidades de estado.

FORMALISMO DE CALCULO

En este punto vamos a tratar dos aspectos fundamentales: la variante del ME utilizada en los cálculos y los datos de entrada necesarios para los cálculos.

Modelo del excitón

Fue utilizado el ME unicomponente propuesto originalmente por Kalbach y Blann [6-8] con las siguientes modificaciones:

-El factor $R_b(n)$, que permite el empleo de las densidades de estado unifermiónicas en los cálculos, se tomó de acuerdo con Kalbach [4], donde se denomina $Q_b(n)$. Así se garantiza que cuando $n > n_{eq}$ entonces $R_b(n) = 1$.

-Se utiliza la corrección para la profundidad finita del pozo potencial propuesta por Betak [9] en los cálculos de las densidades de estado partícula-hueco y de las densidades de estado finales.

-El cuadrado del elemento matricial $\langle M^2 \rangle$ se parametriza por la fórmula (1) como indicó Kalbach [1]. El parámetro K se ajusta para la descripción óptima de los datos experimentales.

- En el cálculo de las velocidades internas de transición λ_{\pm} se utiliza siempre la densidad uniparticular de estado del núcleo compuesto $g = A/13$. Este procedimiento de acuerdo con Cindro y colaboradores [2] debe disminuir las fluctuaciones del parámetro K . El tiempo de vida del núcleo compuesto en un estado de n excitones $\tau(n)$ se obtiene resolviendo el sistema de ecuaciones algebraicas propuesto por Luider como aparece en [10,11].

Todos los cálculos se realizaron con una versión modificada del programa PREANG [11] en una microcomputadora IBM PC compatible.

En los cálculos no se consideró la competencia de la emisión gamma, ni la emisión multiparticular.

Datos de entrada

Los datos necesarios para los cálculos se tomaron de las siguientes fuentes:

- Las secciones eficaces inversas $\sigma_{inv}(E)$ por todos los canales de reacción (n, p, d, t, α, He^3) se calcularon utilizando la parametrización propuesta por Chatterjee y colaboradores [12].

-La sección eficaz de reacción $\sigma_r(E)$ se calculó por el programa SCAT2 [13] utilizando el potencial de Wilmore-Hodgson [14].

-Los defectos de masa y energías de enlace se tomaron de la compilación de Kravsov [15].

-Los parámetros g y D necesarios para el cálculo de las densidades de estado partícula-hueco se tomaron de las compilaciones [16-18] utilizando las siguientes combinaciones:

1. $g = A/13$, D de Gilbert y Cameron [16].

2. g y D , de Dilg y colaboradores [17].

3. g y D , de Gilbert y Cameron [16].

4. g y D , de [18].

En todos los casos se usaron para los cálculos las sistematizaciones que aparecen en cada artículo; esto limita el rango de núcleos a calcular por cada variante de la siguiente forma:

1. No está limitado el rango.

2. Sistematización de g y D para $40 < A < 63$.

3. Sistematización de g para $40 < A < 150$.

4. Sistematización de g para $50 < A < 150$.

Con las variaciones antes enumeradas se realizaron los cálculos de espectros de emisión neutrónica. El valor del parámetro libre K se obtuvo a partir del ajuste óptimo de los resultados teóricos con los experimentales en la

región de 6-9 MeV para las cuatro variantes mencionadas de los parámetros de densidades de estado g y D .

DISCUSION DE LOS RESULTADOS

En las figuras 1 y 2 se muestra que el modelo utilizado permite una buena descripción de los datos experimentales.

Las desviaciones presentes a bajas energías de emisión son consecuencia de no considerar la emisión múltiple, en particular el canal ($n, 2n$). No se tuvo en cuenta la emisión multiparticular, ya que esto complicaría los cálculos y no influye en la consecución del objetivo del presente trabajo, por cuanto la emisión múltiple para energías incidentes de 14 MeV es fundamentalmente una emisión de equilibrio y depende poco del valor del parámetro K . También en algunos núcleos existen desviaciones para energías altas de emisión, las cuales solo pueden explicarse considerando un aporte del mecanismo directo de reacción.

Los valores óptimos de K que describen los datos experimentales en dependencia de los parámetros g y D utilizados se muestran en las tablas 1 y 2. La dependencia de K frente al número másico A para cada una de las energías de que se disponían datos experimentales se muestra en las figuras 3a y 3b.

Como puede apreciarse en la figura 3a, no hay un comportamiento sistemático del parámetro K en dependencia del número másico para las distintas variantes de los parámetros de densidades de estado utilizados. Los valores "óptimos" de K fluctúan de 150 a 4000, y se concentran, fundamentalmente, en la banda de 400 a 1200.

Una situación similar se refleja en la figura 3b. Este comportamiento puede explicarse de la siguiente forma [2]: en una primera aproximación la intensidad del espectro de preequilibrio es inversamente proporcional a la velocidad de transición dominante en los primeros momentos de la reacción: $\lambda_+ (\lambda_+ > \lambda_-)$, o sea:

$$d\sigma/d\varepsilon \sim \lambda_+^{-1} \quad (2)$$

Para una energía de excitación dada y tomando el número de excitones $n = 3$ (es el aporte fundamental) podemos escribir a λ_+ como:

$$\lambda_+ \sim \langle M^2 \rangle \omega_+ | n = 3, E = \text{cte} \cong KA^{-3}g^3 \quad (3)$$

$$\cong KA^{-3}(A/13)^3$$

de donde obtenemos que:

$$d\sigma/d\varepsilon \sim 13^3/K \quad (4)$$

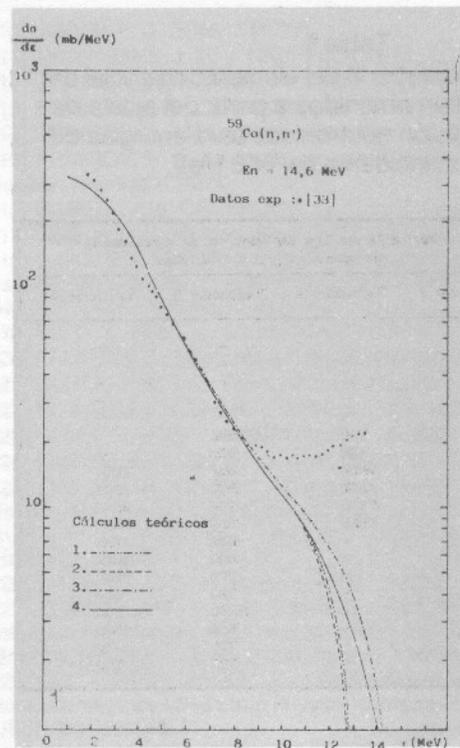
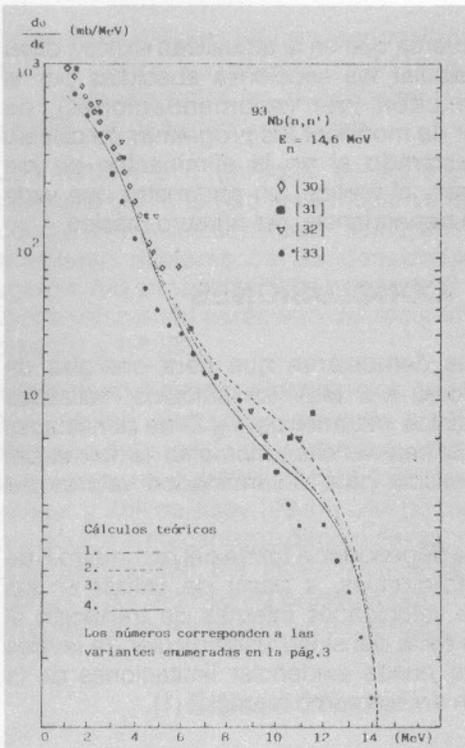


Figura 1 Espectro de emisión neutrónica $^{93}_{41}\text{Nb}(n,n')$

Figura 2 Espectro de emisión neutrónica $^{59}_{27}\text{Co}(n,n')$

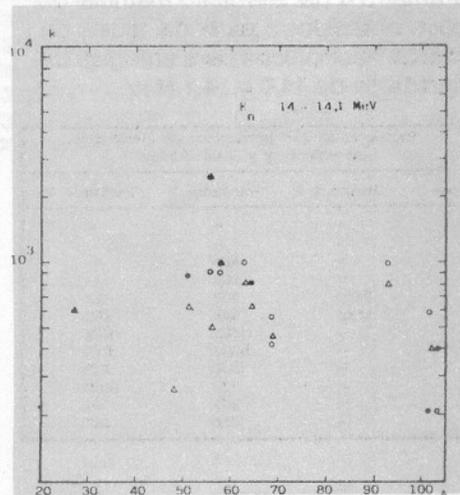
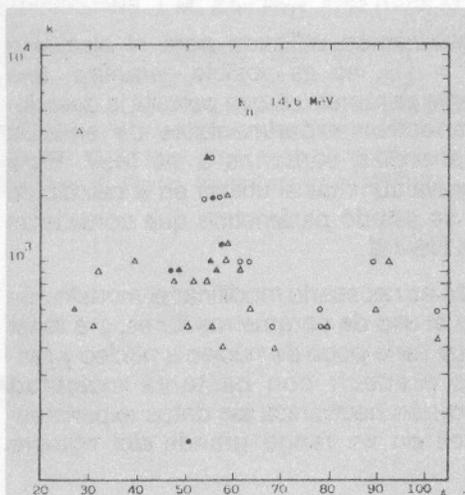


Figura 3 Parámetro K de $\langle M^2 \rangle$ vs A
a) Para energía del neutrón incidente de 14,6 MeV

Figura 3 Parámetro K de $\langle M^2 \rangle$ vs A
b) Para energía del neutrón incidente de 14,0 y 14,1 MeV

De aquí se deriva que el aporte fundamental del mecanismo de preequilibrio al espectro de emisión es inversamente proporcional al valor del parámetro K del elemento matricial, si calculamos las velocidades internas de transición λ_{\pm} con el valor promedio de la densidad uniparticular de estado $g = A/13$ como se tomó en este trabajo. O sea, al ajustar el valor de K se varía explícitamente la velocidad interna de transición. Sin embargo, una serie de evidencias indican que la velocidad interna de transición debe ser aproximadamente una constante que no dependa del número másico. Por esta razón nuestros resultados con respecto a la fuerte variación de K, necesaria para un ajuste

correcto de los espectros experimentales, solo pueden explicarse si consideramos dos posibilidades:

a) La parametrización del elemento matricial (1) no es adecuada y por tanto es falsa la aproximación realizada para la deducción de las fórmulas (3) y (4). Esto implicaría que el parámetro K no fuera una constante, sino que variaría de núcleo en núcleo, o sea, tendría una dependencia funcional adicional.

b) Existe la posibilidad de que en los ajustes realizados pueda haber influido negativamente la presencia de efectos físicos no considerados como el mecanismo directo de reacción, o incluso el criterio subjetivo

Tabla 1

Valores del parámetro K del elemento matricial del modelo del excitón obtenidos a partir del ajuste de espectros de emisión neutrónicos para energías del neutrón incidente de 14,6 MeV.

Núcleo	Variante de los parámetros de densidades de estado g y D utilizadas			
	Variante 1	Variante 2	Variante 3	Variante 4
Al-27	800	-	-	-
Si-28	4000	-	-	-
P-31	500	-	-	-
S-32	900	-	-	-
Ca-40	1000	-	-	-
Ti-48	800	900	1500	-
V-51	500	150	180	-
Mn-55	800	3000	850	2000
Fe-56	500	1000	900	3000
Ni-58	400	1200	900	2000
Co-59	1000	2000	900	2000
Cu-63	800	-	450	1000
Zn-64	800	-	900	1000
Ga-69	400	-	300	500
Br-79	500	-	400	800
Se-80	500	-	2000	500
Zr-90	800	-	800	1000
Nb-93	1000	-	700	1000
I-127	350	-	700	500

Tabla 2

Valores del parámetro K del elemento matricial del modelo del excitón obtenidos a partir del ajuste de espectros de emisión neutrónicos para energías del neutrón incidente de 14,0 y 14,1 MeV.

Núcleo	Variante de los parámetros de densidades de estado g y D utilizadas			
	Variante 1	Variante 2	Variante 3	Variante 4
Al-27	800	-	-	-
Si-28	4000	-	-	-
Ti-48	150	-	200	-
Cr-52	500	-	800	-
Fe-56	500	2500	800	300
Ni-58	900	1000	700	900
Cu-63	800	-	3000	1000
Zn-64	500	-	1000	1000
Ga-69	350	-	300	700
Nb-93	800	-	700	2000
Cd-112	500	-	300	700
I-127	200	-	500	300

utilizado para la comparación entre los resultados experimentales y los cálculos teóricos.

También puede haber tenido determinada influencia el uso de parametrizaciones para el cálculo de las secciones inversas de reacción en vez de utilizar el modelo óptico.

Tomando como más probable el primer caso, consideramos que la parametrización (1) presenta dificultades difíciles de superar, que obligan a realizar variaciones del parámetro K más grandes de lo que es razonable desde el punto de vista físico.

Además, esta parametrización tiene problemas de consistencia con las densidades de estado finales $\omega \pm$ normalmente utilizadas como señalaron Akkermans y Gruppelaar [23].

Teniendo en cuenta que en la actualidad existen otras vías para calcular las secciones absolutas por el modelo del excitón (ver recomendaciones), es razonable tratar de modificar los programas de cálculo empleados buscando si no la eliminación de los parámetros libres, al menos, un parámetro que varíe suavemente en dependencia del número másico.

CONCLUSIONES

Los resultados demuestran que para energías de emisión superiores a 2 MeV los cálculos realizados empleando distintos parámetros g y D de densidades de estado describen satisfactoriamente la forma del espectro de emisión para determinados valores del parámetro K .

Se observa una dependencia fuerte del parámetro K de los efectos estructurales, a pesar de utilizar en los cálculos de las velocidades internas de transición el valor promedio de la densidad uniparticular de niveles $g = A/13$. Esto puede evidenciar limitaciones de la parametrización del elemento matricial (1).

RECOMENDACIONES

Con la parametrización utilizada para el elemento matricial $\langle M^2 \rangle$ [1], no es posible garantizar una variación suave del parámetro K que permita la descripción de los espectros experimentales de emisión neutrónica a energías cercanas a 14 MeV. Este problema se agrava aún más al utilizar en el cálculo de las densidades de estado parámetros que consideran efecto de capas [16-18].

Por lo expuesto es necesario modificar el modelo con vistas a eliminar el uso de parámetros libres, o a tener un parámetro que varíe poco de núcleo a núcleo y permita por tanto predecir con bastante exactitud espectros de emisión neutrónica sin datos experimentales disponibles en un rango grande del número másico A .

Además, es necesario instrumentar en el programa de cálculo los últimos resultados obtenidos en el desarrollo del ME, en particular las correcciones de apareamiento en las densidades de estado de acuerdo con Fu [19] y Kalbach [20], y un nuevo factor $R_b(n)$ propuesto por Gupta [21].

Consideramos como una vía posible el cálculo del elemento matricial $\langle M^2 \rangle$ de forma similar a como se realiza en el modelo híbrido [22], siguiendo una sugerencia de Akkermans, Gruppelaar y Machner [23,24]. Tomando en cuenta un factor 3/8 adicional, que se obtiene al realizar el paso del modelo bicomponente al unicomponente [21], es posible obtener valores del parámetro del recorrido libre medio del nucleón cercanos a la unidad [25], si se utilizan densidades de estado con la corrección de apareamiento de Fu [19] en

la fórmula de Williams [26] sin renormalizar. Para ello es necesario utilizar los parámetros de [18] que garantizan la consistencia entre las densidades partícula-hueco $\omega(p, h, E)$ y la densidad total $\omega(E)$.

Con este nuevo enfoque es de esperar que el parámetro del recorrido libre medio varíe poco de un núcleo a otro. A una conclusión semejante utilizando un tratamiento diferente de las densidades de estado llegaron Akkermans y Gruppelaar [27]. Este grupo reporta valores del parámetro del recorrido libre medio cercanos a 1,8 [23].

Actualmente continúan los trabajos en esta dirección. Otro camino alternativo de gran perspectiva es la utilización del modelo de reacciones multipasos directas y compuestas (MSD y MSC) formulado por Kalka, Seeliger y Zhivopistsev [28,29]. Así podría incluirse en los cálculos el mecanismo directo de reacción mejorando la descripción del espectro a altas energías de emisión. Este modelo no presenta parámetros libres y actualmente se encuentra en desarrollo.

BIBLIOGRAFIA

- [1] KALBACH-CLINE, C., Nucl. Phys. A210 (1973) 590.
- [2] HOLUB, E., CINDRO, N. y otros, Z.fur Phys. A296 (1980) 342.
- [3] AKKERMANS, J. M., Z.fur Phys. A292 (1979) 57, Phys. Lett. B82 (1979) 20.
- [4] KALBACH, C., Z.fur Phys. A283 (1977) 401.
- [5] HERMSDORF, D. y otros, IAEA-190 (1976).
- [6] CLINE, C. K., BLANN, M., Nucl. Phys. A172 (1971) 225.
- [7] CLINE, C. K., Nucl. Phys. A193 (1972) 417.
- [8] CLINE, C. K., Nucl. Phys. A195 (1972) 353.
- [9] BETAK, E., Comp. Phys. Comm. 9 (1975) 92.
- [10] LUIDER, F. J., ECN-17 (1977).
- [11] AKKERMANS, J. M. y GRUPPELAAR, H., ECN-60 (1979).
- [12] CHATTERJEE, A. y otros, Pramana 16 (1981) 391.
- [13] BERSILLON, O., CEA-N2227 (1981).
- [14] WILMORE, D., HODGSON, Nucl. Phys. 55 (1964) 673.
- [15] KRAVSOV, V. A., Masa de átomos y relaciones de la energía nuclear. Atomizdat, 1974.
- [16] GILBERT, A. y CAMERON A. G., Can. J. Phys. 43 (1965) 446.
- [17] DILG, W. y otros, Nucl. Phys. A217 (1973) 269.
- [18] CAPOTE, R., OSORIO, V. y otros, Proceedings of the XVII International Symposium on Nuclear Physics-Nuclear Reactions, November 9-13, 1987, Guassig, GDR (por publicar.)
- [19] FU, C. Y., Nucl. Sc. & Eng. 86 (1984) 344.
- [20] KALBACH, C., Nucl. Sc. & Eng. 95 (1987) 70.
- [21] GUPTA, S. K., Z.fur Phys. A302 (1981) 125.
- [22] BLANN, M. y MIGNEREY, A., Nucl. Phys. A186 (1972) 425.
- [23] GRUPPELAAR, H., AKKERMANS, J. M., ECN-184 (1985).
- [24] MACHNER, H., Z.fur Phys. A302 (1981) 125.
- [25] CAPOTE, R., OSORIO, V. y otros, Posibilidades predictivas del modelo del excitón en el cálculo de espectros de emisión (n, n') , (n, p) y (n, α) , IV Simposio de la Sociedad Cubana de Física, La Habana, noviembre (1988).
- [26] WILLIAMS, F. C., Nucl. Phys. A166 (1971) 231.
- [27] GRUPPELAAR, H., AKKERMANS, J. M., Proceedings of the International Conference, Nuclear Data for Basic and Applied Science, May 13-17, 1985, Santa Fe, New Mexico, USA 2 1065.
- [28] SEELIGER, D., KALKA, H. y otros, Proceedings of the International Conference on Neutron Physics, September 21-25, 1987, Kiev, USSR (por publicar.)
- [29] KALKA, H., Proceedings of the XVII International Symposium on Nuclear Physics-Nuclear Reactions, November 9-13, 1987, Guassig, GDR (por publicar.)
- [30] VONACH BNL-NCS-51245, 1, (1980) 343.
- [31] TAKAHASHI, A., y otros Oktavian Report A-83-01 (1983) Osaka, Japón.
- [32] DEGTYAREV, H. P. y otros, Sov. J. Nucl. Phys. 34 (1981) 169.
- [33] HERMSDORF, D., SEELIGER, D. y otros, Comunicación privada (1987).