

ESTUDIO TEORICO DEL CAMBIO DE FASE LIQUIDO-GAS EN LA MATERIA NUCLEAR

A. Barrañón*.

Universidad Autónoma Metropolitana, Dep. de Ciencias Básicas, .
Av. San Pablo esq. Eje 5 Nte.
México, D.F., 02200, México
53991602, 53189015, bca@correo.azc.uam.mx

J.A. Lopez
Dept. of Physics, The University of Texas at El Paso, USA.

Fray de Landa Castillo Alvarado
Dep. de Física Avanzada, ESFM-IPN Unidad Zacatenco, México D.F.

RESUMEN

Se ha realizado un ajuste chi-cuadrado del cambio de energía de Gibbs pronosticado por el modelo de la gota líquida de Fisher para varias colisiones de iones pesados. Los exponentes críticos obtenidos corresponden a los del cambio de fase líquido-gas reportados por otras colaboraciones experimentales. Separando las fluctuaciones dinámicas de las estadísticas mediante el análisis de momentos factoriales, se obtiene evidencia sobre el cambio de fase líquido-gas para la materia nuclear excitada cerca de 3.7 MeV. Esto es confirmado al explorar la variación de la varianza relativa en las gráficas de Campi para distintos valores del parámetros de impacto, lo que sugiere un cambio de fase líquido-gas debido al cambio en el parámetro de impacto. Las colisiones fueron simuladas con el modelo semiclásico LATINO de interacción binaria, que utiliza un potencial de Pandharipande para reproducir las fuerzas internucleónicas y un algoritmo que optimiza las particiones de cúmulos en el espacio de energías.

INTRODUCCION

Fisher [1] escribió la energía para la formación de cúmulos de tamaño A como:

$$\Delta G_A = -k_B T A \ln(g(\mu, T)) - k_B T \ln(f(A, T)) + k_B T \ln(f(A))$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, que en el caso de las colisiones de iones pesados es considerada igual a uno y el término g corresponde a la energía de formación del bulto, o término de volumen y está definida como:

$$g(\mu, T) = \exp\left(\frac{\mu - \mu_{coex}}{k_B T}\right)$$

donde μ es el potencial químico y μ_{coex} es el potencial químico a lo largo de la curva de coexistencia. El término f está relacionado con la energía libre superficial de formación del cúmulo, con una forma dada por Fisher de la siguiente manera:

$$f(A, T) = \exp(a_0 \omega A^\sigma \varepsilon T_C / k_B T)$$

donde σ es el exponente crítico relacionado con el cociente entre la dimensionalidad de la superficie y la dimensionalidad del volumen; a_0 es una constante de proporcionalidad que relaciona el área de la gota al número de sus constituyentes y ω es la densidad de entropía superficial, ε es el parámetro de control que mide la distancia a que se encuentra el punto crítico.

Fisher introdujo una expresión explícita para la energía libre superficial y un factor topológico, proporcionando así una expresión para la distribución normalizada de gotas:

$$\langle n_A \rangle = \left\langle \frac{N_A}{A_0} \right\rangle = q_0 A^{-\tau} \exp \left(A \Delta \mu / T - \frac{c_0 \varepsilon A^{2/3}}{T} \right)$$

donde A_0 es el tamaño del sistema, q_0 es una constante de normalización que sólo depende del valor de τ , τ es el exponente crítico topológico que depende de la dimensionalidad del sistema y se relaciona con una caminata aleatoria tridimensional en una superficie que se cierra a sí misma, $c_0 \varepsilon A^\sigma$ es la energía libre superficial de una gota de tamaño A , c_0 es el coeficiente de energía superficial, σ es el exponente crítico relacionado con el cociente entre la dimensionalidad de la superficie y la dimensionalidad del volumen; y

$\varepsilon = \left(1 - \frac{T}{T_C} \right)$ es el parámetro de control que mide la distancia a que se encuentra el punto crítico.

La intermitencia en las fluctuaciones y correlaciones de una distribución ha sido empleada para estudiar el flujo turbulento, los fenómenos astrofísicos y magnetohidrodinámicos^[2] ^[3]. Esta intermitencia se manifiesta en la autosimilaridad de grandes fluctuaciones no estadísticas sobre un gran rango de escalas. Para detectar este comportamiento se usan los momentos escalados factoriales, que miden las propiedades de las fluctuaciones dinámicas sin el corrimiento de las fluctuaciones estadísticas^[4]. Cuando esto ocurre, los momentos factoriales muestran una ley de potencias con respecto al tamaño del subintervalo en que se subdivide el rango de la variable estudiada. Esto se refleja en una relación lineal entre los logaritmos de estas cantidades.

La magnitud de la varianza nos proporciona evidencia sobre la cercanía al punto crítico. Efectivamente, suponiendo que cerca del punto crítico hay una propiedad general de escalamiento, se obtiene que cerca del punto crítico ^[5]:

$$M_k \propto |T - T_C|^{-(1+k-\tau)/\sigma}$$

En la multiplicidad crítica de una colisión de iones pesados, se cumplen la siguiente relación:

$$M_2 \propto |\varepsilon|^{-\gamma}$$

por lo que al definirse la varianza relativa:

$$\gamma = m_2 m_0 / m_1^2$$

disponemos de una señal confiable sobre la criticidad en las colisiones de iones pesados.

METODOLOGÍA

El modelo LATINO ha sido aplicado en otros estudios para confirmar señales del comportamiento crítico en las colisiones de iones pesados, como la ley de potencias ^[6] y las

inestabilidades dinámicas asociadas con la descomposición espinodal [7]. En el modelo LATINO [8] se utiliza al potencial de Pandharipande de interacción binaria para reproducir clásicamente la evolución de los nucleones que participan en las colisiones de iones pesados. El potencial Pandharipande de interacción binaria:

$$V_{nn} = V_{pp} = V_0 \left(\frac{e^{-\mu_0 r}}{r} - \frac{e^{-\mu_0 r_C}}{r_C} \right)$$

(1)

y:

$$V_{np} = V_r \left(\frac{e^{-\mu_r r}}{r} - \frac{e^{-\mu_r r_C}}{r_C} \right) - V_a \left(\frac{e^{-\mu_a r}}{r} - \frac{e^{-\mu_a r_a}}{r_a} \right)$$

(2)

está formado por combinaciones lineales de potenciales de Yukawa, donde $\mu_r = 1.7468 \frac{1}{fm}$, $\mu_0 = 1.5 \frac{1}{fm}$, $\mu_a = 1.6 \frac{1}{fm}$, $V_0 = 373.118 MeV$, $V_r = 3088.118 MeV$ y

$V_a = 2666.647 MeV$. Estos coeficientes están diseñados para que el potencial reproduzca las propiedades de la materia nuclear y se cumpla el principio de exclusión de Pauli [9]. Este potencial proporciona una ecuación de estado de materia clásica que tiene una compresibilidad isotérmica K en el rango de los 250 MeV, donde:

$$K = n \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_T$$

y reproduce sorprendentemente la ecuación de estado de la materia nuclear pues su densidad de equilibrio es igual a $\rho_0 = 0.16 fm^{-3}$ con una energía $E(\rho_0)$ igual a $-16 MeV / nucleón$.

Los estados base han sido obtenidos generando al azar la configuración inicial de los nucleones, empleando un generador de números aleatorios y sometidos al mismo potencial de Pandharipande, después de proporcionarles un conjunto aleatorio de velocidades. Las velocidades de los nucleones son reducidas gradualmente, usando un método de fricción, hasta que el ensamble alcanza su energía de enlace

La partición más cohesionada (*Most Bound Partition*) es obtenida minimizando la suma de las energías de los cúmulos que pertenecen a cada partición:

$$\{C_i\} = \arg \min \left[E_{\{C_i\}} = \sum_i E_{int}^{C_i} \right]$$

donde:

$$E_{int}^{C_i} = \sum_i \left[\sum_{j \in C_i} K_j^{CM} + \sum_{j, k \in C_{iu}, j \leq k} V_{jk} \right]$$

donde la primera suma es sobre los cúmulos de la partición, K_j^{CM} es la energía cinética de la partícula j medida en el centro de masa del cúmulo que contiene a la partícula j , y V_{ij} es el potencial internucleónico. El algoritmo utiliza la técnica de “templado simulado” para encontrar la partición más cohesionada y optimiza la partición en el espacio de energía. En

esta técnica, se intercambian al azar nucleones entre los cúmulos hasta obtener una partición cuya energía es mínima.

Los momentos para las distribuciones asintóticas de carga de los fragmentos están dadas por :

$$M_k^{(j)} = \sum_Z Z^k n^{(j)}(Z) / Z_{tot}$$

(8)

donde $n^{(j)}(Z)$ es la multiplicidad de los clusters de carga Z en el evento j y la suma es sobre todos los fragmentos excepto el más pesado. Esta distribución asintóticas de cúmulos, para $k=2$, es proporcional a la compresibilidad isotérmica. La varianza relativa también puede ser calculada en términos de estos momentos y cuando su valor es alto indica fluctuaciones de densidad grandes:

$$\gamma = m_2 m_0 / m_1^2$$

Esto se entiende al examinar la expresión que Campi dedujo para los momentos en el punto crítico [10]:

$$M_k \propto |T - T_C|^{-\nu(1+k-\tau)}$$

Los momentos factoriales [11] escalados (SFM) puede ser usados para detectar un patrón intermitente en las fluctuaciones, que es señalado por una relación lineal entre $\ln(\text{SFM})$ y $\ln(\delta)$. En este caso, las grandes fluctuaciones serán autosimilares en todas las escalas consideradas. Los SFM están dados por la siguiente expresión:

$$F_i(\delta_s) = \frac{\sum_{k=1}^{Z_{tot}/\delta_s} \langle n_k (n_k - 1) \cdots (n_k - i + 1) \rangle}{\sum_{k=1k}^{Z_{tot}/\delta_s} \langle n_k^i \rangle}, i = 1, \dots, 5$$

Las variables de escalamiento han sido construidas con exponentes críticos que se dejan flotar hasta que se obtiene el mejor ajuste chi-cuadrado de la ley de Fisher, que ha sido observada experimentalmente por la colaboración EOS .

RESULTADOS.

Se obtuvieron señales claras de un cambio de fase inducido por el aumento en el parámetro de impacto, para la colisión de iones pesados Ni+Ni, como se muestra en la figura 1. Cuando la energía del proyectil es igual a 1300 MeV, se obtuvieron valores altos de la varianza relativa, en las gráficas de Campi [12], para parámetros de impacto grandes, con un pico en los parámetros de impacto entre 4 y 6 fm. Por lo tanto, estas señales sugieren que hay un cambio de fase inducido por el aumento en el parámetro de impacto.

Esta señal de las inestabilidades asociadas con el cambio de fase, coincide con la propiedad de autosimilaridad presentada por los momentos factoriales escalados, para un parámetro de impacto de 5 fm y una energía del proyectil igual a 1600 MeV en la colisión de iones pesados Ca+Ni (Fig. 2).

Las variables de escalamiento mostradas en los ejes de la Fig. 3, han sido construidas con exponentes críticos que se dejan flotar hasta que se obtiene el mejor ajuste de la ley de Fisher. Las curvas para diferentes tamaños de fragmento se proyectan sobre una sola línea recta, comprobando la propiedad de escalamiento térmico. Esto se verificó para la colisión de iones pesados Ni+Ni simuladas con el modelo dinámico LATINO, confirmando el

carácter estocástico de la emisión de fragmentos y la propiedad de escalamiento térmico para las colisiones de iones pesados, que habían sido observadas experimentalmente por la colaboración EOS .

Se han estimado los coeficientes de tensión superficial para las colisión Ni+Ni, obteniéndose un valor de éste cerca de 11, que está en el orden de los valores experimentales. Los valores de la energía superficial para estas barreras de energía son del mismo orden de magnitud que las obtenidas experimentalmente [¹³] (Fig. 3). Los exponentes críticos tuvieron los valores $\tau=2.04$ y $\sigma=0.678$, que están en el rango de los correspondientes al cambio de fase líquido-gas y han sido reportados por Elliot *et. al.* [¹⁴]. La excitación crítica se encuentra en el rango de los 3.7MeV.

CONCLUSIONES

Se ha ajustado la ley de Fisher para obtener los exponentes críticos de la colisión y los momentos factoriales escalados para la colisión central Ni+Ni, encontrándose evidencia computacional de un cambio de fase líquido-gas. Los autores agradecen el apoyo financiero a través del fondo 2-4570.5 de la Fundación Nacional Suiza para las Ciencias, así como el acceso al Laboratorio de Cómputo Intensivo de la UAM-Azcapotzalco y a los recursos computacionales de la Universidad de Texas en El Paso.

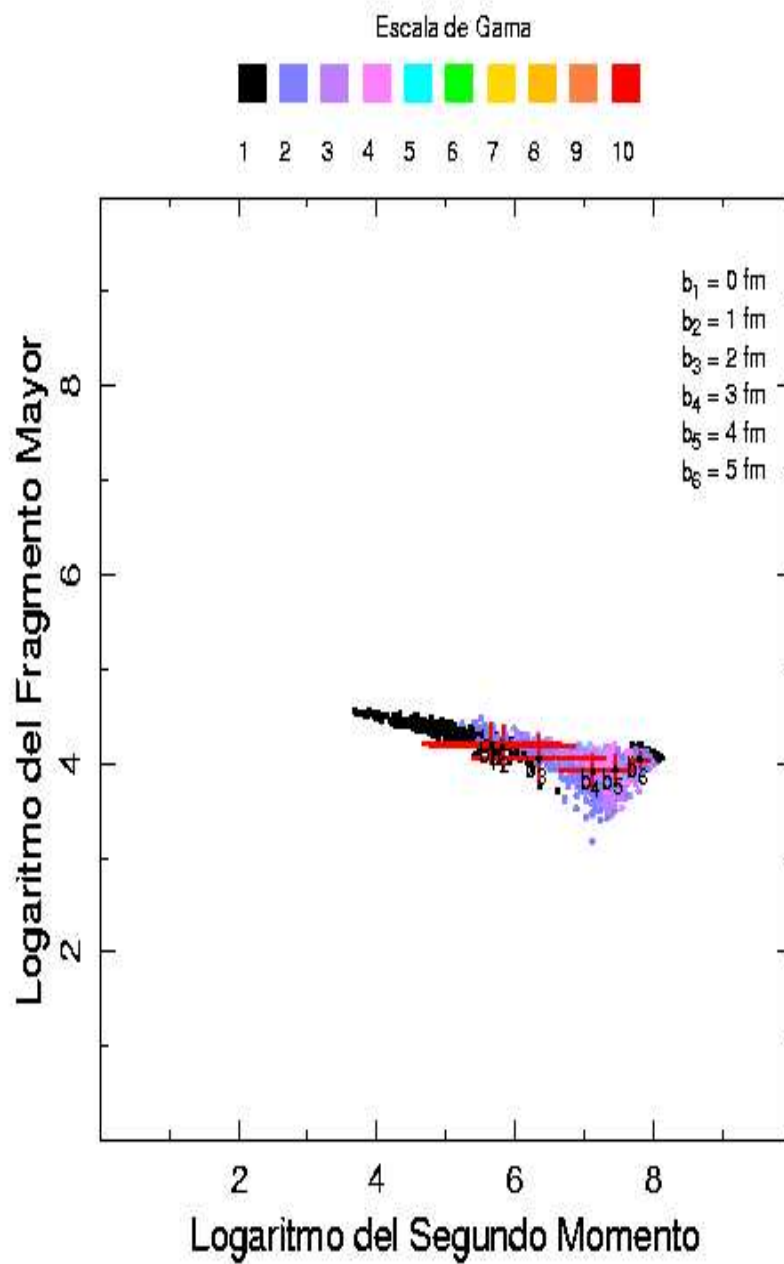


Figura 1.- Muestra la gráfica de Campi para la colisión Ni+Ni de iones pesados con $E_{\text{proy}} = 1300 \text{ MeV}$ donde se grafica la varianza relativa. Cuando se aumenta la energía del proyectil, se desarrolla un pico en la varianza relativa para un parámetro de impacto entre 4fm y 6fm.

MOMENTOS FACTORIALES ESCALADOS

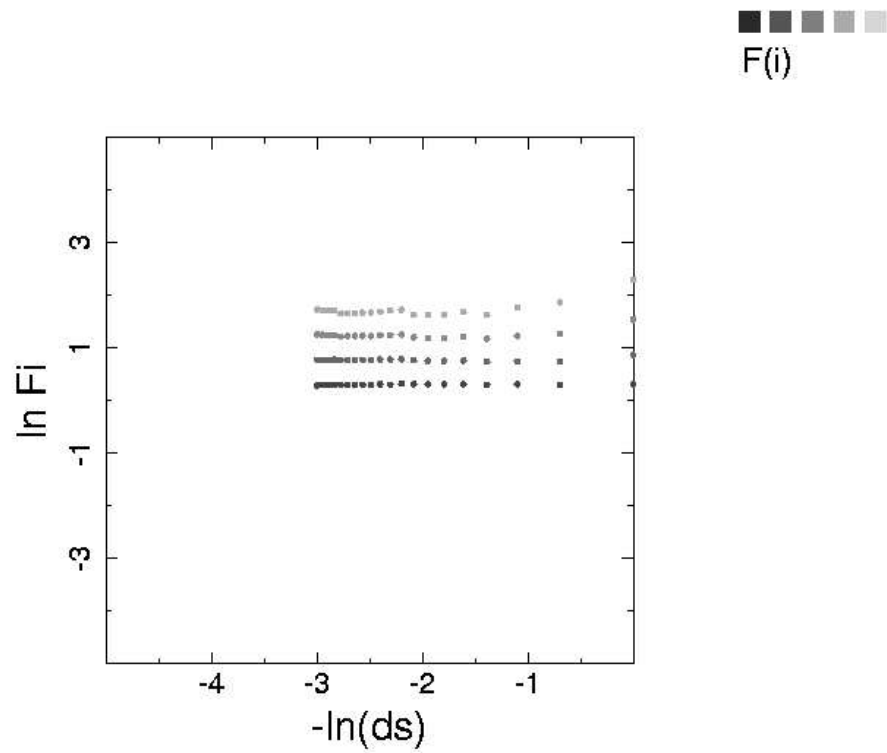


Figura 2.- Gráfica que muestra la propiedad de autosimilaridad en todas las escalas, para un parámetro de impacto de 6 fm y una energía de 1600 MeV, en la colisión de iones pesados Ca+Ni.

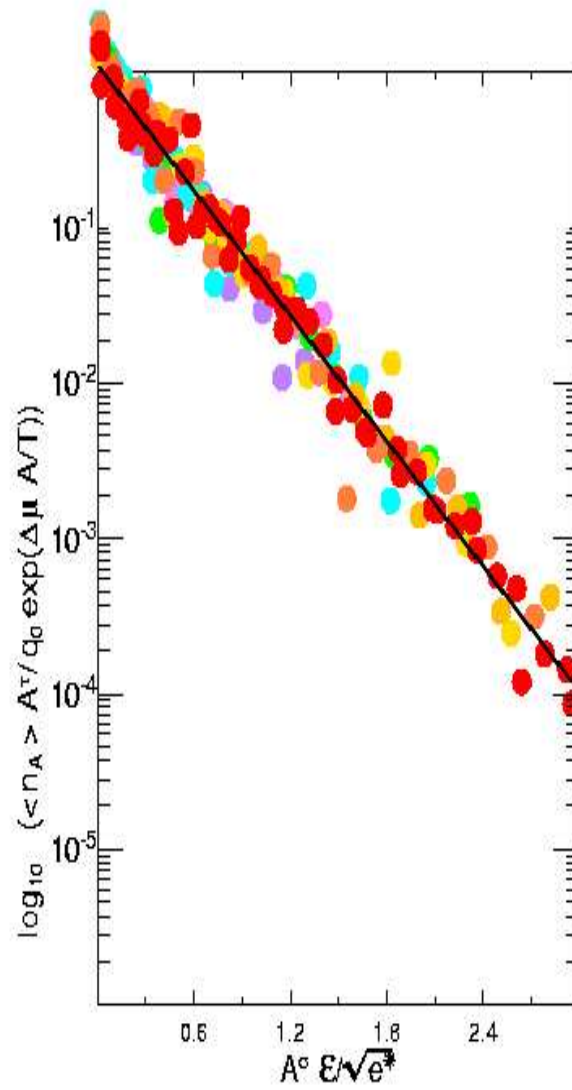


Figura 3.- Ley de Fisher ajustada para la colisión central Ni+Ni, calculada en el tiempo asintótico. El coeficiente de energía superficial relacionado con la barrera fisión necesaria para producir un fragmento toma un valor de 11.16, un valor del exponente crítico $\tau=2.05$ y $\sigma=0.64$, que se encuentran en el rango de los resultados experimentales obtenidos por la colaboración EOS.

REFERENCIAS.

-
- [¹]M. Fisher. *Physics* 3, (1967)255.
- [²] B. Mandelbrot, *J. Fluid Mech.* **62**, 331 (1974) .
- [³] L. P. Kadanoff, *Physica A* **163**, 1 (1990) .
- [⁴] A. Bialas y R. Peschanski, *Nucl. Phys.* **B308**, 857 (1988).
- [⁵] D. Stauffer, *Phys. Rep.* **54**. 1 (1979).
- [⁶] A. Barrañón, R. Cárdenas, C. O. Dorso y J. A. López, *Heavy Ion Phys.* 17-1, 59 (2003).
- [⁷]A. Barrañón et.al., *Physical Review C* 69, No. 1(2004) 1.
- [⁸]A. Barrañón, A. Chernomoretz, C. O. Dorso, J. A. López y J. Morales, *Rev. Mex. Phys.* **45**-Sup.2, 110 (1999).
- [⁹] R. Lenk et.al.. *Phys. Rev. C*, **42** (1990)372.
- [¹⁰]X. Campi, *J. of Phys. A***19** (1986)L917; *Phys. Lett.B* **208** (1988)351; *J. de Phys.* **50**(1989) 183.
- [¹¹] Mastinu *et. al.* *Phys.Rev.Lett.* 76 (1996) 2646-2649.
- [¹²] A. Barrañón, C. O. Dorso y J. A. López, *Rev. Mex. Phys.* **47**-Sup.2, 93 (2001).
- [¹³]J. B. Elliott et.al., *Phys.Rev.Lett.* 88 (2002) 042701.
- [¹⁴]J. B. Elliott et.al., *Phys.Rev.Lett.* 88 (2002) 042701.