

EFFECTOS DE LAS ONDAS DE COMPRESION EN EL PATRON DE MULTIFRAGMENTACION

R. Donangelo

*Instituto de Física, Facultad de Ingeniería, CC30, Montevideo, Uruguay e
Instituto de Río de Janeiro, 21945 Río de Janeiro, Brasil*

C. O. Dorso

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires,
Pabellón I, Ciudad Universitaria, 1428 Buenos Aires*

H. D. Marta

Instituto de Física, Facultad de Ingeniería, CC 30, Montevideo, Uruguay

Los procesos de multifragmentación nuclear en colisiones a energías intermedias se caracterizan por una primera etapa de deposición violenta de energía en el subconjunto de los participantes. Este subconjunto se expande y evoluciona hasta ingresar en la zona de inestabilidad del diagrama de fases nuclear. El espectro de fragmentos primordiales es interpretado usualmente como el resultado de la aparición de fluctuaciones aleatorias en dicho sistema.

En esta comunicación presentamos un estudio basado en el modelo de Nucleación estocástica¹, al que incorporamos ondas de densidad. Estudiamos las modificaciones que esta perturbación introduce en el espectro de masas y en el de energías cinéticas asociadas a la expansión coulombiana en función del número de onda y el radio de clusterización. Señalamos su posible verificación experimental.

En este trabajo se estudian los eventos de fragmentación que ocurren en una reacción nuclear a energías intermedias entre iones pesados. En un artículo previo¹, que en lo sucesivo designaremos I, se ha considerado la formación de fragmentos como un proceso de nucleación estocástica, sin hacer ninguna hipótesis respecto del grado de equilibrio térmico alcanzado por el sistema nuclear. En I se consideró que luego del evento de colisión, durante el cual la energía se deposita en un sistema compuesto por A nucleones, éste se expande y evoluciona hacia la región inestable del diagrama de fases nuclear. En el presente trabajo aplicamos el modelo descrito en I para estudiar el efecto de una onda de compresión estacionaria en el patrón de multifragmentación. Tales ondas no pueden ser incorporadas en ningún modelo que imponga un equilibrio térmico ni han sido incluídas en los modelos de percolación.

Determinamos la onda de compresión escribiendo:

$$\rho(\vec{r}) = \rho_0 + \delta\rho(\vec{r}) \quad (1)$$

$$\delta\rho = \alpha j_\lambda [k_{n\lambda} r] Y_{\lambda\mu}^*(\vartheta, \varphi) \quad (2)$$

con la condición de borde

$$j_\lambda [k_{n\lambda} R_0] = 0 \quad (3)$$

siendo ρ la densidad, ρ_0 la densidad en ausencia de la onda de compresión, j_λ las funciones esféricas de Bessel, $Y_{\lambda\mu}$ los armónicos esféricos, α una constante arbitraria y R_0 el radio del sistema, supuesto esférico. Hemos tomado ρ_0 igual a 0.3 veces la densidad normal de la materia nuclear para simular la expansión del sistema. Por sencillez, sólo consideramos deformaciones esféricamente simétricas, para las cuales $\lambda = 0$.

El proceso de formación de fragmentos se simula como en I, situando a los nucleones aleatoriamente con una distribución de probabilidad consistente con la densidad de la ec. (1). Al generar tales configuraciones se toma en cuenta el carozo duro de la interacción entre nucleones, no permitiendo que la distancia entre dos de ellos sea menor que $r_0 = 0.5$ fm. Definimos un fragmento como un conjunto de nucleones tales que cada uno de ellos dista menos de una distancia de agrupamiento r_{01} de otro nucleón perteneciente al mismo conjunto. Tomamos a r_{01} como un parámetro en función del cual calculamos las características de la fragmentación.

Hemos obtenido los espectros de masa para un sistema de 100 nucleones para ondas de gran amplitud, en las cuales la densidad mínima es próxima a cero. Al igual que en I, la forma del espectro va desde una que decrece monótonamente a otra en forma de U a medida que r_{01} crece. El pico del espectro se desplaza hacia las bajas energías a medida que el número de nodos de $\delta\rho$ aumenta.

Después de la formación de los fragmentos, los

$r_{cl}=1.1$ fm, ... homogéneo, -.- 1 nodo, - 4 nodos

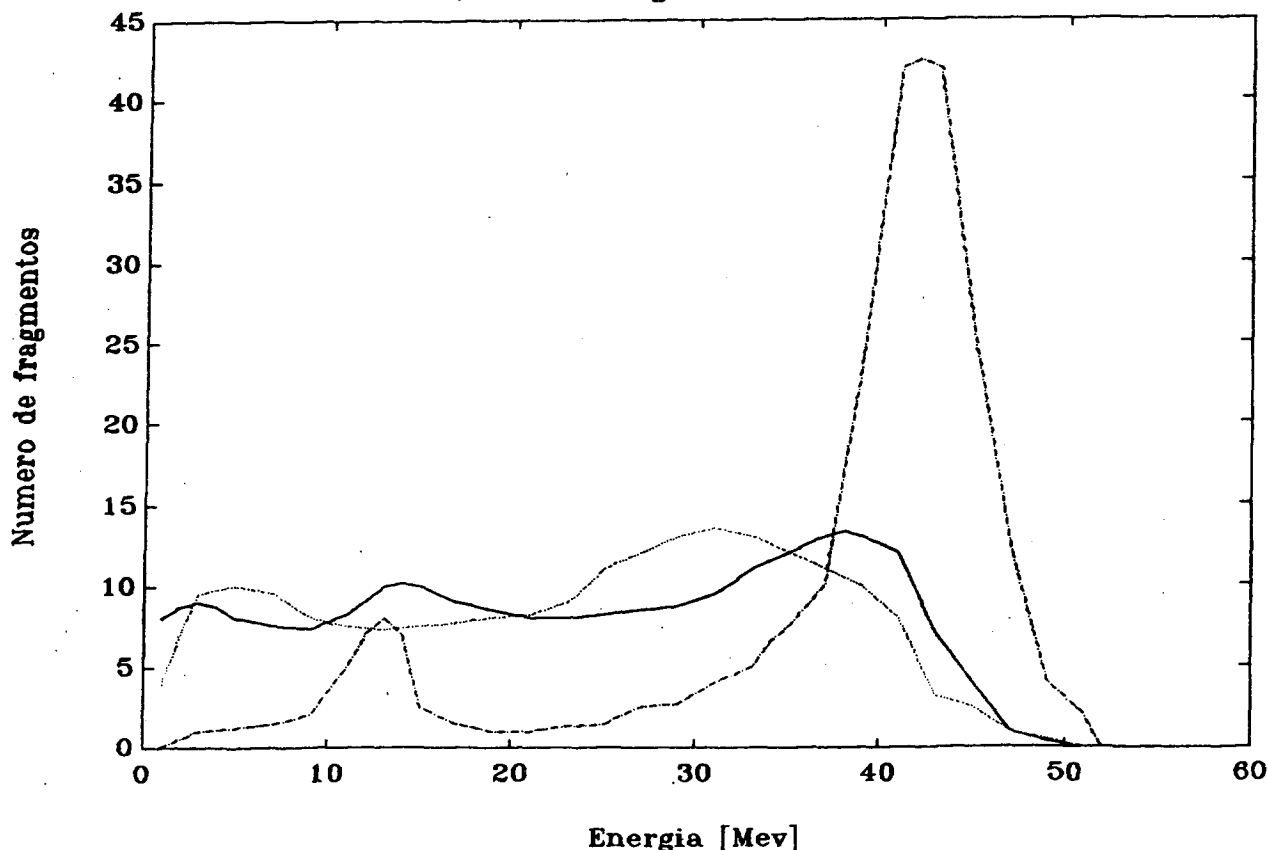


Figura 1: Distribución energética de los fragmentos primarios.

mismos se separan debido a la repulsión coulombiana. Hemos calculado los espectros energéticos de los fragmentos primarios suponiendo que la expansión es uniforme^{2,3} y usando la fórmula dada en la ref. 3. A título de ejemplo, mostramos en la figura la distribución energética de los fragmentos primarios de número de masa 12 para una densidad homogénea y para ondas con uno y cuatro nodos cuando $r_{01} = 1.1$ fm. La presencia de una onda de densidad causa que el máximo en los espectros de energía se desplace hacia las energías más altas, siendo este efecto más fuerte para las longitudes de onda mayores.

REFERENCIAS

1. C. O. y R. Donangelo, enviado para ser publicado en J. of Phys. G.
2. A. S. Hirsch, A. Bujak, J. E. Finn, L. J. Gutay, R. W. Minich, N. T. Porile, R. P. Scharenberg y B. C. Stringfellow, Phys. Rev. C. 29, 508 (1984).
3. K. C. Chung, R. Donangelo y H. Schechter, Phys. Rev. C. 36, 986 (1987).