

Enfriamiento de Curvas Caloríficas en las Colisiones de Iones Pesados.

Armando Barrañón, Dep. de Ciencias Básicas, UAM-A. Av. San Pablo esq. Eje 5 Nte, Col. Reynosa-Tamaulipas, CP 02200, Cd. de México. email: bca@correo.azc.uam.mx.
Jorge A. López, Dep. de Física, The University of Texas at El Paso, E.U.
Claudio O. Dorso, Dep. de Física, Universidad de Buenos Aires, Argentina.

Resumen: Mediante Dinámica molecular, se han calculado curvas caloríficas para tres etapas de la colisión Ni+Ni de iones pesados a energías intermedias. La curva calorífica obtenida en la primera etapa es de tipo crecimiento, caracterizada con un aumento sostenido de la temperatura conforme la excitación crece y no indica ningún tipo de cambio de fase, ya que se relaciona con la formación del fragmento mayor como resultado de la fusión del proyectil y el blanco. En la segunda etapa, se obtiene una curva calorífica de tipo crecimiento-meseta-crecimiento, asociada con una transición de fase de primer orden, debida a la fragmentación. En la tercera etapa se obtuvo una curva calorífica de tipo crecimiento-meseta-crecimiento, con una meseta cuya temperatura es inferior a la de la segunda etapa, debido a la evaporación de los fragmentos que se da en esta etapa final.

Caloric curves have been obtained via Molecular Dynamics at three Ni+Ni collision stages. At the first stage a monotonic caloric curve is computed, where temperature is increased as the excitation is raised. In the second stage, a rise-plateau-rise caloric curve is found, related to a first order phase transition due to fragmentation. In the third stage a rise-plateau-rise caloric curve with a lower plateau temperature is observed, due to fragment evaporation.

Palabras clave: Cambio de fase, Curva Calorífica, Dinámica molecular, Iones pesados, Fragmentación

INTRODUCCIÓN.

Los distintos tipos de curvas caloríficas en este estudio coinciden con otras reportadas experimentalmente y, según ha sido investigado por Chomaz et. al. (2000), corresponden a diferentes trayectorias seguidas por el sistema en el espacio termodinámico. Raduta y Raduta (2000) han obtenido una curva calorífica de tipo rise-plateau-rise, mejorando la densidad de estados tipo Thomas-Fermi con que se modela el rompimiento primario e incluyendo la etapa de decaimiento secundario, simulando el proceso de evaporación secuencial mediante el método Monte Carlo. Después de comparar la secuencia de fuentes equilibradas experimentales y teóricas, concluyen la existencia de una forma de energía fuera de equilibrio que aumenta con la energía del proyectil y que se relaciona con la energía cinética de las etapas de pre-equilibrio y pre-ruptura. Natowitz et. al. (2002) han obtenido curvas caloríficas para cinco regiones de masa nuclear, con mesetas de temperatura para altas excitaciones. Menezes y C. Providencia (2001) han usado el modelo relativista no-lineal de Walecka para obtener curvas caloríficas parabólicas, que se aproximan a las curvas caloríficas experimentales de tipo rise-plateau (J. Pochodzalla et. al., 1995) (Hauger y EOS, 1996) conforme se modifica el volumen de congelación. C.B. Das y L. Satpathy (1997) han demostrado que la curva calorífica de sistemas pequeños en el modelo nuclear de la red de gas, sufre una profunda transformación al incluir la energía cinética, debido a que la energía de excitación aumenta su valor máximo y este cambio se refleja en la desaparición de la capacidad calorífica negativa. S. K. Samaddar et. al. (1997) han empleado la teoría de temperatura finita de Thomas Fermi para obtener curvas caloríficas con un volumen constante, que son de tipo cambio de fase continuo cuando no hay flujo o energía de compresión. Y cuando hay un flujo que depende de la energía de excitación, el sistema deja de hacer un cambio de fase continuo y presenta un cambio de fase de primer orden (Das y Das Gupta, 2001).

METODOLOGÍA.

El modelo empleado para describir la colisión de iones pesados es el LATINO de interacción binaria en la aproximación semi-clásica (Barrañón et. al., 1999), que emplea el potencial Pandharipande para reproducir las fuerzas internucleónicas, calculando la evolución newtoniana del sistema. Este potencial consiste en una combinación lineal de potenciales Yukawa, ajustando sus constantes para que sean reproducidas las propiedades de la materia nuclear a bajas energías (Lenk et. al., 1990). Además se incluyen todas las correlaciones y así se obtienen los estados base después de generar configuraciones aleatorias de nucleones dentro de un pozo de potencial, cuyas velocidades

son disminuidas gradualmente con un método de fricción, hasta que la energía del ensamble es la energía de enlace teórica. Después de sufrir una rotación aleatoria, el proyectil es dotado de una energía dada y colisionado con el blanco. Los cúmulos son identificados a través de un algoritmo de reconocimiento temprano de fragmentos, que realiza una optimización en el espacio fase, considerando que dos nucleones se encuentran en el mismo cúmulo cuando la energía de su centro de masa es negativa.

De esta manera es posible localizar las energías del proyectil para las que el sistema produce fragmentos intermedios, al entrar el sistema en una zona de comportamiento crítico (Barrañón et. al., 2001). El cambio de fase puede ser comprobado mediante diferentes señales como la aparición de la ley de potencias en la distribución de fragmentos, la que ha sido estudiada experimental y teóricamente, indicando que es plausible este cambio de fase en las colisiones de iones pesados (A. Barrañón et. al., 2002). Otra forma de verificar este cambio de fase líquido-gas es calcular la curva calorífica y evidenciar la aparición de una meseta relacionada con la formación de fragmentos intermedios.

La temperatura del sistema es calculada aplicando la teoría cinética de gases a los fragmentos que se encuentran en la región participante. Por otra parte, la energía de excitación es calculada como la energía depositada en el blanco. Para cada energía del proyectil se ha calculado la energía de excitación promedio y la temperatura promedio, obteniéndose de esta manera curvas caloríficas que reflejan el enfriamiento que sufre el sistema al fragmentarse.

Las señales para determinar las etapas de la colisión están dadas por las derivadas logarítmicas de la multiplicidad de fragmentos intermedios y la derivada logarítmica de la energía cinética de los fragmentos ligeros emitidos. Estas señales se encuentran en armonía con otras empleadas previamente, como son la transferencia promedio de velocidad, el tamaño del fragmento mayor y la persistencia.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

Se han calculado curvas caloríficas para la colisión Ni+Ni de iones pesados a energías intermedias, considerando el efecto que tiene el enfriamiento de los fragmentos calientes primarios. Se distinguen tres etapas de la evolución de la colisión, la primera de las cuales está asociada con la termalización y es señalada por un máximo en la transferencia media de momentos, un valor extremal de la persistencia, el máximo en el tamaño del fragmento mayor, el máximo en la derivada logarítmica de la energía cinética de las partículas ligeras emitidas. En la figura 1 se muestra la coincidencia para un tiempo igual a 300 femtoseconds de las señales de valores extremales de persistencia, tamaño de fragmento mayor (FM), transferencia promedio de momento

(MVT) y derivada logarítmica de la energía cinética transportada por fragmentos ligeros, para un caso típico de la colisión Ni+Ni a energías intermedias. (Fig. 1).

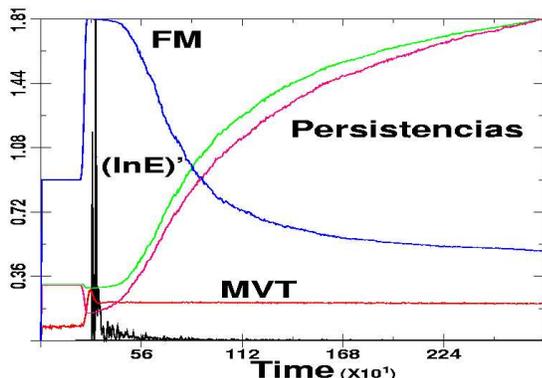


Fig. 1.- Etapas de la evolución de la colisión

La segunda etapa está relacionada con la formación de fragmentos intermedios y está señalada por la estabilización del tamaño del fragmento mayor, que es posterior a la cancelación de la derivada logarítmica de la multiplicidad de fragmentos intermedios. La última etapa está asociada con el congelamiento del sistema y esta señalada con la finalización de la evaporación del fragmento mayor y el máximo global en la persistencia.

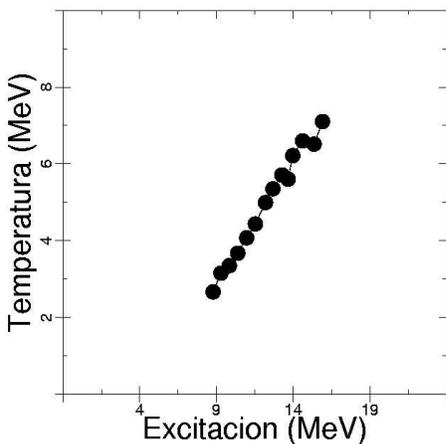


Fig. 2.- Curva calorífica obtenida en la primera etapa

La curva calorífica obtenida en la primera etapa es del tipo rise (crecimiento), caracterizada por un aumento sostenido de la temperatura conforme la excitación crece e indica un cambio de fase continuo que se relaciona con la formación del fragmento mayor como resultado de la fusión del proyectil y el blanco.

En la figura 2 se muestra la curva calorífica tipo cambio de fase continuo en la colisión Ni+Ni a energías intermedias, donde las temperaturas son calculadas en el momento en que las señales de

persistencia., tamaño del fragmento mayor y transferencia media de momento alcanzan un valor extremal. Se da un aumento monótono de la temperatura pues el sistema aún no se ha enfriado debido a la emisión de fragmentos intermedios y la evaporación posterior (Fig. 2).

Este comportamiento ha sido observado experimentalmente por la colaboración EOS al estudiar la reacción de cinemática inversa Au+C (Hauger et. al., 2000). Las colisiones experimentales de He+Ag tampoco registran una meseta (Kwiatkowski et. al., 1998), razón para considerar que en ambos casos se da una transición de fase continua en lugar de una transición de fase de primer orden.

En la segunda etapa, se observó una curva calorífica de tipo rise-plateau, asociada con una transición de fase de primer orden (Fig. 3), ya que se relaciona con la formación de fragmentos intermedios. La figura 3 muestra la curva calorífica tipo rise-plateau que aparece en la colisión Ni+Ni a energías intermedias. En la primera sección de aumento monótono de la temperatura se de un comportamiento tipo Thomas-Fermi, mientras que al enfriarse el sistema debido a la emisión de fragmentos, se alcanza una temperatura límite entre 4.5 y 5 MeV. La meseta observada tiene un valor entre 4.5 y 5 MeV, que está en el rango de observaciones experimentales reportadas previamente por la colaboración EOS (Pochodzalla et. al., 1995) y confirmadas con simulaciones de ALADIN.

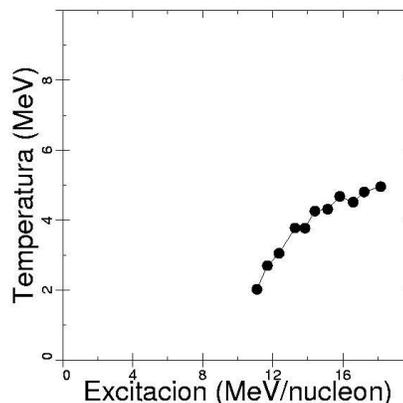


Fig. 3.- Curva calorífica obtenida en la segunda etapa

En la tercera etapa se ajustó una curva calorífica de tipo rise-plateau, con una meseta cuya temperatura es inferior a la de la segunda etapa, lo que es resultado de la evaporación de los fragmentos que se da en esta etapa final. La meseta toma un valor cercano a los 4 MeV, que resulta de la evaporación de fragmentos hasta que el sistema se congela. La figura 4 muestra la curva calorífica tipo rise-plateau que aparece en la colisión Ni+Ni a energías intermedias. En la primera sección de aumento monótono de la temperatura se de un comportamiento tipo Thomas-Fermi, mientras que al enfriarse el sistema debido a la emisión de fragmentos, se

alcanza una temperatura límite de 4 MeV debido a la emisión final de fragmentos ligeros

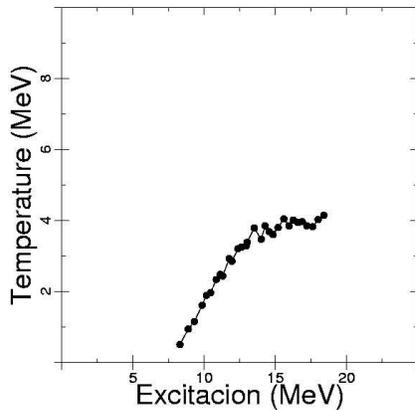


Fig. 4.- Curva calorífica obtenida en la tercera etapa

CONCLUSIONES.

En conclusión podemos decir que, tomando en cuenta el efecto de las partículas ligeras emitidas, la aparición de una meseta en la curva calorífica cerca de 5 MeV, que es una señal de una transición de fase de primer orden, está relacionada con la finalización de la producción de fragmentos intermedios. Al tomar en cuenta el decaimiento posterior, hay una disminución en la meseta de temperatura a un valor de 4 MeV. Esto ha sido observado previamente usando el modelo estadístico de multifragmentación (SMM) (Lefort et. al., 2000) para analizar teóricamente los resultados experimentales de la colisión π^- , $\bar{p} + {}^{197}\text{Au}$ a 8 GeV/c, aunque sin tomar en cuenta el efecto de las partículas ligeras emitidas (A. Ruangma et. al., 2001).

AGRADECIMIENTOS

Los cálculos fueron realizados en los recursos computacionales de la UAM-A y UT-El Paso. Los autores agradecen los comentarios de A. Bonasera, la ayuda de C. R. Escudero y el apoyo financiero de la NSF a través del fondo PHY-96-00038.

REFERENCIAS

Barrañón, A. y A. Chernomoretz, C.O. Dorso, J.A. López, J. Morales, LATINO: A semi-classical model to study nuclear fragmentation, *Revista Mexicana de Física*: 45(S2), 110-115 (1999).

Barrañón, A. y C.O. Dorso, J.A. López, Searching for criticality in nuclear fragmentation, *Revista Mexicana de Física*: 47,93-97 (2001).

Barrañón, A. y R. Cárdenas, C.O. Dorso, J. A. López, The Critical Exponent of Nuclear Fragmentation, enviado a *Heavy Ion Physics*, (2002).

Chomaz, Ph. y F. Gulminelli, V. Dufloy, Caloric Curves and Energy Fluctuations in the Microcanonical Liquid-Gas Phase Transition, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 3587-90

Das, C.B y L. Satpathy, Caloric curve in Au + Au collisions, *ArXiv:nucl-th: 9712010* (1997).

Das, C.B. y S. Das Gupta, Caloric Curves for small systems in the Nuclear Lattice Gas Model, *Phys.Rev. C*: 64, 017601 (2001).

Hauger, J.H. y EOS, Dynamics of Multifragmentation of 1 AGeV Au+C, *Phys. Rev. Lett.*:77, 235 (1996).

Hauger, J. y otros, Two-stage multifragmentation of 1A GeV Kr, Lr and Au, *Phys. Rev. C*: 62, 024616 (2000).

Kwiatkowski, K. y otros 7 autores, Heating Nuclear Matter with GeV ${}^3\text{He}$ Beams, *Phys. Lett. B*: 423, 21-26 (1998).

Lefort, T. y otros 19 autores, Thermally-induced expansion in the 8 GeV/c $\pi^- + {}^{197}\text{Au}$ reaction, *Phys. Rev. C*: 62, 031604 R (2000)

Lenk, R.J. y T.J. Schlagel, V.R. Pandharipande, Accuracy of the Vlasov-Nordheim approximation in the classical limit. *Phys. Rev. C*: 42, 372-385 (1990).

Menezes, D. P. y C. Providencia, Caloric curve for finite nuclei in relativistic models, *Phys.Rev. C*: 64, 044306 (2001).

Natowitz, J.B. y otros 8 autores, Caloric curves and critical behavior in nuclei, *Phys.Rev. C*: 65, 034618 (2002).

Pochodzalla y otros 30 autores, Probing the Nuclear Liquid-gas Phase Transition, *Phys. Rev. Lett.*: 75, 1040-1043 (1995).

Raduta, Al. H. y Ad. R., Raduta, Microcanonical studies concerning the recent experimental evaluations of the nuclear caloric curve, *Phys.Rev. C*: 61, 034611 (2000).

Ruangma, A. y otros 18 autores, Caloric curve of 8 GeV/c negative pion and antiproton + Au reactions, *Phys. Rev. C*: 66, 044603 (2002).

Samaddar, S. K. y J.N. De, S. Shlomo, Effect of Flow on Caloric Curve for Finite Nuclei, *Phys.Rev.Lett.*: 79, 4962-4965 (1997).