FORMALISMO SEMIFENOMENOLOGICO PARA LA DISIPACION DE ENERGIA CINETICA EN LA FISION NUCLEAR

O. Rodríguez, G. Micó y F. Guzmán, Instituto Superior de Ciencias y Tecnología Nucleares
F. García y E. Garrote, Centro de Estudios Aplicados al Desarrollo Nuclear

RESUMEN
Partiendo del hecho de que el punto de ensilladura externo divide el espacio en fases disponible para el proceso de fisión nuclear en dos regiones en las cuales rigen comportamientos diferenciados, se presenta un formalismo para la obtención de $<E_k>$ de los fragmentos de fisión inducida por neutrones. El formalismo considera la factorización del espacio de fases en los componentes intrínseca y colectiva obteniéndose una función de distribución que permite efectuar el cálculo de $<E_k>$ a través de la construcción de la función de probabilidad correspondiente. La asimetría de masa es considerada como una variable dinámica colectiva del problema.

ABSTRACT
From the fact that the outside soddle point diodies the space in aviable phases for the fision nuclear process two rigrons in there are different behariours , a formalism is present for obtaining $< E_K >$ from the fragments of fision by neutrons. This formalism considers phase space factrization into intrinses and colective components obteining a distribution funtion that allows to calculate $< E_K >$ by constructing the correspondig probabiliti function. Mass asimetry is considered a dynamic colective variable of the problem.

INTRODUCCION

El estudio de la distribución energética cinética en los fragmentos de fisión continúa siendo un campo de interés en las investigaciones teóricas y experimentales [1-3]. Diferentes modelos han sido empleados tratando de encontrar una descripción cuantitativa satisfactoria y que al mismo tiempo sirva de base para aclarar los mecanismos físicos que contribuyen en el proceso de distribución de energía cinética de los fragmentos.

Diferentes modelos han sido empleados haciendo énfasis en enfoques extremos del problema: por un lado modelos estadísticos, y por otro, modelos que tomen como base la aproximación adiabática pasando, por supuesto, por aquellos que incluyen la viscosidad nuclear, cuestión un poco controvertida.

Todos los modelos empleados reflejan de una forma u otra aspectos esenciales del proceso de fisión desde que se alcanza el equilibrio estadístico y permiten obtener consideraciones cualitativas de valor para explicar el complejo proceso que constituye el descenso dinámico desde la barrera externa hasta la escisión.

En el presente trabajo se presenta un formalismo que considera que el punto de ensilladura externo divide el espacio de fases disponibles para el proceso de fisión en dos regiones en las cuales rigen comportamientos diferenciados: núcleo compuesto antes de la ensilladura externa, mientras que después de dicho punto predominan las propiedades de los futuros fragmentos.

Formalismo

La idea básica del formalismo presentado radica en asumir un movimiento según el modo de fisión que se describe adiabáticamente hasta que se alcanza el punto de ensilladura externa.

De esta forma es posible efectuar una factorización de la función de distribución del espacio de fase disponible para el proceso en este punto a través de:

$$\rho(E_{col}, E_{int}) \approx \rho_{col}(E_{col})\, \rho_{int}(E_{int}) \qquad (1)$$

La energía de excitación del sistema se distribuye según:

$$W^* \rightarrow (W^* : E_{col}, E_{int}) \tag{2}$$

Esto permite obtener una función de distribución de probabilidad de la forma siguiente:

$$Pw^*(E_{col}) \sim \int_0^{E_{col}} dE\rho(E_{col})\rho(W^* - E_{col}) \tag{3}$$

lo cual refleja una integración por todas las particiones posibles de la energía de excitación en energía depositada en los grados de libertad intrínsecos y colectivos.

Para el tratamiento del movimiento según el grado de libertad colectiva (elongación), se empleó la aproximación cuasiclásica lo cual significa que

$$\rho(E_{col}) \sim \sqrt{E_{col}} \tag{4}$$

En el espacio de fase de las variables externas se consideró que el mismo está dominado por la densidad de niveles de los estados de transición en la segunda barrera, sin tener en cuenta la intensificación de los grados de libertad colectivas asociados a la rotación del sistema en formación.

En particular se consideró:

$$\rho(W^* - E_{col}) = \frac{1}{12\sqrt{2}}\left(\frac{1}{\sigma}\right)\exp\left\{2\left[a(E^*_{int} - \Delta)^{1/2}\right\}\right. \tag{5}$$

$$a = \{0.00517\, S(z) + 0.142\}\, A\ \mathrm{MeV}^{-1} \tag{6}$$

$$t = \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E^*_{int} - \Delta)}}{2a}\mathrm{MeV}$$

Con las expresiones anteriores se obtuvo pw* (Ecol) según la ecuación (3) y con este resultado se calculó la energía cinética pre escisión $\langle E_k^{sc} \rangle$.

Para obtener una expresión para la energía cinética se parte del balance energético, el cual para la fisión inducida por neutrones se puede plantear como:

$$E^* = E^*_{sc} + E^{sc}_K + V^{sc}_\delta + V_{\delta o} \tag{7}$$

donde:

E_{sc}: Energía de excitación de los fragmentos en el punto de escisión.

V^{sc} y $V_{\delta o}$: Energía potencial de deformación en el punto de escisión y para la deformación de equilibrio.

Por otra parte, si la reacción es inducida por neutrones de energía E_n, la energía de excitación del sistema compuesto se expresa por:

$$E^* = Sn(A^*, Z^*) + \frac{A^* - 1}{A^*}E_n \tag{8}$$

donde:

Sn se refiere a la energía de separación del neutrón.

A* masa del núcleo compuesto.

En la expresión (8) se asume que el efecto de retroceso no es significativo, lo cual puede ser válido para el caso de los actínidos.

Para el cálculo de la energía cinética post escisión se consideró que el aporte fundamental viene dado por la interacción coulombiana entre fragmentos en contacto [4] incluyendo como viriable dinámica del problema la asimetría de carga λ_Z y la asimetría de masa λ_A. Una aproximación que se justifica desde el punto de vista experimental es la de considerar que existe un acoplamiento fuerte entre el intercambio de neutrones y protones por lo que $\lambda_A = \lambda_Z = \lambda$.

La asimetría de masa se expresa por:

$$\lambda = \frac{A_H - A_L}{A_H + A_L} \tag{9}$$

donde $A_H(A_L)$ se refiere a la masa del fragmento pesado (ligero).

La inclusión de la asimetría de masa (carga) permite tener en cuenta que la distribución másica entre los fragmentos en un proceso que no está determinado de una forma estática sino que debe reflejar la dinámica del proceso del descenso dinámico. En este sentido se consideró que el movimiento según la asimetría de masa como variable dinámica colectiva deduce una ecuación de Schrödinger con un potencial armónico lo cual daría como resultado una función de distribución de probabilidad del tipo gaussiano:

$$\left|\Psi_s(\lambda)^2 \rightarrow \exp\left(\frac{\lambda - \lambda^{-2}}{2\sigma_\lambda^2}\right)\right| \qquad (10)$$

En esta solución es posible realizar el análisis para el caso de la promediación en la energía cinética determinando que en el punto de escisión existe una distribución en cuanto a la asimetría de masa dada por la ecuación (10).

Utilizando el formalismo descrito, se efectuaron los cálculos numéricos cuyos resultados se muestran en las páginas 1 y 2.

CONCLUSIONES

Los resultados alcanzados con el modelo presentado ponen de manifiesto que un mecanismo como el propuesto en el cual se emplea una aproximación semiclásica para el movimiento en el modo de fisión conjuntamente con la inclusión en la asimetría de masa como variable dinámica del problema y factorizando el espacio de fases de las variables colectivas e intrínsecas en la barrera externa del núcleo compuesto que se fisiona permite obtener resultados satisfactorios para la explicación de la distribución de energía en el proceso de fisión nuclear.

REFERENCIAS

(1) WILLIMS, B.D.; E.P. STEINBERT and R.R. CHASMAN (1976): Phys. Rev. C. **14**, p. 1832.

(2) STRAEDI, CH.; C. BUDTZ-JORGENSEN (1987): Knitter Nucl. Phys. A**462**, p. 85.

(3) J.L. SIDA, **et al**. ((1989): Nucl. Phys. A**502**, p. 233c-242c.

(4) MARTEN, H. **et al**. (1986): Proceedings of the XVI International Symposium on Nuclear Physics. Dynamic of Heavy Ion Collisions, Gaussing GDR Z$_f$K-610, p. 169.