

# TRANSFERENCIA DE PARTICULAS EN EL PROCESO DE FUSIÓN DE ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$

Lizcano D., Aguilera E.F. y Martínez-Quiroz E.

Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares

A.P. 18-1027, México, D.F.



MX0100089

## 1. Introducción.

En un trabajo reciente [1] fueron reportadas mediciones hechas a energía cercanas a la Barrera Coulombiana para sistema  ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ . El  ${}^6\text{He}$  es un núcleo "borromeano" radiactivo exótico (emisor  $\beta^-$  con vida media de 806.7 ms) que puede ser visto como una estructura formada por dos neutrones débilmente ligados (energía de separación de 0.97 MeV) a una partícula  $\alpha$ . Esto es considerado por algunos autores (Tanihata, *et al.* [2]) como una "piel de neutrones" y por otros (Zukov, *et al.* [3]) como un "halo de neutrones".

La función de excitación de fusión, medida para este sistema [1], muestra un fuerte acrecentamiento (*enhancement*) con respecto a las predicciones del modelo de penetración de barrera unidimensional a energías menores a la Barrera Coulombiana. La explicación que se da es que posiblemente dicho acrecentamiento está relacionado con algún mecanismo asociado a la estructura exótica que los dos neutrones adicionales confieren al proyectil, es decir, la "piel neutrónica" o "halo de neutrones" del  ${}^6\text{He}$ . Por otro lado, experimentalmente no se ha observado una supresión de fusión o estructura en la función de excitación de  ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$  debida a la ruptura (*breakup*).

## 2. El código CCDEF.

El código CCFUS, predecesor del CCDEF, fue desarrollado por C. H. Dasso y S. Landowne [4] y posteriormente modificado por J. Fernández-Niello, *et al.* [5] bajo el nombre con que se le conoce actualmente. En su primera versión, el código era usado para cálculo de secciones

eficaces de fusión mediante el acoplamiento de estados excitados tanto inelásticos como de transferencia. Tras la modificación del código, se introdujo la opción de incluir deformaciones estáticas cuadrupolares y hexadecapolares del estado base, tanto del proyectil como del blanco. Desde la versión inicial, CCDEF incluye también el cálculo de secciones eficaces de fusión sin acoplamiento, es decir, mediante el modelo de penetración de barrera unidimensional.

El archivo de datos de entrada del código tiene la siguiente estructura:

```
Ap Zp At Zt dV fcc  $\beta_{2p}$   $\beta_{4p}$   $\beta_{2b}$   $\beta_{4b}$   
Emin Emax dE  
NE NC  
 $\beta_\lambda$   $\lambda$  Ei  
Ec Ex
```

donde  $A_p$ ,  $Z_p$  son el número másico y el número atómico del proyectil;  $A_t$ ,  $Z_t$  son el número másico y el número atómico del blanco;  $dV$  es el parámetro libre del modelo usado para adecuar la profundidad del potencial nuclear,  $fcc$  es la intensidad de la interacción entre el blanco y el proyectil (0 para interacción débil, 1 interacción fuerte);  $\beta_{2p}$ ,  $\beta_{4p}$ ,  $\beta_{2b}$ ,  $\beta_{4b}$ , deformaciones estáticas cuadrupolar y hexadecapolar del proyectil y del blanco, respectivamente;  $E_{min}$ ,  $E_{max}$  y  $dE$  indican que las secciones eficaces serán calculadas desde la energía  $E_{min}$  hasta  $E_{max}$  con incrementos  $dE$  (en el sistema de centro de masas), NE es el número total de estados excitados inelásticos a considerar en los cálculos; NC es el número de estados excitados considerados en la transferencia a ser usados en los cálculos;  $\beta_\lambda$ ,  $\lambda$  y  $E_i$  son el parámetro de deformación, la

multipolaridad y la energía de los estados excitados considerados en los canales inelásticos,  $F_c$  y  $E_x$  son la intensidad (*strenght*) del acoplamiento y la energía del estado excitado en el que queda el núcleo residual una vez ocurrida la transferencia. La dos líneas se repiten  $NE$  y  $NC$  veces, respectivamente.

### 3. Cálculos con diferentes grados de libertad del sistema ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ .

En la fig. 1 se presentan datos experimentales de la ref. 1, junto con los cálculos teóricos realizados en el presente trabajo, considerando diferentes grados de libertad del sistema, con el fin de establecer cuales de estos grados de libertad reproducen mejor la función experimental de excitación, en base al código CCDEF.

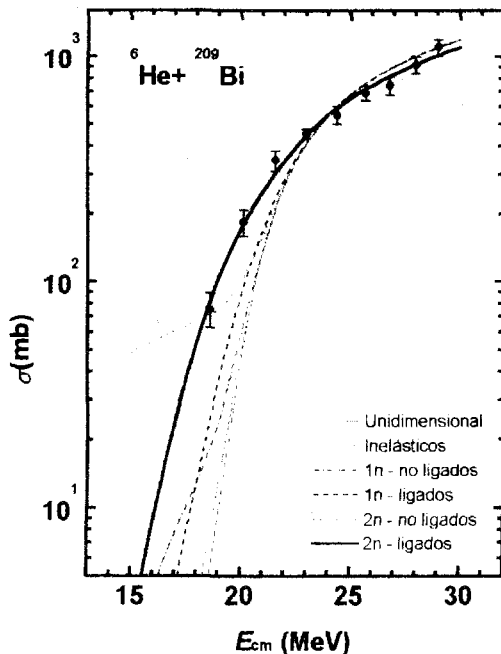


Figura 1.- Funciones de Excitación de Fusión, experimental y teóricas, para el sistema  ${}^6\text{He}+{}^{209}\text{Bi}$ , como se indica en la figura y en el texto.

En todos los casos las dos primeras líneas del archivo de datos fueron las mismas;

6 2 209 83 7.99 1 0 0 0 0  
15 30 0.2

adecuando las últimas líneas de acuerdo al caso a considerar.

#### a) Acoplamiento de estados excitados del ${}^{209}\text{Bi}$ .

En este caso se considera el acoplamiento de estados excitados  $7/2^-$  ( $E = 0.896$  MeV) y  $13/2^+$  ( $E = 1.609$  MeV), del  ${}^{209}\text{Bi}$ , sin considerar transferencia de neutrones ni deformaciones del estado base del proyectil o del blanco. El archivo de entrada para CCDEF (las últimas líneas), fue:

2 0  
0.00504 2 0.8964  
0.02045 3 1.6087

La energía de los estados excitados y su multipolaridad se obtuvieron del esquema de niveles de energía del  ${}^{209}\text{Bi}$  donde se observa que existe una transición cuadrupolar ( $E2$ ) del estado  $7/2^-$  al estado base  $9/2^-$  y una transición octupolar ( $E3$ ) del estado  $13/2^+$  al mismo estado base  $9/2^-$ . Los parámetros de deformación de estos estados excitados se calcularon de acuerdo a las fórmulas y valores de las ref. 6 - 8.

Los resultados obtenidos para este caso, considerando únicamente los estados excitados del  ${}^{209}\text{Bi}$ , se muestran en la fig. 1 (línea continua delgada), como se puede ver en esta figura, este canal no influye en el proceso de fusión de este sistema ya que las secciones eficaces obtenidas prácticamente coinciden con las predicciones del modelo de penetración de barrera unidimensional y distan mucho de los datos experimentales.

#### b) Transferencia de 1 neutrón del proyectil a estados no ligados de ${}^{210}\text{Bi}$ .

Los cálculos hechos para este canal producen la curva representada con puntos y guiones en la fig. 1. Para los cálculos se tomaron dos valores de energías en la región del continuo del núcleo

residual, 4.5 y 5.0 MeV, localizados encima de la energía umbral de 2.6 MeV, calculada según Broglia, *et al.* [10]. De esta figura se puede ver que el efecto de este acoplamiento se aprecia a energías por abajo de la barrera coulombiana, donde la función de excitación tiende a hacerse más horizontal, acorde con los cálculos efectuados por Landowne, *et al.* [9] para las reacciones  $^{28,30}\text{Si} + ^{58,64}\text{Ni}$ . Al igual que en el caso anterior, esta variante tampoco reproduce la función experimental de excitación.

c) Transferencia de 1 neutrón del proyectil a estados ligados del  $^{210}\text{Bi}$ .

En este cálculo fueron incluidos el estado base y los cinco primeros estados excitados del  $^{210}\text{Bi}$ :  $1^-$  (0 MeV),  $0^-$  (0.047 MeV),  $9^-$  (0.271 MeV),  $2^-$  (0.3194 MeV),  $3^-$  (0.347 MeV) y  $10^-$  (0.669 MeV). Como puede verse en la fig. 1, línea de guiones, aunque si se ve un efecto al considerar este canal, los valores obtenidos son mucho menores que los datos experimentales.

d) Transferencia de 2 neutrones del proyectil a estados no ligados del  $^{211}\text{Bi}$ .

Para este caso se tomaron dos valores de energías de la región del continuo del núcleo residual, 9.5 y 10 MeV, la energía umbral para este canal es de 8.4 MeV. Como se puede ver en la fig. 1, los resultados obtenidos para este caso, línea de puntos, la función de excitación teórica presenta un efecto mayor que en el caso de la transferencia de un neutrón, sin embargo es claro que no sigue el comportamiento de los datos experimentales.

e) Transferencia de 2 neutrones del proyectil a estados ligados del  $^{211}\text{Bi}$ .

En la figura 1 se presentan los resultados de los cálculos de transferencia de 2 neutrones a estados ligados del  $^{211}\text{Bi}$ , considerando el estado base y los dos primeros estados excitados (0.41 y 0.832 MeV) del núcleo resultante. Como se

puede apreciar en ésta figura los resultados obtenidos para este caso, línea continua gruesa describen bien a los datos experimentales.

Como el caso de la transferencia de 2 neutrones a estados ligados del  $^{211}\text{Bi}$  fue el caso que mejor reproduce los datos experimentales, se efectuaron diferentes corridas usando valores de strength de 1.4, 1.5 y 1.6 MeV, encontrándose que el valor de 1.5 es el que produce el mejor resultado (figura 2) con el mínimo valor de  $\chi^2$  de 0.58. Considerado como valor típico del strength para la transferencia de 2 neutrones, ref. 11.

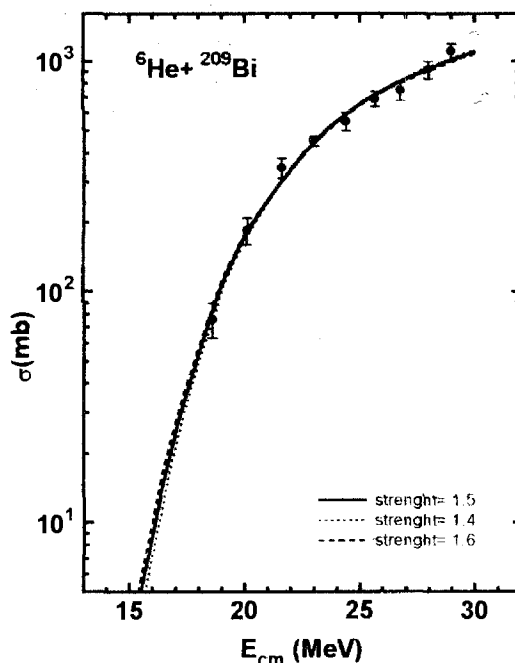


Figura 2.- Cálculos de transferencia de 2 neutrones a estados ligados del  $^{211}\text{Bi}$  para diferentes valores de strength.

#### 4. Conclusiones.

En base a los resultados obtenidos para diferentes grados de libertad se determinó, en base al código CCDEF, que la transferencia de 2 neutrones del  $^6\text{He}$  a estados ligados del  $^{209}\text{Bi}$ , produciéndose  $^{211}\text{Bi}$ , es el mecanismo visto como el mejor candidato para describir (explicar), el

gran acrecentamiento en la función de excitación de fusión de este sistema a energías abajo de la Barrera Coulombiana; esto es debido a que la baja energía de separación favorece la formación de un cuello entre el proyectil y el blanco facilitando así la transferencia de partículas entre éstos.

Se corrobora lo afirmado por otros autores en relación a que el valor de 1.5 MeV de strength puede considerarse como un valor típico para la transferencia de 2 partículas entre el proyectil y el blanco.

### 5. Referencias.

- [1] J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, P.A. DeYoung, G.F. Peaslee, B. Hughey, B. Atalla, M. Kern, P.L. Jolivet, J.A. Zimmermann, M.Y. Lee, F.D. Becchetti, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, and J.D. Hinnefeld, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4580 (1998).
- [2] M.V. Zhukov, B.V. Danilin, D.V. Federov, J.M. Bang, I.J. Thompson, and J.S. Vaagen, *Phys. Rep.* **231**, 151 (1993).
- [3] N. Takigawa, M. Kuratani, and H. Sagawa, *Phys. Rev. C* **47**, R2470 (1993).
- [4] C.H. Dasso, S. Landowne, *Comput. Phys. Comm.* **46**, 187 (1987)
- [5] J. Fernández-Niello, C.H. Dasso and S. Landowne, *Comput. Phys. Comm.* **54**, 409 (1989).
- [6] S. Raman and C.W. Nestor, Jr. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **42**, 1-54 (1989).
- [7] R.H. Spear, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **42**, 54-104 (1989).
- [8] *Nuclear data sheets* **63**, 802 (1991).
- [9] S. Landowne, Steven C. Pieper and F. Vedebach, *Phys. Rev. C* **35**, 537 (1987).
- [10] R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne and A. Winther, *Phys. Rev. C* **27**, 2433 (1983)
- [11] P.A. DeYoung, B. Atallah, B. Hughey, P.L. Jolivet, M. Kern, G.F. Peaslee, V. Guimaraes, J.J. Kolata, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, F.D. Becchetti, M.Y. Lee, J.A. Zimmermann, J.D. Hinnefeld and O.A. Capurro, *Phys. Rev. C* **62** (2000) in press.