

**Aproximaciones estadísticas a
la fisión nuclear**

Daniel R. Napoli

Tesis para acceder al título de Doctor en Física
Facultad de Ciencias Exactas
Universidad Nacional de La Plata

Director de Tesis: Dr Araceli N. Proto

Asesor Científico: Dr Angel Plastino

La Plata, 1987.

A Silvia, Lulu y Alfredo.

Resumen

Se ha encontrado un modelo que reproduce una gran cantidad de características del proceso de fisión tanto para fisiones frías como para calientes, a partir sólo del ajuste del rendimiento de masas de los fragmentos primarios. Se trabajó con el formalismo del PME (principio de máxima entropía) en Teoría de Información, según fue propuesto por Otero y col.^[1] en un trabajo anterior. La hipótesis básica realizada es que la distribución que reproduce los rendimientos de masas experimentales, es la de dos gases de Fermi interactuantes, con un vínculo adicional. Este vínculo es la diferencia de masas entre los fragmentos formados en cada fisión y se introduce en el modelo a través del formalismo de la Teoría de Información. La variable intensiva asociada a la diferencia de masas de los fragmentos, que llamamos λ , mide el apartamiento del límite estadístico, de la distribución que reproduce los resultados experimentales. La energía interna de los dos gases se supone función lineal de la masa de cada fragmento, hipótesis justificada a partir del estudio de la desexcitación de éstos, y está corregida por un término de apareamiento. Con este modelo se han reproducidos rendimientos con fuerte estructura fina. Para ello fue necesario estudiar distintas hipótesis de distribución de cargas entre los fragmentos, demostrando que el método utilizado para ajustar la distribución de masas permite, según los casos experimentales estudiados, inferir la

Resumen

distribución de cargas de máxima entropía, el rendimiento isotópico y las energías internas y cinéticas de los fragmentos. Una de las contribuciones más importantes, es la demostración de que la fragmentación más probable ocurre bajo la condición de equilibrio de los potenciales de Planck de ambos fragmentos. La condición de equilibrio térmico, sólo se cumple para fisiones simétricas para las cuales λ es nulo. Se puso también en evidencia la influencia del apareamiento en el momento de la escisión. El modelo puede ser extendido a fisiones más calientes, separando convenientemente los distintos modos de fisión. Se verificó el comportamiento de los distintos parámetros del ajuste en función de la energía de excitación total del núcleo fisionante. En particular, se observó que λ es función lineal de la energía cinética total media de los fragmentos, con una pendiente dependiente del Z del núcleo fisionante. Se estudiaron las fragmentaciones frías en las fisiones del $^{233-235}\text{U}(n_{th}, f)$.

Indice

Introducción	1
Capítulo I : El proceso de fisión	3
I.1 Fisión fría y caliente	3
I.2 Datos experimentales	9
Capítulo II : Teoría de información en procesos de fisión	21
II.1 Principio de máxima entropía	21
II.2 Método de la surprisal	32
Capítulo III : Fisión fría	39
III.1 Modelo para la fisión nuclear	40
III.2 Análisis de datos	49
III.3 Resultados obtenidos en fisión fría	56
III.4 Resumen	61
Capítulo IV : Fragmentación fría	64
IV.1 Antecedentes	64
IV.2 Resultados obtenidos	68
IV.3 Resumen	69
Capítulo V : Fisión caliente	71
V.1 $^{226}\text{Ra}(p, f)$	71
V.2 $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' f)$	75
V.3 Resumen	80
Capítulo VI : Resultados y conclusiones	82
Referencias	87
Agradecimientos	

INTRODUCCION

Han sido muchos los intentos de concretar un modelo que explicara simultáneamente distintos aspectos del fenómeno de fisión nuclear. En el presente trabajo se ha intentado hacer una nueva contribución al respecto a través del Principio de máxima entropía (PME).

En el Capítulo I se hace un breve resumen de los aspectos más importantes del fenómeno de fisión nuclear utilizados en los capítulos posteriores. En el Capítulo II se introducen los conceptos fundamentales que dan lugar al principio de máxima entropía enunciado desde la teoría de información. La aplicación de este principio al proceso de fisión nuclear comienza en el Capítulo III, donde se trata el problema de las fisiones frías, entendiéndose por tales a las espontáneas e inducidas por neutrones térmicos. Se analiza la estructura fina de los rendimientos de masas, la distribución de cargas de los fragmentos, su energía interna y cinética, el rol del equilibrio térmico y el potencial de Planck en la escisión, y la contribución de la dispersión experimental y la energía de apareamiento en la interpretación de la estructura fina. Este último punto se manifiesta especialmente en el Capítulo IV al abordar el estudio de las fragmentaciones frías. Finalmente en el Capítulo V se propone el estudio de las fisiones calientes en dos etapas. El rendimiento triplemente picado del $^{226}\text{Ra}(p,f)$ permite verificar la posibilidad de estudiar, con

Introducción

el modelo introducido en el capítulo III, separadamente cada canal de fisión. Para la reacción $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$ se estudia el comportamiento de los parámetros del modelo al aumentar la energía de excitación del núcleo fisionante. Finalmente en el Capítulo VI se resumen los principales resultados.

CAPITULO I

El proceso de fisión

I.1 Fisión fría y caliente

I.2 Datos experimentales

El presente capítulo describe los hechos experimentales que caracterizan a la fisión nuclear. La notable complejidad de este fenómeno, observado por primera vez hace ya casi cincuenta años, torna imposible una descripción exhaustiva de todos sus detalles en este breve resumen. Por ese motivo, se dedicará especial atención a las características del proceso de fisión que serán posteriormente utilizadas. En especial, la distribución de masa, carga, energía cinética y procesos de desexcitación de los fragmentos de fisión. Finalmente se mencionarán algunas de las dificultades experimentales para la determinación de estos parámetros.

I.1 Fisión fría y caliente

Se llama fisión nuclear a la secuencia de eventos que tienen lugar cuando un núcleo se divide en, por lo general, dos núcleos de masas comparables en estado altamente excitado. La escisión de un núcleo pesado en dos núcleos de masas comparables, es energéticamente posible debido al comportamiento de la energía de ligadura por nucleón, B/A , que a partir de su valor máximo de 8.8 MeV para el ^{56}Fe ,

I. El proceso de fisión

disminuye a medida que aumenta A , hasta un valor de alrededor de 7.6 MeV para núcleos con $A \approx 240$. De este modo, la suma de las masas de los dos fragmentos a que daría lugar la fisión de tal núcleo, resulta menor que la masa del mismo antes de fisiónar y la diferencia, del orden de los 200 MeV, es la energía liberada en el proceso. Los núcleos con $Z > 90$ fisiónan espontáneamente, otros en cambio necesitan ser excitados con suficiente energía como para pasar la barrera de fisión. Esta energía de excitación puede ser entregada al núcleo mediante el bombardeo con fotones, neutrones, partículas cargadas, etc., que son absorbidos por dicho núcleo o interactúan con él a través de una reacción directa.

En la figura I.1^[2] podemos ver un diagrama esquemático del proceso de fisión, que se suele separar en tres etapas, aunque en la práctica no están tan claramente definidas. La primera etapa en que dividimos el proceso es el estado de transición del núcleo. El paso por la configuración de deformación de ensilladura es el que determina la velocidad de la escisión posterior, ya que la energía de superficie del núcleo aumenta con la deformación mientras que la energía coulombiana decrece. Para grandes deformaciones el decrecimiento de la energía coulombiana es más rápido que el crecimiento de la energía de superficie, de modo que para deformaciones intermedias existe un estado de transición en el cual el núcleo posee una cantidad extra de energía respecto del núcleo original. Esta energía extra hace que

I. El proceso de fisión

ese estado de transición sea inestable. Por ejemplo, si el núcleo está ligeramente elongado al punto de ensilladura, las fuerzas coulombianas lo guiarán a la fisión. Si en cambio la elongación es reducida, las fuerzas de superficie lo llevarán a su forma original. En esta etapa, si la energía de excitación es mayor que la de ligadura de un neutrón, se observa una fuerte competencia entre el canal de desexcitación por fisión y el de desexcitación por emisión de neutrones, dando lugar a los fenómenos conocidos como primera, segunda, etc. chance de fisión, esquematizados en la figura I.2 (sobre este punto volveremos en el Capítulo V).

La segunda etapa es la escisión. En esta etapa el núcleo se divide en por lo general dos fragmentos de masas comparables y una gran energía de excitación (fisión binaria). Raras veces se observa una tercera partícula liviana (fisión ternaria). Después de la separación los fragmentos son acelerados gracias a la repulsión coulombiana. Esta aceleración es tal que aproximadamente a 85 fm de separación (del orden de 10^{-20} seg. después de la escisión), ya han alcanzado el noventa por ciento de su energía cinética máxima. Estos fragmentos se desexcitan emitiendo neutrones, rayos gama y en un tiempo posterior, beta, hasta dar lugar a los llamados productos de fisión. En el esquema adjunto (fig. I.1) podemos ver algunos tiempos característicos.

I. El proceso de fisión

Los modelos desarrollados para explicar el proceso de fisión, se dividen, por lo general, en dos grupos, según se suponga que la evolución del punto de ensilladura al de escisión sea adiabática o no^[3]. Se dice que esta evolución es adiabática, si es suficientemente lenta o, el acoplamiento entre los grados de libertad internos suficientemente débil, de modo que los grados de libertad de partícula independiente puedan reajustarse fácilmente ante cada nueva deformación. Si esto sucede, la disminución de energía potencial, cuando el sistema pasa del punto de ensilladura al de escisión, contribuye a los grados de libertad colectivos, principalmente como energía cinética asociada con el movimiento relativo de los fragmentos nacientes. Si, en cambio, la evolución es muy rápida o el acoplamiento entre los grados de libertad colectivos y de partícula independiente es muy fuerte, habrá transferencia de energía colectiva a excitaciones de partícula. Si al punto de escisión esta no adiabaticidad es muy grande se supone más razonable un tratamiento estadístico. Es difícil establecer cuándo cada una de estas aproximaciones es válida, y si esta validez se mantiene en toda la evolución del punto de ensilladura al de escisión. Si la evolución hacia la escisión es lenta, el decrecimiento en energía potencial se transfiere a energía cinética relativa lo que significa que la fisión se acelera. Si la evolución hacia la escisión es rápida, la disminución de energía potencial se transfiere a grados de libertad de partícula independiente en desmedro de la energía cinética relativa.

I. El proceso de fisión

Entre los modelos teóricos que han intentado describir el paso del punto de ensilladura al de escisión podemos mencionar el modelo adiabático, el estadístico y el de la gota líquida. Hasta el momento, ninguno de estos modelos ha logrado una explicación completa del proceso.

El modelo de la gota líquida idealiza al núcleo como una gota de un fluido no viscoso que evoluciona del punto de ensilladura al de escisión. Esta evolución se considera adiabática respecto de los grados de libertad de partícula independiente. El modelo de Wilets^[4], conocido como modelo adiabático, fue descrito como un modelo unificado que incorporaba la características del modelo de partícula independiente y el de la gota líquida. La restricción de que el tiempo característico para las evoluciones colectivas del núcleo sea más grande que el de las evoluciones individuales de cada nucleón, permite a estas últimas ajustarse adiabáticamente a la evolución colectiva de la superficie nuclear. El modelo estadístico propuesto por Fong^[5-9], en cambio, asume que fuerzas no adiabáticas mantienen el equilibrio estadístico hasta llegar a una configuración de escisión bien definida. A partir de allí, no hay más interacción entre los fragmentos. La fórmula fundamental del modelo estadístico de Fong^[5-9] establece la probabilidad de que el núcleo se divida en dos fragmentos de masas y cargas (A_1, Z_1) y (A_2, Z_2) como

$$P_{\text{Fong}}(A_1, Z_1, A_2, Z_2) =$$

I. El proceso de fisión

(I.1-1)

$$= \text{cte.} \int dE_{kJ}^* \int de_1 (u \cdot E_k^*)^{3/2} \cdot W_1(e_1) \cdot W_2(E_t^* - E_k^* - e_1),$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren a ambos fragmentos, $W(e)$ la densidad de niveles de un fragmento con energía de excitación e , u la masa reducida del par de fragmentos, E_k^* la energía cinética total de los fragmentos y E_t^* la energía disponible para traslación y excitación al punto de escisión. Las cantidades primadas se refieren al punto de escisión y no son directamente observables por lo que en este punto hay un considerable grado de incerteza. Para la densidad de niveles asume

$$W_I(e) = W_0(e) \cdot (2I+1) \cdot \exp[-(I+1/2)^2 / (2 \cdot J \cdot T)], \quad (\text{I.1-2})$$

con

$$W_0(e) = c \cdot \exp(2 \cdot \sqrt{a \cdot e}), \quad (\text{I.1-3})$$

donde a y c son constantes que dependen de A , I es el estado de espín, $J = 2 \cdot (M \cdot R^2 / \hbar^2) / 5 \approx A^{5/3}$ y $T = \sqrt{e/a}$. La energía liberada en fisión es calculada a partir de las diferencias de masas entre el núcleo fisionante y los fragmentos de acuerdo a una fórmula semiempírica derivada por Fong y los términos de energías coulombiana y de deformación son calculados suponiendo términos de deformación sólo de tercer orden.

Si bien una de las características más estudiadas de la

I. El proceso de fisión

fisión es el rendimiento de masas de los fragmentos, no ha sido posible especificar en qué momento del proceso se definen las distribuciones de masas y cargas. El modelo estadístico de Fong propone que se determinan por el peso estadístico de los fragmentos al punto de escisión^[5], otros autores proponen que son determinadas por las condiciones de transferencia de nucleones entre el punto de ensilladura y el de escisión^[10]. Johansson^[11] ha observado una correlación entre el parámetro relacionado con el momento octupolar del núcleo en el punto de ensilladura y el cociente de masas de los fragmentos de fisión, sugiriendo que es en este punto donde se define la forma de la partición. Además, resulta intuitivo pensar que la posibilidad de intercambio de masa, debe disminuir en la medida que el sistema se aproxima a la escisión, de modo que las variaciones de la energía potencial deberán ser compensadas por otros grados de libertad. En el capítulo III, se tratará la respuesta sugerida por nuestro trabajo a este interrogante.

I.2 Datos experimentales

La fisión nuclear ha dado lugar a una innumerable cantidad de trabajos en física experimental, poniendo en evidencia distintas facetas del proceso. Se dará aquí detalle de los resultados experimentales sobre las propiedades de los fragmentos de fisión que posteriormente usaremos: rendimientos de masas, mecanismos de desexcitación

I. El proceso de fisión

(emisión de neutrones y rayos gama inmediatos), energías cinéticas, distribución de cargas, etc. Incluyendo en este estudio un aspecto que actualmente atrae el interés de la gente dedicada al tema como es el de la fragmentación fría.

Se observa experimentalmente que, cuando en una reacción predominan las fisiones asimétricas, la distribución de masas es doblemente picada en las masas liviana y pesada más probables, con un valle en $A_f/2$, donde A_f es el número de masa del núcleo fisionante. A medida que la contribución de las fisiones simétricas va aumentando, en general con la energía de excitación del núcleo fisionante, disminuye la profundidad del valle de la distribución, sin variar la posición de los picos asimétricos, llegando en algunos casos a medirse distribuciones triplemente picadas o de un solo pico ancho. La relación entre las contribuciones simétrica y asimétrica en el rendimiento de masas, se expresa a través del cociente entre el pico y el valle de dicha distribución.

El valor de la masa más probable (pico pesado) es muy estable (fig. I.3) ^[12,13] para todas las fisiones estudiadas debido a la cercanía de la doble capa $N=82$, $Z=50$. Las distribuciones de masas se suelen clasificar según su origen en: a) por la masa fisionante en fisiones de elementos pesados ($A_f > 230$), intermedios (Ac, Ra, etc.) y livianos fisionables (Pb, Bi, etc.) y b) por su energía de excitación en frías y calientes. Esta clasificación se representa

I. El proceso de fisión

esquemáticamente en la figura 1.4^[14]. Otro punto, dentro de las distribuciones de masas, que ha puesto a prueba a los distintos modelos sobre la fisión, es la estructura fina observada en un amplio rango de fisiones frías^[15]. Estas estructuras disminuyen a medida que la masa fisionante crece y no se observan en absoluto para fisiones más calientes.

La energía total liberada en una fisión binaria, E_t , se puede calcular a partir de la diferencia de masas entre el núcleo excitado fisionante y los fragmentos primarios en su estado fundamental. La energía total liberada así definida no incluye la liberada por decaimientos beta de los productos primarios y para calcular las masas de los fragmentos hay que utilizar alguna fórmula de masas, ya que éstos están muy alejados de la línea de estabilidad. La energía potencial de los fragmentos de fisión en el momento de la escisión, está dada por la energía coulombiana de interacción mutua, E_c , y la suma de las de deformación de cada fragmento, $E_d = E_{d1} + E_{d2}$. La diferencia entre E_t y la energía potencial es la energía disponible para la excitación de los grados de libertad internos, $E'_x = E'_{x1} + E'_{x2}$, más la cinética de los fragmentos en el punto de escisión relativa al centro de masa del sistema, E'_k .

Después que los fragmentos se han separado, la energía coulombiana mutua se transforma en cinética de los fragmentos y la de deformación de cada uno de éstos en energía interna de los mismos, de modo que cuando los

I. El proceso de fisión

fragmentos se hallan a una distancia infinita, la energía cinética total de ambos es $E_k = E_c + E_k'$ y la energía de excitación interna total, $E_x = E_d + E_x'$. La mayor parte de la energía liberada en la fisión se convierte en energía cinética de los fragmentos. Como primera aproximación para una estimación de esta energía cinética total, puede calcularse la repulsión coulombiana entre los fragmentos, suponiéndolos esferas cargadas idénticas de masa $A_f/2$, carga $Z_f \cdot e/2$ y radio $r_0 \cdot (A_f/2)^{1/3}$, donde A_f y Z_f son la masa y carga del núcleo fisionante respectivamente. Así se obtiene una expresión, proporcional a $Z_f^2/A_f^{1/3}$, que reproduce cualitativamente el comportamiento de la energía cinética total medida respecto a la masa y carga del núcleo fisionante, según se puede ver en la figura I.5^[16]. Esta aproximación es sólo cualitativa debido no sólo a que los fragmentos no siempre tienen igual masa y carga (fisión simétrica) sino que tampoco, por lo general, tienen forma esférica pues nacen en la fisión con un alto grado de excitación. La dependencia de la energía cinética total con las masas de los fragmentos, tiene características definidas en la fisión binaria y fría, donde se observa un marcado pico cuando el número de masa pesado es 132. Y baja abruptamente (alrededor de 20 MeV) hacia las divisiones más simétricas y más suavemente hacia las divisiones más asimétricas. El hecho notable que el pico de la energía cinética total esté en $A_H = 132$ para todas las fisiones asimétricas estudiadas, pone en evidencia el muy importante papel que juega en la configuración de escisión la

I. El proceso de fisión

estructura de capas de este fragmento. También se ha observado que la energía cinética total de los fragmentos es aproximadamente constante ante grandes variaciones de la energía incidente, lo que refleja el hecho de que la excitación adicional del núcleo fisionante se entrega a los fragmentos como energía de deformación y de excitación interna. Para blancos con número de masa menor de 220 el valor máximo de energía cinética total corresponde a las divisiones de masas simétricas, para las cuales la fisión es más probable, y decrece con la asimetría.

Los fragmentos, que nacen en niveles excitados por encima de la energía de ligadura del último neutrón, se desexcitan a través de decaimiento gama y por emisión de neutrones inmediatos a la escisión (neutrones prompt). Estos neutrones inmediatos, un 85% de todos los emitidos en la fisión, son consecuencia directa de la alta excitación con que nacen los fragmentos en el punto de escisión. A ellos corresponde la fracción más grande de energía disipada que no se entrega como energía cinética de los fragmentos. Además de estos neutrones inmediatos, se observan en este tipo de reacciones, neutrones provenientes de la desexcitación del núcleo compuesto, como canal alternativo a la fisión y los ya mencionados neutrones retardados.

La energía de excitación de los fragmentos de fisión, E_x , aludida anteriormente, está entonces directamente relacionada con la cantidad de energía liberada por emisión

I. El proceso de fisión

de neutrones y rayos gama por los fragmentos a través de la expresión^[17]

$$E_x = \nu \cdot (B_n + E_n) + E_g, \quad (I.2-1)$$

donde ν es el número de neutrones inmediatos emitidos por los fragmentos, B_n y E_n las energías de excitación y cinética respectivamente de dichos neutrones y E_g la energía total liberada por desexcitación gama por los fragmentos. El número ν de neutrones emitidos por fragmento se ha medido para una gran cantidad de núcleos fisionantes y en todos los casos se ha observado que es lineal con la masa del fragmento (figura I.6)^[18]. El mismo comportamiento se observa en la radiación gama total emitida por fragmento. Para estos neutrones también se ha comprobado que a medida que aumenta la energía de excitación del núcleo fisionante, aumenta también el número de neutrones emitidos por el fragmento pesado especialmente, manteniendo aproximadamente las pendientes de las curvas respecto del caso más frío (figura I.7)^[19]. En el rango de masas de los fragmentos de fisión tanto B_n como K_n varían lentamente con A .

La distribución de cargas en el proceso de fisión ha sido extensamente estudiada, habiéndose establecido que para cada A es posible medir un valor de Z preferencial o más probable ($Z_p(A)$) con una dada dispersión σ_z . Se ha comprobado experimentalmente que la distribución $Z(A)$ resulta una gaussiana centrada en $Z_p(A)$, con semiancho σ_z .

I. El proceso de fisión

Se han efectuado numerosas hipótesis para predecir el $Z_p(A)$ y entre las más utilizadas podemos mencionar:

a) la distribución a densidad de carga constante (UCD: unchanged charge distribution) que asume que la densidad de carga de los fragmentos (Z/A) es igual que la del núcleo fisionante (Z_f/A_f) y por lo tanto la carga más probable para un fragmento de masa A , con esta hipótesis, resulta

$$Z_{UCD}(A) = A Z_f / A_f , \quad (I.2-2)$$

donde A_f y Z_f son la masa y la carga del fragmento fisionante respectivamente,

b) la distribución a igual desplazamiento de cargas (ECD: equal charge displacement), supone que la diferencia entre la carga más probable (Z_p) y la correspondiente al isóbaro estable (Z_E), es la misma para cada fragmento, por lo que

$$Z_{E,L} - Z_{P,L} = Z_{E,H} - Z_{P,H} , \quad (I.2-3)$$

donde los subíndices E,P corresponden a "estable" y "más probable" respectivamente y los subíndices L,H al fragmento liviano" y "pesado" respectivamente,

c) la distribución que minimiza la energía potencial (MPE: minimum potential energy) [20].

d) a partir de determinaciones experimentales de la distribución de cargas, Reisdorf y col. [21] han sugerido que el apartamiento de la distribución UCD es lineal con la diferencia de masas de los fragmentos.

I. El proceso de fisión

Estas hipótesis fueron evaluadas, como parte de este trabajo, con el formalismo de máxima entropía.

La determinación experimental de estas características de los fragmentos de fisión, tiene no pocas dificultades, que conviene tener presentes al momento de comparar los resultados experimentales con la teoría. Durante muchos años se han utilizado métodos radioquímicos para la determinación de las distribuciones de masas y cargas de los productos de fisión [22]. Estas mediciones, muy difíciles debido a que sólo una pequeña fracción de los rendimientos independientes contribuyen apreciablemente a la medida, no brindan información sobre los rendimientos primarios. Según hemos visto los fragmentos nacen ricos en neutrones y en estados altamente excitados de los que decaen emitiendo entre dos y cuatro neutrones en un tiempo entre 10^{-15} a 10^{-18} seg. después de la escisión. Esto significa que un detector colocado a algunos centímetros del blanco interactúa con los fragmentos después que los neutrones inmediatos han sido emitidos. Para dar una idea de las dificultades con que se tropieza al pretender conocer las magnitudes primarias que caracterizan a los fragmentos de fisión: su carga, masa y energía cinética, quizás sea conveniente en este punto aclarar algunos aspectos sobre la medición de las cantidades físicas pre y post emisión de neutrones inmediatos. A modo de ejemplo describiremos brevemente dos de los métodos más utilizados de identificación y medición de energías cinéticas pre-emisión

I. El proceso de fisión

de neutrones: el método de doble energía y el de tiempo de vuelo.

La idea básica del método de doble energía es la de obtener las masas pre-emisión de neutrones (m_1, m_2) conocidas las energías cinéticas post-emisión de neutrones (E_{k1}^*, E_{k2}^*) que se miden con sendos detectores de estado sólido¹ para cada fragmento proveniente de una misma fisión. Conocidas las energías cinéticas pre-emisión de neutrones (E_{k1}, E_{k2}) y el número de neutrones inmediatos emitidos por fragmento (v_1, v_2) sería prácticamente inmediato obtener las masas pre-emisión utilizando las leyes de conservación de la masa y el impulso lineal,

$$m_1 \cdot E_{k1} = m_2 \cdot E_{k2} , \quad (I.2-4)$$

$$m_1 + m_2 = A_f , \quad (I.2-5)$$

$$m_i = m_i^* + v_i , \quad i = 1, 2 , \quad (I.2-6)$$

con A_f es la masa del núcleo fisionante, de donde

$$m_1 = A_f \cdot E_{k2} / (E_{k1} + E_{k2}) , \quad (I.2-7)$$

¹ Los detectores de estado sólido actúan básicamente como cámaras de ionización, con una gran eficiencia para la detección de partículas cargadas. La altura de pulso de su salida es lineal con la energía del ión incidente, con constantes de calibración dependientes del tipo de ión.

I. El proceso de fisión

naturalmente existe una expresión similar para m_2 . Ahora bien, dado que las cantidades medidas no son (E_{k1}, E_{k2}) sino las energías cinéticas post-emisión (E_{k1}^*, E_{k2}^*) , hay que hacer ciertas suposiciones [23] para obtener las masas pre-emisión como por ejemplo que las velocidades de los fragmentos (v_1, v_2) no son alteradas durante la emisión de los neutrones, lo cual se justifica por la isotropía de dicha emisión desde el sistema centro de masa de cada fragmento, de donde

$$E_{ki} / m_i = E_{ki}^* / m_i^* , \quad (I.2-8)$$

y

$$m_1 = A_f \cdot E_{k2}^* / (E_{k2}^* + E_{k1}^* \cdot (1 + g_1)) , \quad (I.2-9)$$

donde

$$g_1 = (v_1/m_1 - v_2/m_2) / (1 + v_2/m_2) .$$

Cuando el número de neutrones emitido por fragmento (v_1, v_2) no se mide simultáneamente con la energía de los mismos, es usual reemplazarlo por el número promediado sobre todas las energías posibles (\bar{v}_1, \bar{v}_2) , o más simplemente aproximar $g_1 = 0$, en este último caso al m_1 obtenido se lo llama masa "provisional". En algunos trabajos se aproxima a (\bar{v}_1, \bar{v}_2) por el valor medido para algún nucleido cercano al que se estudia, los más comunes son el ^{235}U y el ^{252}Cf .

El método más directo para obtener las masas primarias es el llamado de tiempo de vuelo, que consiste en medir el tiempo que tardan los fragmentos en recorrer una distancia

I. El proceso de fisión

fija para calcular su velocidad. Como antes se asume que $V_i^* = V_i$, por lo que a partir de las leyes de conservación antes mencionadas se puede fácilmente obtener las masas primarias.

Otro sistema que permite medir simultáneamente la carga y masa de los fragmentos es el separador o espectrómetro de masas que básicamente consiste en dos o más deflectores magnéticos, un pequeño colimador de salida y una cámara de ionización. En los más modernos el colimador y la cámara son reemplazados por cámaras multifilares², que permiten tener mejor estadística en el número de eventos acumulados.

La investigación experimental de las distribuciones de masas y cargas de los fragmentos en función de su energía cinética permiten estudiar configuraciones de escisión con distintas energías de excitación. Estas mediciones cuyos trabajos pioneros fueron los de Gibson y col.^[24] con el método de doble energía, Fraser y col.^[25] con técnicas de tiempo de vuelo, son objeto desde hace relativamente pocos años de renovado interés^[26], especialmente en lo que

² Las cámaras multifilares, son cámaras de ionización en las que se colocan una gran cantidad de alambres de resistencia calibrada, paralelos y equiespaciados, y conectados en paralelo con sendas resistencias intercaladas, que funcionan como un divisor de tensión, cuya altura de pulso de salida, indica claramente cuál fue el alambre donde se colectó la carga producida por la ionización del ion incidente, denunciando de este modo la posición del mismo.

I. El proceso de fisión

respecta a los eventos con mayor energía cinética que corresponden a las configuraciones de escisión con menor energía de excitación que dan lugar a las llamadas "fragmentaciones frías". Actualmente estas mediciones se realizan fundamentalmente por el método de tiempo de vuelo [27] o con espectrómetros de retroceso [28, 29] habiéndose llegado a energías de excitación total del orden de la energía de ligadura de un neutrón en el núcleo fisionante. A estos eventos está dedicado el capítulo IV del presente trabajo.

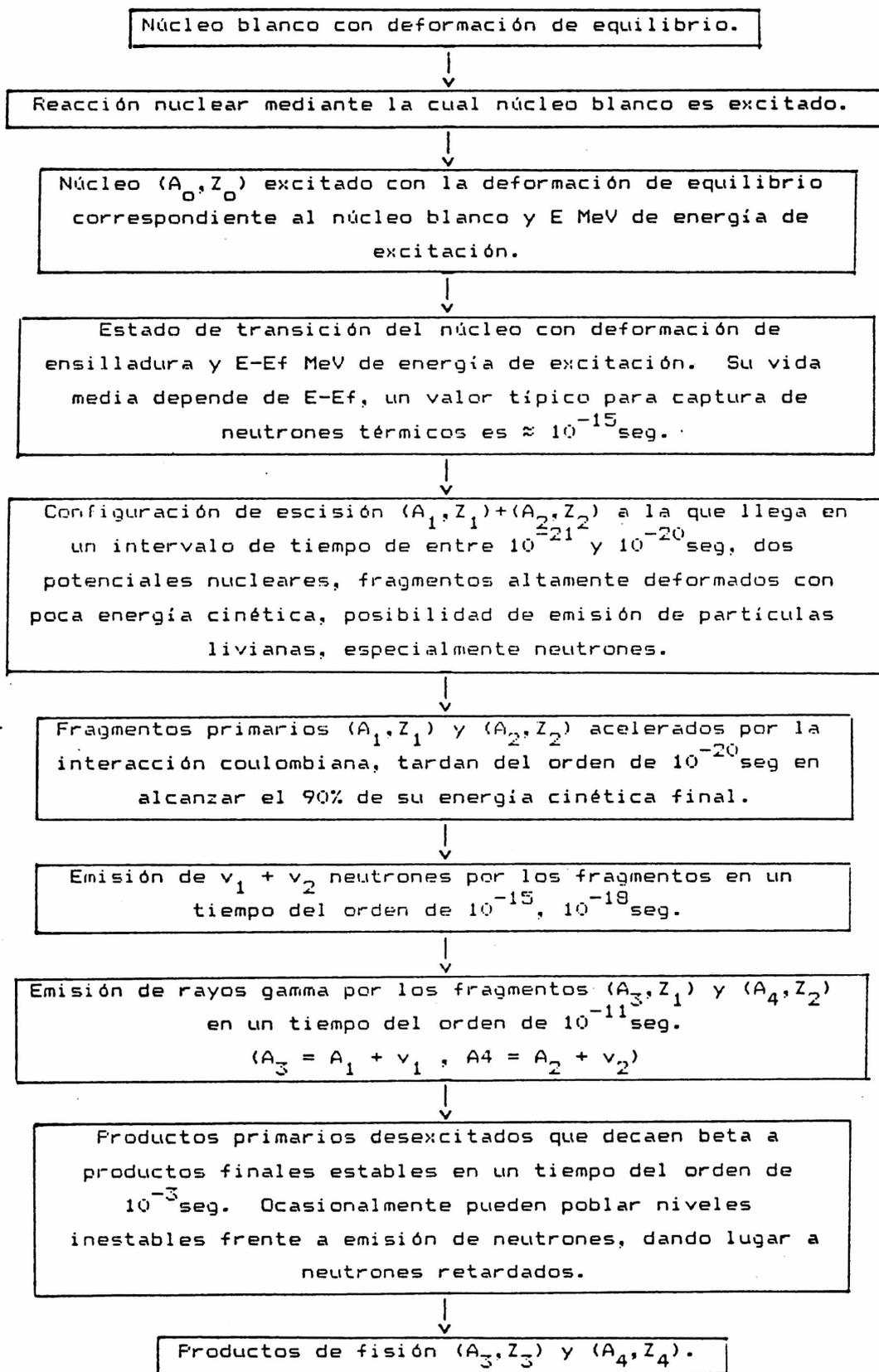


Figura I.1

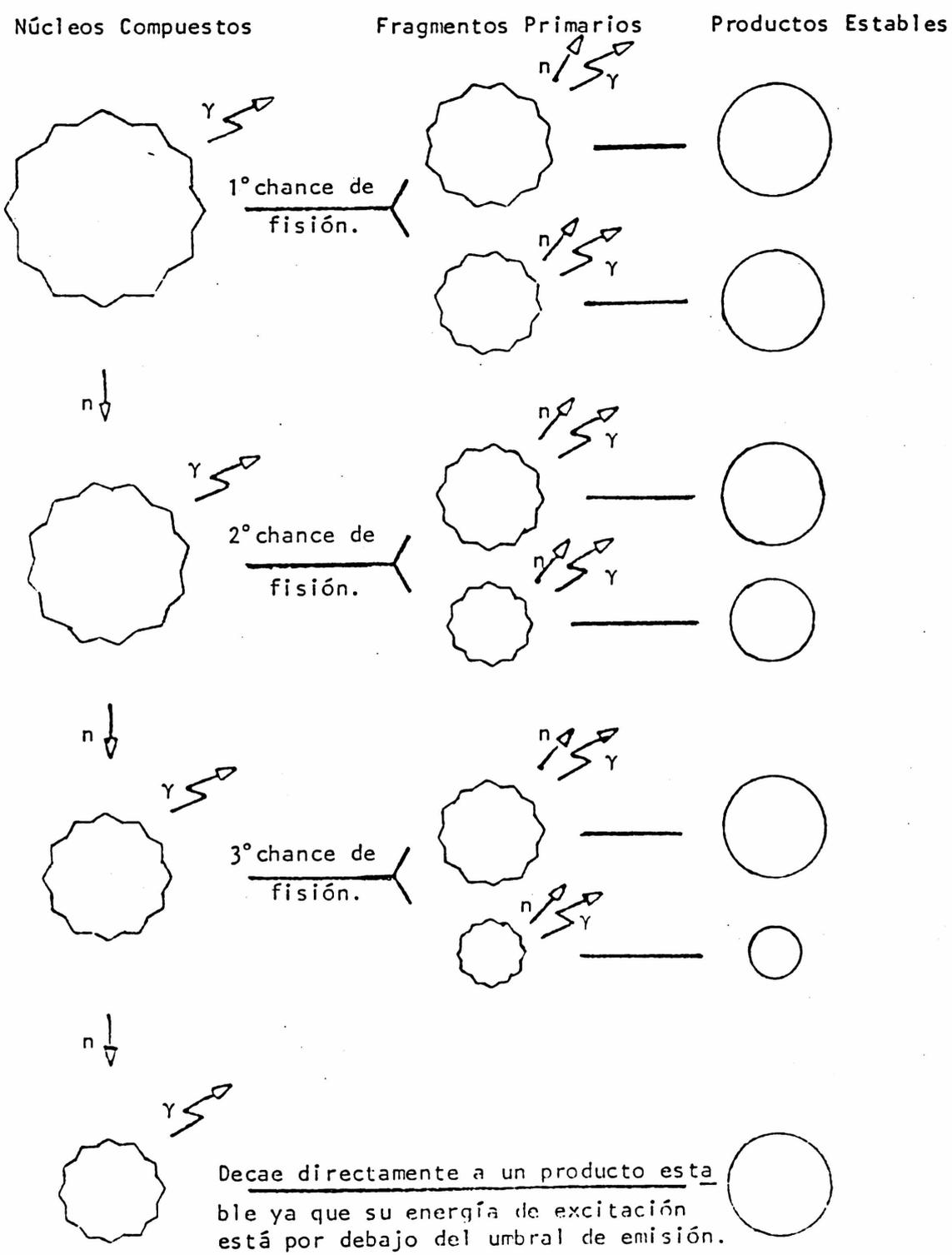


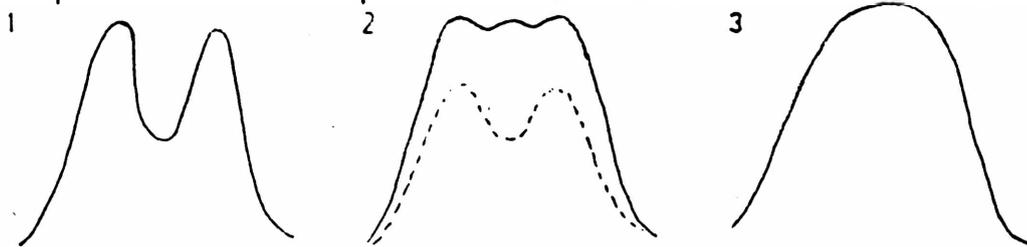
Figura I.2

Secuencia de los posibles canales de desexcitación de un núcleo pesado bombardeado con un haz de partículas. Referencias:  núcleo excitado,  núcleo estable (puede decaer beta), n desexcitación por emisión de neutrones, γ desexcitación por emisión gamma.

.....
 Cerca del umbral E^* entre 10y40MeV E^* mayor que 40MeV

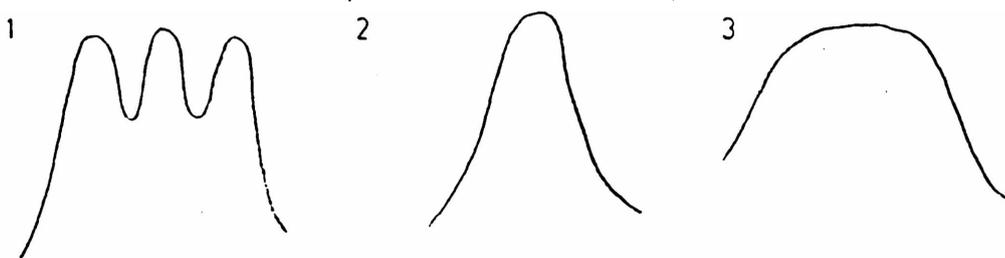
a) Elementos pesados (Th, y más pesados)

Cerca del umbral de la fisión sus distribuciones de masas son muy asimétricas. A medida que crece la energía de excitación sube su valle. La posición de los picos asimétricos no cambia con E^* .



c) Elementos intermedios (Ac,Ra,etc)

Desde energías E^* muy cercanas a la umbral de la reacción se observan distribuciones triplemente picadas. El pico simétrico de éstas aumenta con la E^* mientras que los asimétricos quedan prácticamente constantes.



e) Elementos fisionables livianos (Pb,Bi,..)

Las distribuciones son simétricas desde las energías umbrales y con el aumento de E^* se van ensanchando.

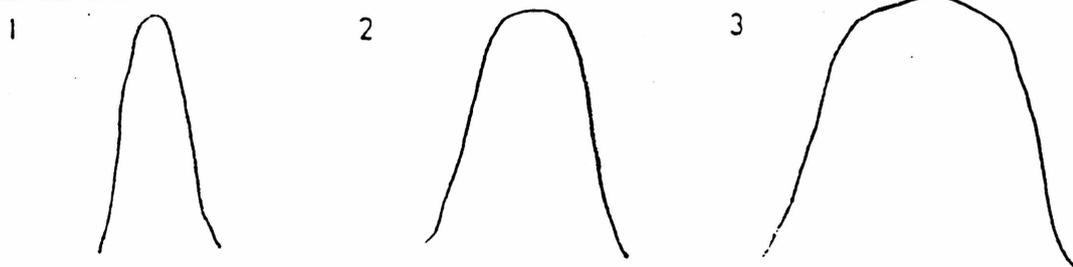


Figura I.4

Características de las distribuciones de masas de los fragmentos en función de la energía de excitación (E^*) y del Z del núcleo fisionante^[14]: 1) E^* cercana al umbral de fisión, 2) E^* entre 10. y 40.MeV, 3) E^* mayor que 40.MeV.

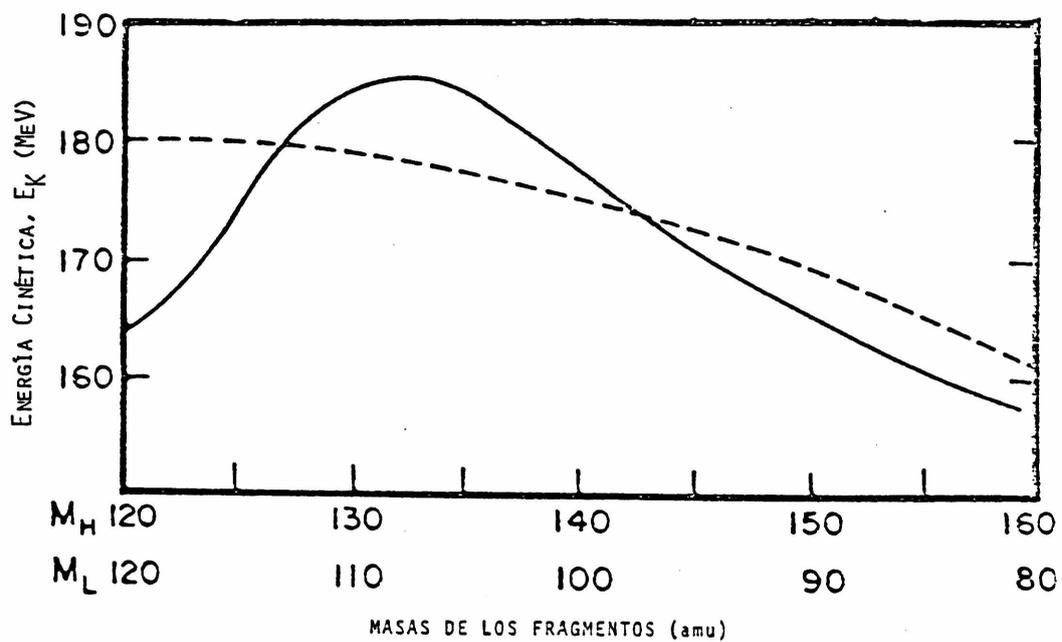


Figura I.5

Energía cinética total por fisión en función de la masa de los fragmentos para la reacción $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$ (línea llena). La línea punteada muestra la predicción coulombiana [16].

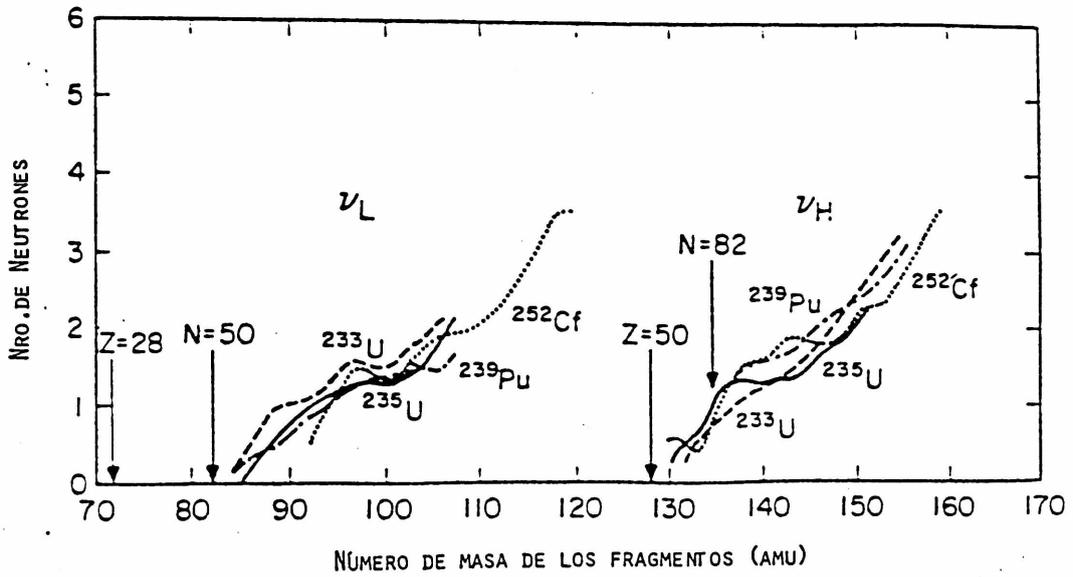


Figura I.6

Número medio de neutrones emitidos por fragmento en función de su masa, para varias fisiones frías. Las flechas señalan distintas capas nucleares cerradas [18].

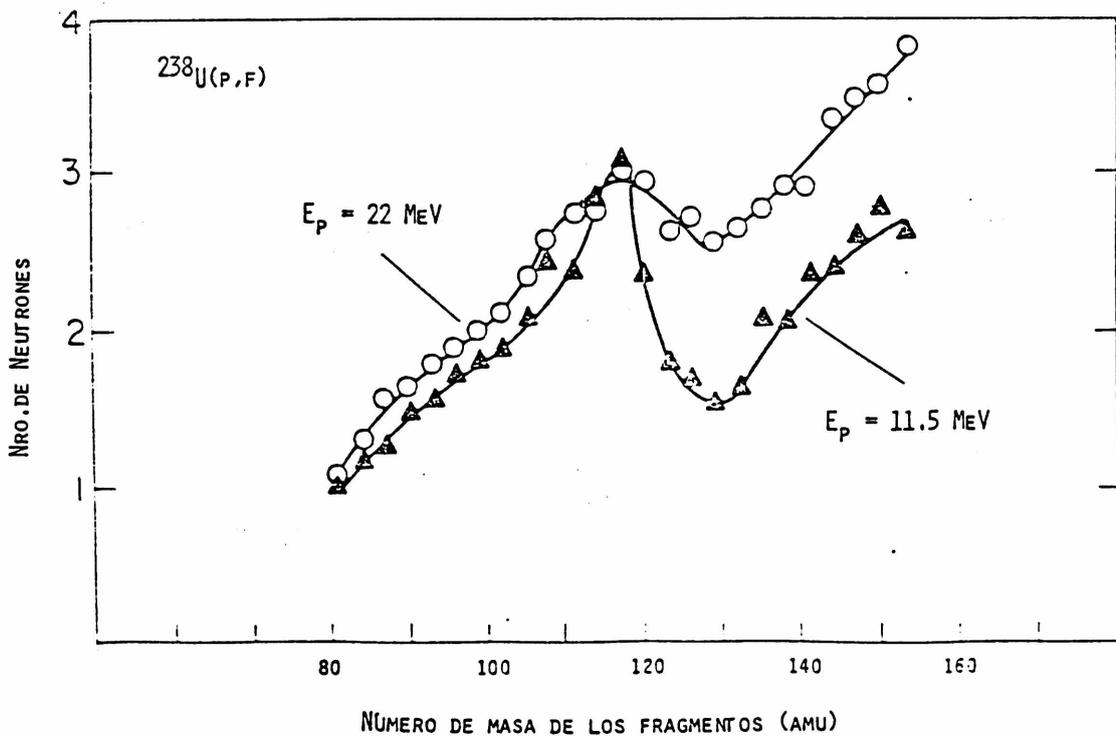


Figura I.7

Dependencia del número medio de neutrones emitidos por fragmento, con la energía de excitación del núcleo compuesto en la reacción $^{238}\text{U}(p,f)$, para protones de 11.5 y 22 MeV [19].

CAPITULO II

Teoría de información en procesos de fisión

II.1 Principio de máxima entropía

II.2 Método de la surprisal

En este capítulo se introducen los conceptos básicos de Teoría de Información utilizados en el resto del trabajo.

II.1 Principio de máxima entropía

Dentro del marco de la mecánica cuántica, la descripción del estado de un sistema físico está dada [30] por una función de onda G representada por un vector $|G\rangle$ en un espacio de estados con estructura de espacio de Hilbert, y su evolución está gobernada por la ecuación de Schrodinger. El estado del sistema en cuestión, que se llama estado puro, se determina a partir de una serie de experiencias cuyo resultado es previsible con certeza sólo si se realiza la medida sobre dicho estado (por ejemplo un haz de luz polarizado linealmente) y se especifica dando los coeficientes de la expansión del vector de estado $|G\rangle$, normalizado, en una base del espacio de Hilbert. La probabilidad, entonces, de que al medir un observable \hat{A} se obtenga un cierto resultado a_k es igual al valor medio del operador de proyección P_k asociado a dicho autovalor.

II. Teoría de información en procesos de fisión

Existen situaciones donde la descripción del estado del sistema mediante el vector $|G\rangle$ no es posible, no existiendo tampoco una experiencia cuyo resultado sea único y predecible con certeza (por ejemplo un haz de luz no polarizada). En estos casos el sistema puede ser descrito en términos de una superposición incoherente de estados puros $|G^i\rangle$, de modo que para calcular la probabilidad de cualquier resultado experimental, primeramente debe obtenerse la probabilidad para cada uno de los estados $|G^i\rangle$ y hacer luego un promedio de los mismos atribuyendo a cada uno de los estados componentes de la mezcla un peso estadístico p_i . Esta descripción no es única y las distintas alternativas provienen en definitiva de cómo fue preparado el sistema en el instante inicial.

El hecho que un estado mixto o mezcla estadística pueda ser representado mediante una superposición incoherente de estados $|G^i\rangle$ con pesos estadísticos p_i significa que el valor medio de un observable se obtendrá calculando un doble promedio, primero sobre cada estado $|G^i\rangle$ (promedio cuántico) y luego sobre la mezcla (promedio estadístico). Entonces la probabilidad de que al medir un observable \hat{A} se obtenga el autovalor a_k se puede escribir como

$$J(a_k) = \sum_i p_i \cdot J^i(a_k), \quad (\text{II.1-1})$$

o en función del operador de proyección \hat{P}_k asociado a dicho autovalor

II. Teoría de información en procesos de fisión

$$J_k(a_k) = \sum_i p_i \cdot \langle G^i | \hat{P}_k | G^i \rangle = \langle \hat{P}_k \rangle, \quad (\text{II.1-2})$$

y si definimos al operador densidad \hat{J} como

$$\hat{J} = \sum_i p_i \cdot |G^i\rangle \langle G^i|, \quad (\text{II.1-3})$$

de donde

$$J_k(a_k) = \text{Tr}(\hat{J} \hat{P}_k). \quad (\text{II.1-4})$$

Luego, es posible afirmar que el operador densidad es una cantidad física adecuada para describir el estado del sistema. Sus propiedades se pueden enumerar brevemente: es hermitico, definido positivo con todos sus autovalores positivos, su traza vale 1 (pero $\text{Tr}(\hat{J}^2) \leq 1$), y su evolución temporal está dada por la ecuación de Liouville.

Si la dimensión del espacio de Hilbert al que pertenece el vector de estado que describe al sistema es N , el número de cantidades complejas que se necesitan para identificar unívocamente al operador densidad es N^2-1 a menos que se esté en la base en la cual el operador densidad es diagonal donde se necesitarán sólo $N-1$ parámetros reales independientes. Estos parámetros se pueden obtener conociendo por ejemplo los valores medios de otros tantos observables.

Como en general no es posible tener información sobre

II. Teoría de información en procesos de fisión

tal cantidad de valores medios, se hace necesario introducir algún método o hipótesis que permita inferir los parámetros indeterminados.

El problema de asignar una distribución de probabilidades en los casos en que sólo se posee una información parcial es tan antiguo como la misma teoría de probabilidades. El principio de razón insuficiente de Laplace^[31] intentó proporcionar un criterio de elección aduciendo que dos eventos son equiprobables a menos que exista una razón para suponer lo contrario. Por ejemplo poseer información parcial sobre el problema. La teoría de información^[32] provee un criterio constructivo para asignar una distribución de probabilidades a los estados componentes de la mezcla estadística que describe al sistema. Este procedimiento, que llamaremos procedimiento de máxima entropía (PME), es un método de inferencia estadística que permite obtener una estimación plausible para el operador densidad compatible única y exclusivamente con la información que se posee y completamente desprejuiciada respecto de toda otra información que no se posea.

Para poder concretar esta intención es conveniente definir una medida de la información asociada al estado de un sistema en términos del operador densidad o, equivalentemente, a través de la distribución de probabilidades asociada.

II. Teoría de información en procesos de fisión

Este problema, generalizable a todos aquellos casos en los cuales se trate con distribuciones de probabilidades, ha sido tratado originariamente por Shanon^[33], y con relación a sus aplicaciones a la mecánica estadística por Jaynes^[34].

Se define la información asociada a un evento O_j en términos de la probabilidad p_j de ocurrencia del mismo como [32-35]

$$\text{Inf}(O_j) = C \cdot \ln(p_j) , \quad (\text{II.1-4})$$

donde C es una constante de proporcionalidad que fija las unidades en las cuáles se mide la información Inf . Nosotros usaremos $C = 1 \text{ nat}$.

Definiendo ahora la incerteza o falta de información acerca de la ocurrencia del suceso O_j como $-\text{Inf}(O_j)$ es posible calcular la incerteza global o promedio de una distribución de probabilidades como

$$S(p) = - \sum_i p_i \cdot \ln(p_i) , \quad (\text{II.1-5})$$

a esta incerteza promedio se la llama entropía de información. Según se observa su expresión es formalmente igual a la expresión mecánico - estadística de la entropía termodinámica a menos de la constante de Boltzman y dado que en el contexto de la teoría de información se reproducen todos los resultados de la mecánica estadística del

II. Teoría de información en procesos de fisión

equilibrio usaremos indistintamente los términos incerteza, carencia de información o entropía.

La teoría de información proporciona un método constructivo, compatible con la información que se posee y lo más desprejuiciado posible que consiste en elegir entre todas las distribuciones de probabilidades compatibles con dicha información a aquella que haga máxima la expresión (II.1-5). O sea se trata de maximizar la carencia de información sujeta a los vínculos impuestos por los valores medios conocidos, por ese motivo se llama a este método procedimiento de máxima entropía^[36].

A partir de estas definiciones, podemos abordar la descripción de un sistema físico descrito por el operador densidad, o equivalentemente, por la distribución de probabilidades asociada al mismo, maximizando la expresión de la falta de información o entropía de la distribución de probabilidades de la mezcla estadística dada por la ec.(II.1-5), donde la sumatoria debe extenderse sobre todos los estados accesibles al sistema.

Ahora bien, lo que ocurre usualmente es que al realizar una experiencia no se miden todos los observables necesarios para caracterizar el estado del sistema, especialmente cuando el número de grados de libertad es grande. La distribución observada experimentalmente en ese caso corresponde a una descripción reducida^[37], lo que significa

II. Teoría de información en procesos de fisión

que los estados del sistema sólo pueden ser caracterizados por los números cuánticos correspondientes a los observables medidos, en función de los cuales son agrupados, pues el arreglo experimental no permite distinguir dos estados pertenecientes a un dado grupo que difieran en la magnitud de un observable no medido [37].

Sea g_r la degeneración del grupo r ($r=1, \dots, K$), si se asume que todos los estados pertenecientes a dicho grupo son igualmente probables, la probabilidad de encontrar al sistema en algún estado i que pertenece al grupo r , será

$$P_r = \sum_{i \in r} P_i = g_r \cdot P_i, \quad (\text{II.1-6})$$

siendo ésta la única distribución a la que se accede a través de la experiencia. A partir de (II.1-5) y (II.1-6) se puede calcular la entropía $S(P)$ en términos de la distribución reducida P_r

$$S(P) = - \sum_r^K P_r \cdot \ln(P_r/g_r), \quad (\text{II.1-7})$$

Si no se ha medido ningún observable, el único vínculo impuesto en la maximización es el que la distribución esté normalizada. En este contexto la distribución de probabilidades que tiene el máximo valor de entropía posible es la distribución equiprobable, P^0 , que es la que asigna igual probabilidad a cada uno de los N estados cuánticos finales accesibles al sistema, de modo que podemos escribir

II. Teoría de información en procesos de fisión

$$P_i^0 = 1 / N, \quad i=1,2,\dots,N,$$

(II.1-8)

$$P_r^0 = g_r / N = g_r / \left(\sum_i g_i \right), \quad r=1,2,\dots,K,$$

y la entropía de esta distribución es $S(P^0) = \ln(N)$.

Dada una distribución P , se define como deficiencia entrópica de dicha distribución a la cantidad

$$\Delta S(P/P^0) = S(P) - S(P^0), \quad (\text{II.1-9})$$

esta diferencia puede interpretarse como la cantidad de información que se adquiere cuando se determina que la distribución adecuada para describir el estado del sistema es P en lugar de P^0 .

A partir de la desigualdad $\ln(1/x) \geq 1-x$ se puede demostrar que dadas dos distribuciones de probabilidades normalizadas cualesquiera P y Q se cumple la inecuación

$$\sum_i P_i \cdot \ln(P_i/Q_i) = \sum_i P_i \cdot \ln(1/Q_i) - S(P) \geq 0, \quad (\text{II.1-10})$$

y en particular, para el caso en que $Q_i = P_i^0 = 1/N$, el miembro izquierdo de (II.1-10) es la deficiencia entrópica de P . Entonces, si se anula la deficiencia entrópica, el sistema estará bien descrito mediante la distribución estadística o equiprobable, en caso contrario, su valor siempre positivo, da cuenta de la menor entropía asociada a

II. Teoría de información en procesos de fisión

la distribución experimental.

Se ha sugerido [38] que cuando $P \neq P^0$ se puede representar la distribución observada como una distribución de máxima entropía sujeta a ciertos vínculos. En otras palabras, la distribución P se desvía de la distribución P_r^0 debido a restricciones impuestas por la evolución dinámica del sistema [38] que fija los valores medios de ciertos observables relevantes en la descripción del mismo. Aparte de dichas restricciones, la población en el espacio de fases accesible es lo más caótica posible o de mínimo contenido de información. Los vínculos sobre el sistema son entonces esos valores medios medidos,

$$\langle \hat{A}_d \rangle = \sum_i^N P_i \cdot A_d(i) = \sum_r^K P_r \cdot A_d(r) = a_d, \quad (\text{II.1-11})$$

para $d=1, \dots, M$ donde $A_d(r)$ es el valor que toma el observable \hat{A}_d para los estados pertenecientes al grupo r . En general, como el número de vínculos M es mucho menor que el número de grupos a los cuales se asigna probabilidad, las restricciones (II.1-11) junto con la condición de normalización, válida para toda distribución de probabilidades, no determinan unívocamente la distribución P .

La estimación de máxima entropía, en el contexto de teoría de información, consiste en determinar la

II. Teoría de información en procesos de fisión

distribución P^{ME} que maximiza la expresión (II.1-5) de la entropía y al mismo tiempo respeta las relaciones (II.1-11) y de normalización. A través del método de los multiplicadores de Lagrange, se obtiene^[34]

$$P_i^{ME} = \exp[-\lambda_0 - \sum_d^M \lambda_d \cdot A_d(i)], \quad (II.1-12)$$

donde los factores λ_0 , λ_d , son los multiplicadores de Lagrange y sus valores se determinan exigiendo que se cumplan las $M+1$ restricciones expresadas a través de las ecs. (II.1-11) y de normalización. La solución es única, siempre y cuando los vínculos A_d sean linealmente independientes^[39].

De acuerdo con (II.1-5) y (II.1-12) la entropía de la distribución P^{ME} resulta

$$S(P^{ME}) = \lambda_0 + \sum_d^M \lambda_d \cdot a_d. \quad (II.1-13)$$

Impuesta la condición de normalización, λ_0 puede expresarse en función de los restantes multiplicadores con lo cual

$$\lambda_0(\lambda_1, \dots, \lambda_M) = \ln \left[\sum_i^N \exp \left[- \sum_d^M \lambda_d \cdot A_d(i) \right] \right]. \quad (II.1-14)$$

O bien, en términos de la distribución reducida

$$P_r^{ME} = \sum_i P_i^{ME} = g_r \cdot P_i^{ME} =$$

II. Teoría de información en procesos de fisión

$$= P_r^0 \cdot \exp(-\lambda_0' - \sum_d^M \lambda_d \cdot A_d(i)) , \quad (\text{II.1-15})$$

donde

$$\lambda_0' = \lambda_0 - \ln N = \ln \left(\sum_r P_r^0 \cdot \exp[- \sum_d \lambda_d \cdot A_d(r)] \right) , \quad (\text{II.1-16})$$

como de aquí en más trabajaremos con la distribución reducida, omitiremos las primas sin lugar a confusión.

Reemplazando (II.1-5) en (II.1-11) se obtiene un conjunto de ecuaciones implícitas que puede resultar en la práctica muy difícil de resolver. Levine y col.^[39] han propuesto un método alternativo para la determinación de los multiplicadores de Lagrange que se basa en la definición de una función potencial $W(\underline{x})$ con $\underline{x} = (x_1, x_2, \dots, x_M)$ que tiene un mínimo absoluto en $\underline{\lambda} = \underline{\lambda} = (\lambda_1, \dots, \lambda_M)$ y su expresión es igual a la entropía de la distribución de probabilidades $P^{ME}(\underline{x})$ donde las componentes del vector \underline{x} reemplazan a los multiplicadores de Lagrange $\underline{\lambda}$ en las expresiones (II.1-15) y (II.1-16).

El problema de minimización de esta función $W(\underline{x})$ es sencillo de atacar numéricamente, en especial se puede ver (calculando el gradiente y las derivadas segundas de W) que la condición de mínimo absoluto surge de la independencia lineal entre los observables impuestos como vínculos en la minimización^[39].

II.2 Método de la surprisal

En la sección anterior se ha descrito el método para obtener la expresión de la distribución de máxima entropía sujeta a restricciones sobre algunos de sus valores medios. En esta sección, se analiza el problema en cierta forma complementario: se desea saber si las restricciones de la forma (II.1-11) sobre un conjunto particular de observables \hat{A}_d ($d=1, \dots, M$) es suficiente para reproducir el espectro de probabilidades experimentalmente observado.

Teniendo en cuenta la relación (II.1-10) y en particular para el caso en que $Q = P^{ME}(\underline{x})$, se puede definir el Lagrangiano como

$$f(\underline{x}) = W(\underline{x}) - S(P) , \quad (II.2-1)$$

que es una cantidad positiva para todo valor de \underline{x} , que conserva todas las propiedades de $W(\underline{x})$ y por lo tanto su minimización conducirá a los valores de los multiplicadores de Lagrange y a través de ellos a la distribución de máxima entropía sujeta a las M restricciones de la forma (II.1-11).

En el mínimo se tendrá

$$\begin{aligned} f(\underline{\lambda}) &= S(P^{ME}) - S(P) = \\ &= \sum_r P_r \cdot \ln(P_r / P_r^{ME}) = \end{aligned}$$

II. Teoría de información en procesos de fisión

$$= \sum_r P_r \cdot [\ln(P_r/P_r^0) + \lambda_0 + \sum_d \lambda_d \cdot A_d(r)] , \quad (II.2-2)$$

y los valores de los parámetros de Lagrange son aquellos tales que los valores medios de los observables \hat{A}_r son los mismos para las distribuciones P y P^{ME} . Además, $f(\underline{\lambda})$ se anula si y sólo si $P = P^{ME}$, por lo tanto bastará con determinar su valor (en el mínimo) para verificar si efectivamente puede considerarse a la distribución P como una distribución de máxima entropía sujeta a las relaciones de vínculo (II.1-11) sobre el conjunto particular de observables elegidos a tal efecto.

Con el objeto de visualizar cuáles son los observables \hat{A}_d sobre los que pesan las restricciones, resulta útil definir la surprisal

$$I_r = - \ln(P_r/P_r^0) , \quad (II.2-3)$$

que para la distribución de máxima entropía toma la forma

$$\begin{aligned} I_r^{ME} &= - \ln(P_r^{ME}/P_r^0) = \\ &= \lambda_0 + \sum_d^M \lambda_d \cdot A_d(r) \end{aligned} \quad (II.2-4)$$

de donde el Lagrangiano (II.2-2) se puede escribir como el promedio de la diferencia

II. Teoría de información en procesos de fisión

$$I_r^{ME} - I_r = \ln(P_r/P_r^{ME}), \quad (\text{II.2-5})$$

Cabe acotar que el mínimo del Lagrangiano no corresponde a un ajuste por mínimos cuadrados donde la diferencia entre I_r e I_r^{ME} sería uniformemente mínima, ya que cada término $(I_r^{ME} - I_r)$ en (II.2-2) está ponderado con P_r , en consecuencia, el ajuste aquí descrito tendrá en consideración preferentemente a los puntos de mayor probabilidad.

Hasta el momento, se ha supuesto que se conoce exactamente la distribución P que describe al sistema y a través de ella pueden evaluarse los valores medios a_d ($d=1, \dots, M$) también en forma exacta. Sin embargo en la práctica este hecho es muy poco frecuente. Como resultado de la experiencia se obtiene un espectro de frecuencias absolutas f_r ($r=1, \dots, K$) asociado a la ocurrencia del conjunto de eventos posibles y excluyentes O_r . Dichos eventos conforman el espacio muestral sobre el que está definida la distribución de probabilidades P_r que en principio no se conoce. En cambio se tiene una estimación de la misma a través del espectro experimental normalizado de $N_t = \sum_r f_r$ eventos:

$$P'_r = f_r / N_t = P_r + dP_r. \quad (\text{II.2-6})$$

Aún cuando las fluctuaciones estadísticas puedan despreciarse (en el caso que N_t sea suficientemente grande),

II. Teoría de información en procesos de fisión

deben considerarse los errores inherentes a la técnica experimental utilizada con lo cual las cantidades dP_r serán en general no nulas. A consecuencia de ello, sólo se tendrá una estimación de los valores medios de los observables \hat{A}_r que aparecen en (II.1-11) y denotaremos

$$\begin{aligned} a_d' &= \sum_r P_r' \cdot A_d(r) = \sum_r (P_r + dP_r) \cdot A_d(r) = \\ &= a_r + da_r, \quad d=1, \dots, M \end{aligned} \quad (\text{II.2-7})$$

Luego, al intentar calcular la distribución de máxima entropía mediante el algoritmo descrito en la sección precedente, sólo se obtendrá una estimación de los multiplicadores de Lagrange λ_d que satisfarán las siguientes ecuaciones

$$\sum_r P_r' \cdot A_d(r) - \sum_r P_r^{\text{ME}}(\lambda) \cdot A_d(r) = 0 \quad (\text{II.2-8})$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial \lambda_d} \right|_{\lambda = \lambda} + a_d' = 0, \quad d=1, \dots, M$$

A partir de los valores estimados de los multiplicadores de Lagrange y mediante la ec. (II.1-12) se obtiene una estimación de la distribución de probabilidades de máxima entropía que llamaremos

$$\begin{aligned} P_r^{\text{ME}'} &= P_r^{\text{ME}}(\lambda) = P_r^{\text{ME}}(\lambda + d\lambda) = \\ &= P_r^{\text{ME}} + dP_r^{\text{ME}}, \quad r=1, \dots, K \end{aligned} \quad (\text{II.2-9})$$

II. Teoría de información en procesos de fisión

donde $P^{ME} = P^{ME}(\lambda)$ por extensión. Esta estimación para la distribución de máxima entropía, resulta de utilizar el algoritmo expuesto en la sección anterior, con la salvedad de que en lugar de los valores medios poblacionales, sólo se dispone de los valores medios muestrales que son una estimación de los mismos.

Como ya se ha señalado antes, basta con verificar la anulación del Lagrangiano en el mínimo para determinar la validez de la aseveración de que la distribución P es de máxima entropía. Ante la imposibilidad de realizar dicho cálculo en forma exacta, uno debe contentarse con evaluar el valor aproximado de la misma a través de la diferencia

$$\begin{aligned} \Delta S(P'/P^{ME}) &= \lambda_0 (\lambda_1^2, \dots, \lambda_M^2) + \sum_d \lambda_d^2 \cdot a_d^2 - S(P') = \\ &= \sum_r P_r' \cdot \ln(P_r'/P_r^{ME'}) \end{aligned} \quad (\text{II.2-10})$$

cantidad que resulta siempre positiva como se puede demostrar reemplazando P y Q en la expresión (II.1-10) por P' y $P^{ME'}$ respectivamente.

También es necesario fijar algún criterio que permita determinar cuando puede considerarse que la cantidad $\Delta S(P'/P^{ME'})$ es suficientemente pequeña como para dar por terminado el ajuste. De lo contrario se corre el riesgo de agregar restricciones adicionales (del tipo (II.1-11)) cuyo resultado es ajustar sobre errores experimentales. La

II. Teoría de información en procesos de fisión

inclusión de más vínculos que los necesarios para reproducir los datos, conduce a multiplicadores de Lagrange esencialmente nulos y que por lo tanto no contribuirán al contenido de información que reside en la distribución experimental. En este sentido Levine y col.^[40] han encontrado una relación entre el valor medio de $\Delta S(P^*/P^{ME^*})$, las desviaciones cuadráticas $(dP_r)^2$ y el número de vínculos impuestos

$$\langle \Delta S(P^*/P^{ME^*}) \rangle \approx (K-M-1) / 2.K. \sum_{r=1}^K (dP_r)^2 / 2.P_r. \quad (II.2-11)$$

Puede suceder que, por problemas de resolución en la medida, no sean confiables los valores de P en una dada región del espectro o que para ciertos puntos del espectro no esté bien definida la distribución a priori, esto haría imposible la evaluación de las ecs. (II.2-2) o (II.1-11) en esa parte del espectro.

Es por este motivo que este procedimiento admite una generalización para el caso en que uno sólo desea hacer el ajuste sobre una parte del espectro, $r=1,2,\dots,K'$, con $K' < K$. Para ello basta con renormalizar las ecs. precedentes a la región del espectro donde se desea hacer el ajuste. De este modo tendremos una distribución P renormalizada, valores medios recalculados, etc., y el Lagrangiano recalculado se puede demostrar que seguirá siendo cóncavo y con un único mínimo respecto de $\sum_{r=1}^{K'} P_r$ siempre y cuando los valores medios en el espectro reducido sigan siendo

II. Teoría de información en procesos de fisión

independientes.

En definitiva no es necesario trabajar con el espectro completo para poder realizar el ajuste bajo la hipótesis de que la distribución es de máxima entropía sujeta a los vínculos impuestos siempre que no se dejen de respetar las condiciones básicas sobre f : a) que sea función monótona creciente de las desviaciones entre P_r^{ME} y P_r , b) que se anule si y sólo si $P_r^{ME} = P_r$, y c) se reduzca al estimador correcto cuando $K = K'$.

CAPITULO III

Fisión fría

- III.1 Modelo para la fisión nuclear
- III.2 Análisis de datos
- III.3 Resultados obtenidos en fisión fría
- III.4 Resumen

Desde que Bohr y Wheeler^[41] propusieron el modelo de la gota líquida, se hicieron muchos intentos para reproducir la dinámica del proceso de fisión nuclear^[3,42-43]. Recientemente, experimentos de fusión - fisión con iones pesados y reacciones profundamente inelásticas, han revivido el interés en el estudio de este fenómeno, al tratar de abordar problemas tales como la disipación de energía o la transferencia de masa^[44-46]. Estos estudios experimentales^[47-49] sugieren que no es posible estudiar completamente estos procesos, ni en el límite estadístico^[5-9,50-52], ni con modelos adiabáticos^[3,43,53], sino que según parece, la realidad se halla entre estos dos límites extremos^[3].

En este trabajo, se ha intentado aproximar el problema de la fisión, tratando sólo de reproducir, en principio, los rendimientos de masas de los fragmentos primarios de fisión, con el principio de máxima entropía. Con este fin, se examinaron las distribuciones de masas para las fisiones

frías (espontáneas e inducidas por neutrones térmicos), utilizando el formalismo desarrollado en el capítulo precedente. Los rendimientos observados, se compararon con los esperados en el límite estrictamente estadístico, teniendo en cuenta la sistemática de la energía de excitación interna de los fragmentos, observada a partir de la emisión de neutrones y radiación gama posterior a la fisión [3,14,17]. La primera observación realizada, es que la desviación del límite estadístico, puede ser descripta en términos de la diferencia de masas entre los fragmentos. La estructura fina en los rendimientos de masas y la distribución de carga entre los fragmentos, se pueden interpretar en términos de efectos de apareamiento.

III.1 Modelo para la fisión nuclear

Como fue descrito en el capítulo anterior, la idea básica de la aproximación de máxima entropía, es la de identificar las variables que gobiernan la dinámica del sistema estudiado, a través del análisis de la distribución de probabilidades de los estados de dicho sistema. Este análisis es puramente fenomenológico y se lo conoce, como "análisis de la surprisal" [37,54-57]. En un trabajo previo [1], se ha identificado como variable dominante para describir el rendimiento de masas de los productos de fisión, a la masa del fragmento primario liviano A_L . Debido a la conservación de la masa total fisionante $A_F = A_L + A_H$, donde A_H es la masa del fragmento primario pesado, hubiera

III. Fisión fría

sido equivalente haber tomado como variable relevante a A_H o a $(A_L - A_H)$. En lo que sigue seguiremos la notación de Otero y col. [1] por una cuestión de comodidad, pues permite una inmediata comparación con los resultados experimentales.

Definimos la distribución de masas del fragmento liviano (la del pesado se toma simétrica por conservación de la masa total), como

$$P(A_L) = \text{Tr}_A [\hat{\rho}] , \quad (\text{III.1-1})$$

donde Tr_A significa traza parcial sobre todos los números cuánticos que corresponden a estados con número de masa A_L . Para simplificar el cálculo de la traza, asumimos que todos los estados cuánticos finales, sólo corresponden al valor más probable de la energía de excitación U_{AL} , por lo que

$$P(A_L) = \rho(U_{AL}) \cdot \exp[-\lambda_0 - \lambda_1 A_L] , \quad (\text{III.1-2})$$

donde $\rho(U_{AL})$ es la densidad de estados finales del sistema para una dada combinación de masas, y el factor exponencial surge de la aplicación del principio de máxima entropía. De donde, λ_0 y λ_1 , son los multiplicadores de Lagrange que se determinan a partir de las condiciones de vínculo

$$\sum_{A_L} P(A_L) = \sum_{A_L} \rho(A_L) = 1 ,$$

(III.1-3)

III. Fisión fría

$$\sum_{A_L} P(A_L) \cdot A_L = \sum_{A_L} \bar{P}(A_L) \cdot A_L = \langle A_L \rangle ,$$

respectivamente, donde $\bar{P}(A_L)$ es la frecuencia experimental del fragmento de masa A_L y, por lo tanto, $\langle A_L \rangle$ el valor medio observado experimentalmente. Tomamos $p(U_{AL})$ como el producto de las densidades de estados finales de cada fragmento, de modo que

$$P(A_L) = p(U_L, A_L) \cdot p(U_H, A_H) \cdot \exp[-\lambda_0 - \lambda \cdot A_L], \quad (\text{III.1-4})$$

donde los subíndices L y H significan fragmento liviano y pesado respectivamente. Y consideramos que la dependencia funcional de $p(U, A)$ con la energía de excitación, es la de un gas de Fermi degenerado de A nucleones con energía U^[58]

$$p(U, A) = U^{-2} \cdot \exp[U \cdot \pi \cdot g_0 / 6]^{1/2} , \quad (\text{III.1-5})$$

con g_0 la densidad de niveles de partícula independiente a la energía de Fermi.

El motivo de haber elegido, como distribución a priori, la densidad de estados de dos gases de Fermi en interacción, se fundamenta en que es un hecho conocido que, en la región de altas energías de excitación, la densidad de niveles de energía interna, se ajusta bastante bien a la expresión dada por el modelo de gas de Fermi aplicado al caso nuclear, que, para un núcleo con energía de excitación U^* , energía de

III. Fisión fría

rotación E_{rot} y energía de apareamiento E_{pair} , es

$$p^I(U^*) = \frac{[2I+1] \cdot [M \cdot J_{rig}/2]^{3/2} \cdot a^{1/2} \cdot \exp[4 \cdot a \cdot U]^{1/2}}{24 \cdot U^2}, \quad (III.1-6)$$

donde $U = U^* - E_{rot}(I) - E_{pair}$, es la energía correspondiente a los grados de libertad de partícula independiente, mientras que en U^* se incluye la energía asociada a grados de libertad colectivos. El parámetro a de la densidad de niveles, es aproximadamente $A/8$, donde A es el número de masa del núcleo y representa la distancia promedio entre los niveles cercanos al nivel de Fermi. La energía de apareamiento puede estimarse como

$$E^{pair} = \alpha \cdot D \quad (III.1-7)$$

con

$$D = 12 \cdot A^{-1/2}$$

y $\alpha = 2$ para fragmentos par - par, 1 para impar - par y 0 para impar - impar. Y la energía de rotación se evalúa como

$$E_{rot}(I) = I(I+1) \cdot M^2 / (2 \cdot J_{rig}), \quad (III.1-8)$$

donde I es el momento angular intrínseco del núcleo y J_{rig} el momento de inercia rígido. En la práctica, el factor exponencial es fuertemente dominante y las correcciones a U^*

III. Fisión fría

por rotación y apareamiento, son pequeñas para la mayor parte de los nucleídos. Nosotros, en principio hemos despreciado la corrección rotacional. En general, la aproximación de Fermi es buena para núcleos pesados y energías de excitación superiores a los 3 MeV.

Dado que una dada energía de excitación interna U^* , puede repartirse de muchas formas posibles entre los dos fragmentos de fisión, la densidad interna de niveles debería escribirse como la convolución de las densidades de ambos fragmentos

$$p^I(U^*, I_L, I_H) = \int du. p^I(u, I_L). p^I(U-u, I_H) , \quad (III.1-9)$$

con $U = U^* - E_{rot}(I_L) - E_{pair}^L - E_{rot}(I_H) - E_{pair}^H$, la energía de excitación de grados de libertad de partícula independiente disponible, que puede ser repartida de cualquier manera entre los dos nucleídos producto. Sin embargo, se ha demostrado^[8], que la integral (III.1-9) puede reemplazarse, a menos de constantes, por el producto de dos densidades de Fermi, con energías de excitación repartidas entre los núcleos, en forma proporcional a sus respectivas masas, de modo que

$$p^I(U^*, I_L, I_H) \approx p^I(U_L, I_L). p^I(U_H, I_H) , \quad (III.1-10)$$

con $U_L/U_H \approx A_L/A_H$.

En la práctica tomamos

III. Fisión fría

$$4.a \approx \pi.g_0/6 \approx A/8 \text{ MeV}^{-1} . \quad (\text{III.1-11})$$

con lo cual reobtenemos la expresión (III.1-4). El uso de esta distribución de Fermi es razonable a altas energías de excitación y probablemente poco realista cuando U es del orden de pocos MeV, no obstante podremos observar que aún para combinaciones donde una de las dos energías, U_L o U_H es pequeña, la expresión (III.1-4) continúa reproduciendo correctamente los datos experimentales.

El análisis de los datos experimentales propuesto en el punto anterior, consiste entonces en la minimización del Lagrangiano

$$\mathcal{L} = - \sum_{A_L} J(A_L) \cdot \ln[J(A_L) / P(A_L)] , \quad (\text{III.1-12})$$

sujeto a los vínculos (III.1-3).

Antes de proceder a dicho análisis, examinaremos primero la dependencia de la distribución de masas

$$P(A) = P(U_A) \cdot \exp(-\lambda_0 - \lambda \cdot A) \quad (\text{III.1-13})$$

con las dos cantidades que, primariamente, la gobiernan: el valor más probable de la energía de excitación, U_A , y el parámetro de Lagrange λ que determina en qué medida se aparta esta distribución de la puramente estadística. (El restante parámetro de Lagrange, λ_0 se determina por la

III. Fisión fría

condición de normalización de la distribución). Los resultados obtenidos pueden observarse en las figuras III.1a-c y III.2. Por consideraciones físicas que detallaremos más adelante sólo estudiaremos dependencias lineales de U_A con A . De este modo, en la primera de las figuras, se presentan los casos de dependencias lineales de U_A con A con pendientes diferentes (fig.III.1a) o iguales (fig.III.1b-c y III.2), para los fragmentos livianos y pesados. En la fig.III.1c, se considera la existencia de una discontinuidad en la recta U_A para el caso asimétrico. Los resultados mostrados, corresponden a valores típicos de λ . Los casos con $\lambda = 0$, corresponden al límite estadístico. El rol de la pendiente de la curva U_A vs. A ,

$$\mu = \delta U_A / \delta A \quad (\text{III.1-14})$$

es el de gobernar el ancho de la distribución de masas, según se pone en evidencia en la fig.III.1.

Para estimar el valor de U^* , se ha tenido en cuenta lo descrito en el capítulo I, sobre el comportamiento observado experimentalmente del número medio de neutrones^[18,59] y rayos gama^[60] emitidos por los fragmentos de fisión, en función de su masa. Estos datos, están directamente relacionados con el valor medio de la energía de excitación de los fragmentos, cuando éstos se hallan a una gran distancia (15 ó 20 fm pueden considerarse infinito a los efectos prácticos), pero no proveen

III. Fisión fría

información útil sobre la configuración en el punto de escisión, ya que en dicho punto del proceso esta energía puede estar repartida en energía interna o potencial de deformación de los fragmentos. De este modo, la energía de excitación interna media, está dada por la expresión

$$U^*(A_{L,H}) = \sum_{i=1}^{\nu} (B_n + K_n)_i + E_g \quad (\text{III.1-15})$$

donde $A_{L,H}$ es la masa del fragmento liviano, pesado respectivamente, ν el número total de neutrones emitidos post-fisión por los fragmentos, con energía cinética K_n y energía de ligadura B_n y E_g es la energía total emitida en forma de radiación gama por los fragmentos, después de la fisión. La ecuación anterior puede ser evaluada, usando los valores medios de las magnitudes intervinientes,

$$\bar{U}^* = \bar{\nu} (\bar{B}_n + \bar{K}_n) + \bar{E}_g. \quad (\text{III.1-16})$$

Esta última ecuación representa la energía de excitación interna promedio disponible en cada proceso de fisión. \bar{B}_n puede ser obtenida semiempíricamente, a partir de la fórmula de masas y \bar{K}_n se calcula^[17] como

$$\bar{K}_n = a + b \bar{\nu}, \quad (\text{III.1-17})$$

donde a, b son parámetros experimentales. Como la emisión

III. Fisión fría

gama no es competitiva a energías menores que la \bar{B}_n , es razonable suponer^[17] que

$$\bar{E}_g = (\bar{B}_n + \bar{K}_n). \quad (\text{III.1-18})$$

Teniendo en cuenta estos elementos se puede escribir

$$\bar{U}^* = (\bar{\nu} + 1) (\bar{B}_n + \bar{K}_n). \quad (\text{III.1-19})$$

Es posible extrapolar este resultado para cada partición $A_L - A_H$ del núcleo fisionante, de modo de suponer

$$U_{L,H}^*(A_{L,H}) = \nu(A_{L,H}) \cdot [B_n(A_{L,H}) + K_n(A_{L,H})] + E_g(A_{L,H}), \quad (\text{III.1-20})$$

(recordar que la ec. (III.1-16) es un promedio sobre todos los eventos y esta última está expresada en función de la masa del fragmento respectivo). En el rango de masas de los fragmentos de fisión, tanto B_n como K_n varían lentamente con A . No ocurre lo mismo con ν y E_g , que exhiben la típica forma de diente de sierra en función de A , según se ha visto en el capítulo I, con pendientes ligeramente distintas para las regiones liviana y pesada. Esta forma de diente de sierra con distintas pendientes para U , implica, en general, que U_L será diferente de U_H , ya que no hemos postulado equilibrio térmico en el sistema dinuclear. Finalmente incluiremos en la expresión anterior, un término de apareamiento del tipo (III.1-7), con lo que la expresión

III. Fisión fría

para la energía interna de los fragmentos resulta

$$U(A_{L,H}) = U^*(A_{L,H}) - E_{L,H}^{\text{pair}} . \quad (\text{III.1-22})$$

En esta aproximación no incluiremos correcciones rotacionales.

Con el objeto de simplificar el cálculo, el término de apareamiento en (III.1-22) se tomó, en un trabajo previo [1], promediado ($\alpha = 1$, en la ecuación (III.1-7), para todo A_L, A_H). En el presente trabajo, en cambio, dedicamos especial interés a estudiar su contribución real a la fragmentación, de modo que para evaluar correctamente la expresión (III.1-22) fue necesario comparar, a través del formalismo de máxima entropía, los distintos modelos de distribución de cargas mencionados en el capítulo anterior. E incluso, a modo de ejemplo, se elaboró una nueva hipótesis, de máxima entropía, para el caso del $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$.

III.2 Análisis de datos

La gran cantidad de datos disponibles en fisión fría, sobre todo en lo que respecta a distribuciones de masas y energías cinéticas de los fragmentos, ha contribuido a aumentar nuestros conocimientos cualitativos sobre numerosos aspectos del fenómeno. Sin embargo, si lo que uno pretende es analizar la validez de un modelo, necesita que el conjunto de datos a analizar esté tomado en condiciones

III. Fisión fría

experimentales idénticas o por lo menos comparables. Por este motivo, la elección de los datos experimentales a analizar, recayó sobre los tomados por Unik y col. [15] en el Argonne National Laboratory. Estos autores midieron, utilizando el método de doble energía, las distribuciones pre-emisión de neutrones de masas, energías cinéticas totales y correlaciones masa-energía para un gran conjunto de fisiones espontáneas e inducidas por neutrones térmicos: $^{246,248}\text{Cm}(sf)$, $^{250,252,254}\text{Cf}(sf)$, $^{256}\text{Fm}(sf)$, $^{229}\text{Th}(n_{th},f)$, $^{233,235}\text{U}(n_{th},f)$, $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$, $^{245}\text{Cm}(n_{th},f)$, $^{249}\text{Cf}(n_{th},f)$ y $^{254}\text{Es}(n_{th},f)$. Todos estos datos fueron obtenidos de manera autoconsistente (idéntico método de calibración, corrección por efectos de emisión de neutrones, resolución experimental, corrección por pérdida de energía en los blancos, etc.), y con una resolución relativa al método de calibración utilizado, de $\pm 5\%$ y $\pm 2\%$ para las masas de los fragmentos y sus energías cinéticas respectivamente, lo que permitió observar una pronunciada estructura fina en los rendimientos respectivos de varios de estos nucleidos.

Para el análisis de los rendimientos de masas en fisión fría se procedió según la prescripción desarrollada en el capítulo II. La distribución de masas a ajustar fue la propuesta en la sección III.1 (ec. III.1-4) definida a partir de la densidad de estados de dos gases de Fermi degenerados de A_L y A_H nucleones respectivamente, que pueden intercambiar, en principio, nucleones y energía. La inclusión de las condiciones de vínculo (III.1-3), que

III. Fisión fría

introducen en la expresión (III.1-4) los multiplicadores de Lagrange λ y λ_0 , desvían a esta distribución del límite estadístico, y como también vimos, dada la particular dependencia de la energía interna con la variable que domina el proceso, no presupone el equilibrio térmico entre los gases interactuantes.

Teniendo en cuenta la discusión realizada en el punto III.1, sobre el comportamiento esperado de la energía de excitación interna de los fragmentos, se propuso para ésta, una dependencia lineal con el número de masa del fragmento correspondiente. Esta linealidad, fue corregida por un término de apareamiento, convolucionado con una gaussiana de semiancho σ , introducida con el objeto de tener en cuenta las dispersiones experimentales, como se discutió anteriormente. La energía de excitación interna está entonces caracterizada, nuestra hipótesis inicial, por tres parámetros libres: a) la pendiente de la porción de la curva correspondiente al fragmento liviano, B_L ; b) la energía de excitación correspondiente al valor más probable de A_L ; c) el valor de σ que actúa sobre la energía de apareamiento; y dos parámetros fijados por los datos experimentales: a) el cociente entre las pendientes liviana B_L y pesada B_H , determinado por el valor medio del cociente de pendientes, para los fragmentos liviano y pesado, del número medio de neutrones emitido por fragmento, en función de su masa (fig.I.6), y b) la energía de excitación interna total media, determinada por la ecuación (III.1-22).

III. Fisión fría

Como también fue discutido en la sección anterior, la inclusión de este término de apareamiento, hizo necesario la definición del modelo de distribución de cargas entre los fragmentos. Este análisis tiene una importancia especial, ya que se compararon las distintas hipótesis de distribución de cargas mencionadas anteriormente y se hicieron nuevas para distintos nucleídos. En este punto, se marca la diferencia fundamental entre el presente trabajo y el publicado por Otero y col. [1] y además se pone de manifiesto el poder del método, ya que partiendo del ajuste de los rendimientos de masas experimentales, se logró reproducir dicho rendimiento con su estructura fina, la distribución de energía de excitación interna de los fragmentos, su distribución de energía cinética, su distribución de cargas, y se pusieron en evidencia relaciones entre el apareamiento y la estructura fina, el potencial químico y la fragmentación más probable y entre ésta y la temperatura.

Para encontrar la distribución que corresponde a la condición de máxima entropía, se introduce la expresión de la energía de excitación interna, parametrizada como fue descrito más arriba, en la distribución a priori $p(A_L)$ (ec. III.1-1), y se aplica el criterio del Lagrangiano (II.2-2) según se describe en las referencias [1] y [52].

Una de las contribuciones del presente trabajo es el estudio del rol de la dispersión experimental en la comprobación del modelo. Ya hemos hablado de la dispersión

III. Fisión fría

σ_z en el valor del Z para un dado fragmento de masa A . A esta dispersión, que es del orden de .5 unidades de carga, hay que agregarle la del número medio de neutrones emitido por el fragmento antes de ser identificado. Esta dispersión, que llamaremos σ_v , es del orden de .9 unidades de masa atómica. Estas dispersiones, las podemos utilizar para evaluar la dispersión intrínseca de A (σ_A^2), pues no incluyen el error en la determinación de la masa A , como

$$\sigma_A^2 = (\sigma_z \cdot A_f / Z_f)^2 + \sigma_v^2, \quad (\text{III.1-25})$$

De todas formas en la realidad, el error en la determinación de la masa A que es de aproximadamente $\sigma_A^D = 1.6$ uma, introduce una dispersión mayor en la determinación de la carga que la estimada por σ_z y por lo tanto en la identificación de la fragmentación observada. Para tener adecuadamente en cuenta esta indeterminación proponemos, en este trabajo, convolucionar la energía de excitación (III.1-22) con una gaussiana de semiancho σ . Esto significa que la forma final de diente de sierra de $U(A_{L,H})$ está modificada por dos efectos diferentes y superpuestos: a) la hipótesis de distribución de carga elegida y b) el valor de σ que actúa, suavizando o aumentando, la estructura introducida por el término de apareamiento.

Nuestra distribución a priori tiene entonces tres parámetros variables, B_L , U_L y σ , de los cuales los dos primeros entran en la minimización propiamente dicha y el

III. Fisión fría

tercero se elige observando la intensidad de la estructura fina de la distribución experimental. Los otros parámetros fijos son: la distribución experimental a ajustar, la masa total del sistema fisionante, la energía de excitación interna total promedio, obtenida a través de la ec. (III.1-19), el cociente entre las pendientes de las curvas de energía interna de los fragmentos liviano y pesado, la distribución de cargas elegida. Esta última también fue variada, como se verá más adelante.

Para la minimización del Lagrangiano variando los parámetros B_L , U_L y λ , se utilizó el código MINUIT^[61] que fue adaptado a los requerimientos de este problema implementando una subrutina que llamamos NEWOR, para resolver el problema de la existencia de mínimos locales. Según vimos en el capítulo I la función f (ec.(II.2-2) tiene su mínimo bien definido respecto de λ . Si el comportamiento de la distribución experimental fuera suave, también f tendría mínimos bien definidos respecto de los otros dos parámetros que, según vimos, entran en la minimización. Este no es el caso nuestro, especialmente en fisión fría donde los rendimientos de masas tienen una fuerte estructura fina. Por ese motivo, separamos la minimización en dos etapas, preparando el programa de modo que el MINUIT elige un par de parámetros (B_L, U_L) , para dicho par, nuestro programa busca el λ que minimiza el Lagrangiano y este valor de f es el que le devuelve al MINUIT, para que calcule un nuevo par de parámetros, para

III. Fisión fría

continuar la búsqueda. Con este procedimiento, evitamos que el MINUIT tome en cuenta resultados que, por su valor de λ , no tienen sentido físico (los otros dos parámetros involucrados, pueden tomar cualquier valor en la región previamente definida).

De todos modos, dada la estructura fina de los datos experimentales, f presenta una gran cantidad de mínimos locales. Por dicho motivo se implementó una subrutina para ser usada dentro del MINUIT que selecciona, a paso fijo (llamamos paso al valor del incremento de la variable en la búsqueda), dentro de la región inicialmente definida para (B_L, U_L) , la zona donde ha encontrado alrededor de un setenta por ciento de los Lagrangianos menores que cinco veces el valor de f mínimo, encontrado en la búsqueda. Una vez definida esta subregión, cambia el valor de los incrementos en ambas variables y busca en esta nueva zona, la subregión que contenga un porcentaje similar de Lagrangianos, entre el valor mínimo hallado en esta nueva región y dos veces este valor mínimo. Esta nueva región, por lo general, ya es suficientemente reducida, como para dar por terminada la búsqueda, dándole a cada parámetro el valor correspondiente al mínimo hallado, con una cota de error que depende de la zona donde este mínimo ha sido acotado. La subrutina, de todas formas, está preparada para continuar reduciendo la zona de búsqueda por lo menos un paso más.

Para la determinación de la distribución de cargas, lo

III. Fisión fría

que se hizo en una primera aproximación, fue introducir en los datos iniciales del programa, las distintas hipótesis encontradas en la literatura. Los resultados de estas comparaciones se pueden ver en la próxima sección. En una segunda etapa, se implementó una subrutina PARVAR para elegir, utilizando la hipótesis de Reisdorf y col.^[21] de apartamiento lineal de la distribución UCD, la distribución de carga que maximizara la entropía. Esta subrutina, se utilizó para la realización de todos los ajustes en los que la distribución de cargas no fue la UCD.

Las distribuciones de energía cinética total de los fragmentos, se obtuvieron restando la energía de excitación interna obtenida en el ajuste, a la diferencia de masas de la fragmentación, calculada a partir de la tabla de masas de Wapstra de 1986^[62].

III.3 Resultados obtenidos en fisión fría

En la tabla III.1 se resumen los valores de los parámetros obtenidos en los ajustes de los rendimientos de masas de las fisiones frías medidas por Unik y col.^[15]. Algunos de esos ajustes se pueden observar en las figuras III.3.

En la figura III.4a-d podemos ver el resultado de los ajustes de la distribución de masa del $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ para

III. Fisión fría

distintas distribuciones de cargas: UCD, ECD, MPE y nuestro ajuste libre. Las tres primeras fueron descritas en la sección I.2, la cuarta representa nuestra predicción de relación carga/masa basándonos sólo en la distribución de masas y en el principio de máxima entropía. Para este último ajuste también podemos observar, en la fig.III.5, el resultado experimental de Clerc y col. [63], comparado con el rendimiento isotópico calculado, convolucionando esta distribución de carga, con la distribución de masas teórica.

En la figura III.6b-c estudiamos la misma fisión para distribuciones de carga con corrección lineal a la UCD, según fue propuesto por Reisdorf y col. [21] e implementado en nuestra subrutina FARVAR. En la fig.III.6a vemos el resultado del ajuste realizado con apareamiento promediado ($\sigma \rightarrow \sigma_0$, o equivalentemente $\alpha \equiv 1$ para todo A_L, A_H), y por lo tanto, sin estructura fina.

Es interesante observar el efecto de σ sobre la forma de la curva de la energía de excitación (fig.III.7). Pequeñas alteraciones (6 %) en la energía, dan lugar a estructuras fuertemente picadas en el rendimiento de masas.

Las distribuciones de energía cinética total (fig.III.8a-b) de los fragmentos, obtenidas a partir de las energías de excitación interna ajustadas, reproducen claramente la forma de las distribuciones experimentales. La diferencia sistemática se puede explicar, observando la

III. Fisión fría

fig.III.9^[53] y recordando que la emisión de neutrones y radiación gama por los fragmentos, tiene lugar cuando éstos se han separado aproximadamente unos 25 fm y todavía no han alcanzado su máxima energía cinética, que es la que mide el experimentador.

Para interpretar el significado físico de λ vamos a factorizar la ecuación (III.1-3) que representa a dos gases de Fermi en contacto

$$p = p_H^0 \cdot p_L^0 \cdot \exp[-(1+n) \cdot \lambda \cdot A_L] \cdot \exp[-n \cdot \lambda \cdot A_H] \cdot \exp[\lambda \lambda_0^*] , \quad (\text{III.3-1})$$

con $\lambda \lambda_0^* = \lambda \lambda_0 + n \cdot \lambda \cdot (A_L + A_H)$ y n una constante arbitraria.

De este modo se puede escribir, tomando $n=-1/2$,

$$p = p_L \cdot p_H , \quad (\text{III.3-2})$$

A partir de esta ecuación, es posible definir una temperatura $T_{L,H}$ y un potencial químico nuclear $\mu/T_{L,H}$ para cada fragmento, como

$$1/T_{L,H} = \delta \ln[p_{L,H}] / \delta U_{L,H} , \quad (\text{III.3-3})$$

$$\mu/T_{L,H} = \delta \ln[p_{L,H}] / \delta A_{L,H} , \quad (\text{III.3-4})$$

de modo que, para el valor más probable de A_L , se cumple que

III. Fisión fría

$$\left. \frac{\mu}{T} \right|_{A_L \equiv \langle A_L \rangle} = \left. \frac{\mu}{T} \right|_{A_H \equiv \langle A_H \rangle}, \quad (\text{III.3-5})$$

y las temperaturas de ambos fragmentos sólo se igualan si λ es nulo (límite estadístico puro).

En este modelo, la configuración del sistema al punto de escisión, se asemeja entonces, a dos fases en equilibrio dinámico con diferentes potenciales químicos. El parámetro termodinámico μ/T , se conoce como potencial químico de Planck y es la variable intensiva asociada a la masa (en nuestro caso es el multiplicador de Lagrange correspondiente a la masa) [32]. Debemos concluir, por lo tanto, que la fragmentación más probable ocurre, cuando ambos fragmentos poseen igual potencial de Planck, pero no necesariamente igual temperatura, lo que significa equilibrio frente al intercambio de nucleones, pero no necesariamente equilibrio frente al intercambio de energía.

En el caso nuclear, la energía de excitación interna y el número de nucleones, no son variables independientes [54-55], pues están relacionadas por la ec. (II.3-20) y, para hallar el punto de equilibrio frente al intercambio de nucleones, sólo necesitamos que

$$dA_L = -dA_H, \quad (\text{III.3-6})$$

mientras que, no es posible satisfacer la condición termodinámica usual para el equilibrio, frente al

III. Fisión fría

intercambio de energía

$$dU_L = - dU_H, \quad (\text{III.3-8})$$

pues la energía puede ser liberada en otras formas (deformación por ejemplo). Debido a nuestra descripción del sistema dinuclear como dos gases de Fermi, tanto la temperatura, como el potencial químico, dependen del número de nucleones y sus valores pueden diferir de los más probables, debido a fluctuaciones. En la figura III.10, se puede ver la dependencia de μ/T para tres fisiones típicas, observándose que el punto de igualación, es el de máxima probabilidad de ocurrencia. Los valores de μ/T , para el conjunto de fisiones frías evaluadas en este capítulo, se puede ver en la fig. (III.11).

Reemplazando la ec. (III.3-1) en la (III.3-3) y (III.3-4) se obtiene que

$$\lambda = \Delta^R(u/T) - \Delta^O(u/T), \quad (\text{III.3-9})$$

donde

$$\Delta^{R,O}(\mu/T) = (\mu/T)_H^{R,O} - (\mu/T)_L^{R,O}. \quad (\text{III.3-10})$$

lo que significa que el parámetro de Lagrange λ , es la diferencia entre los potenciales de Planck de los dos fragmentos, calculados con: (i) la distribución "real" (R) y (ii) la distribución a priori (O) que, en este caso particular, corresponde a la de dos gases de Fermi

III. Fisión fría

degenerados.

III.4 Resumen

En este contexto, el potencial μ , mide la cantidad de energía necesaria para transferir un nucleón, de un miembro a otro del sistema dinuclear. El comportamiento general de μ/T , está dado por las características del gas de Fermi degenerado.

Finalmente, resumiendo los principales aspectos de este capítulo, podemos decir que el principal resultado del trabajo previo a éste^[1], fue mostrar que la densidad de estados en el punto de escisión, es la correspondiente a dos gases de Fermi interactuantes, en régimen fuera del equilibrio, salvo para el caso de la fisión simétrica. Además, se concluyó que la distribución final de máxima entropía, da como resultado fisión simétrica o asimétrica, como casos de equilibrio o no equilibrio respectivamente, de un sistema dinuclear en general. En el presente trabajo, se agrega evidencia a esas afirmaciones. En la sección anterior, hemos mostrado cómo diferentes distribuciones de carga ajustan de distintas maneras el mismo rendimiento de masas. En particular, encontramos una distribución que maximiza la entropía, y que es por lo tanto, una predicción independiente, basada sólo en el rendimiento de masas.

También se ha reproducido con claridad la estructura

III. Fisión fría

fina, a partir de efectos de apareamiento suavizados por la dispersión σ . La influencia de σ , analizada en la fig.III.7 da énfasis al argumento de que la estructura fina en el proceso de fisión, aparece sólo para medidas con baja dispersión experimental. Las variaciones relativas introducidas por el efecto de apareamiento, en la energía de excitación interna, son a lo sumo del orden del seis por ciento, pero en la mayoría de los ajustes presentados, esa variación relativa ronda el uno por ciento. Este punto ilustra claramente el poder del método.

El significado físico de λ , estudiado en la sección anterior, podría ser extendido a reacciones profundamente inelásticas, si se poseyera mayor información sobre rendimientos de masas, partículas evaporadas, etc. para poder realizar un ajuste.

La medición de la energía de excitación interna y por lo tanto de la energía disipada durante el descenso del punto de ensilladura al punto de escisión, es todavía una cuestión abierta a pesar del considerable esfuerzo dedicado a resolverlo en los últimos años^[64]. Dos modelos extremos como son, por ejemplo, la teoría de disipación de un cuerpo de Swiatecki^[65-66] y la viscosidad de dos cuerpos^[15], son capaces de simular razonablemente las energías cinéticas medias experimentales en fisión pero, la primera predice un descenso lento y muy disipativo hacia una configuración de escisión compacta y la mayoría de la energía cinética debida

III. Fisión fría

a la repulsión coulombiana de los fragmentos resultantes, y en cambio la última predice un descenso rápido y poco disipativo hacia una configuración de escisión elongada y la energía cinética con contribuciones de la energía potencial de deformación. Los datos experimentales utilizados en nuestro modelo dinuclear son medidos lejos del punto de escisión, por lo que no proveen argumentos para resolver la discusión anterior. Dentro del contexto de teoría de información, todo lo que podemos decir es que la información disponible es degradada lo suficiente como para no poder distinguir en esta cuestión (ver por ejemplo la discusión en el libro de Katz^[67]), pero sí podemos afirmar que en el punto de escisión, ambos fragmentos no están en equilibrio térmico, pero sí en equilibrio frente al intercambio de nucleones.

En resumen, la evidencia aquí acumulada sugiere la utilidad de introducir, dentro de la descripción del proceso de fisión, el concepto de potencial químico; se ha establecido una asociación cuantitativa entre estructura fina de los rendimientos de masas y la energía de apareamiento de los fragmentos; se ha encontrado una distribución de cargas entre los fragmentos, a partir sólo del rendimiento de masas de los mismos y se considera que la principal contribución es la afirmación de que el intercambio de nucleones rige al proceso y, por lo tanto, la variable dinámica esencial de éste, es la diferencia en el número de nucleones entre los fragmentos.

Tabla III.1

Resultados obtenidos en fisiones frías

Reacción	A F amu	U T MeV	U L MeV	U H MeV	λ amu ⁻¹	$\mu/T _{eq}$ amu ⁻¹	\bar{E} K MeV	ν T [3]	ν L	ν H
²²⁹ Th(n _{th} , f)	230	22.6	12.0	10.6	-0.32	0.88	163.6	2.5	1.3	1.1
²³³ U(n _{th} , f)	234	27.9	11.3	16.6	-0.28	0.88	172.1	2.5	1.0	1.5
²³⁵ U(n _{th} , f)	236	25.1	15.0	10.1	-0.25	0.71	171.8	2.4	1.4	1.0
²³⁹ Pu(n _{th} , f)	240	26.2	12.0	14.0	-0.24	0.84	177.1	2.9	1.1	1.3
²⁴⁵ Cm(n _{th} , f)	246	36.8	19.5	17.3	-0.27	0.93	184.2	3.8	2.1	1.7
²⁴⁹ Cf(n _{th} , f)	250	41.8	27.5	14.3	-0.35	0.82	189.1	4.4	2.9	1.5
²⁵⁴ Es(n _{th} , f)	255	35.3	17.1	18.2	-0.13	0.70	194.3	4.2	2.1	2.2
²⁴⁶ Cm(sf)	246	30.2	17.0	20.8	-0.26	0.95	183.9	3.0	1.4	1.7
²⁴⁸ Cm(sf)	248	27.0	11.0	16.0	-0.24	0.71	182.2	3.2	1.3	1.9
²⁵⁰ Cf(sf)	250	32.5	18.0	14.5	-0.27	0.82	187.0	3.5	2.1	1.7
²⁵² Cf(sf)	252	31.3	12.0	19.3	-0.25	0.86	185.9	3.8	1.5	2.3
²⁵⁴ Cf(sf)	254	30.4	16.9	13.5	-0.29	0.79	186.9	3.9	2.2	1.7
²⁵⁶ Fm(sf)	256	32.3	12.9	19.4	-0.04	0.78	197.9	3.2	1.3	1.9

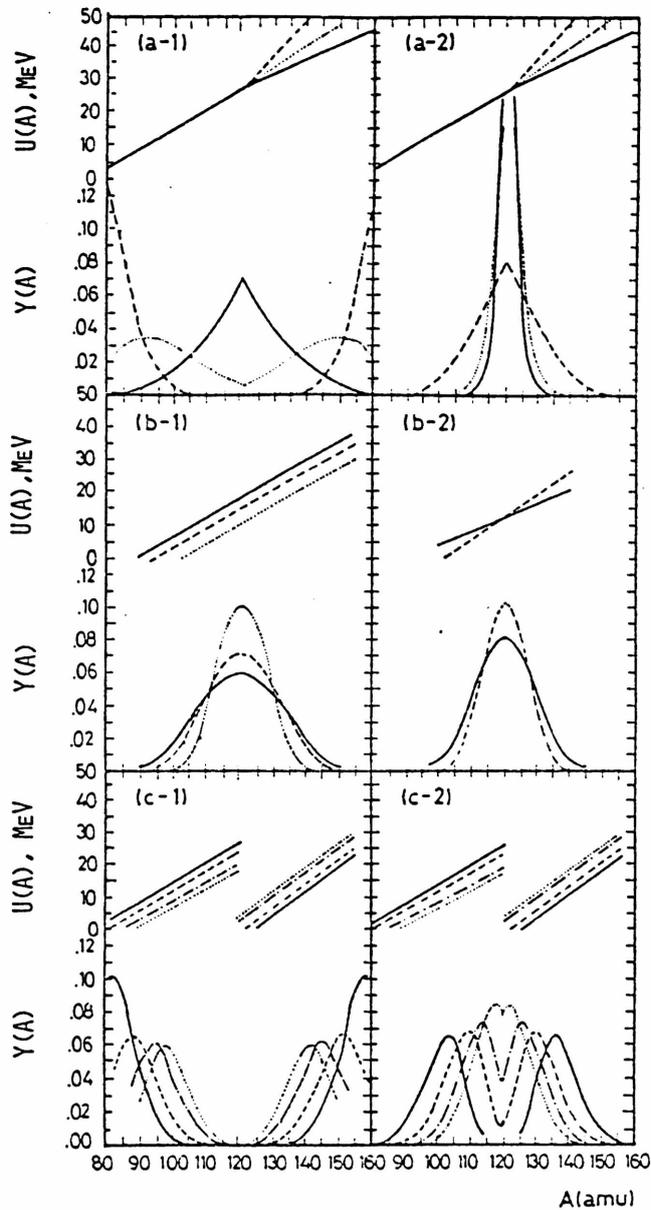


Figura III.1

Rendimiento de masas teórico ($Y(A)$, en unidades arbitrarias) en función del parámetro λ y de la energía de excitación de los fragmentos ($U(A)$, en MeV) : a-1) la energía en función de la masa de los fragmentos no presenta discontinuidad de primer orden en $A_F/2$, pero si varía la pendiente de la curva correspondiente al fragmento pesado, λ es nulo; a-2) ídem anterior pero con $\lambda = -0.37 \text{ amu}^{-1}$; b-1) la energía en función de la masa es continua en todas sus derivadas, se observa cómo varía el rendimiento de masas con el valor medio de U manteniendo la pendiente y λ constante; b-2) ídem anterior pero se varía la pendiente y U y λ permanecen constantes; c-1) la relación entre pendientes para las partes liviana y pesada de la curva de energía versus masa surgen de los datos experimentales (ver texto), se mantiene $\lambda = 0 \text{ amu}^{-1}$ y se varía el salto en la curva de energía; c-2) ídem anterior pero para $\lambda = -0.37 \text{ amu}^{-1}$.

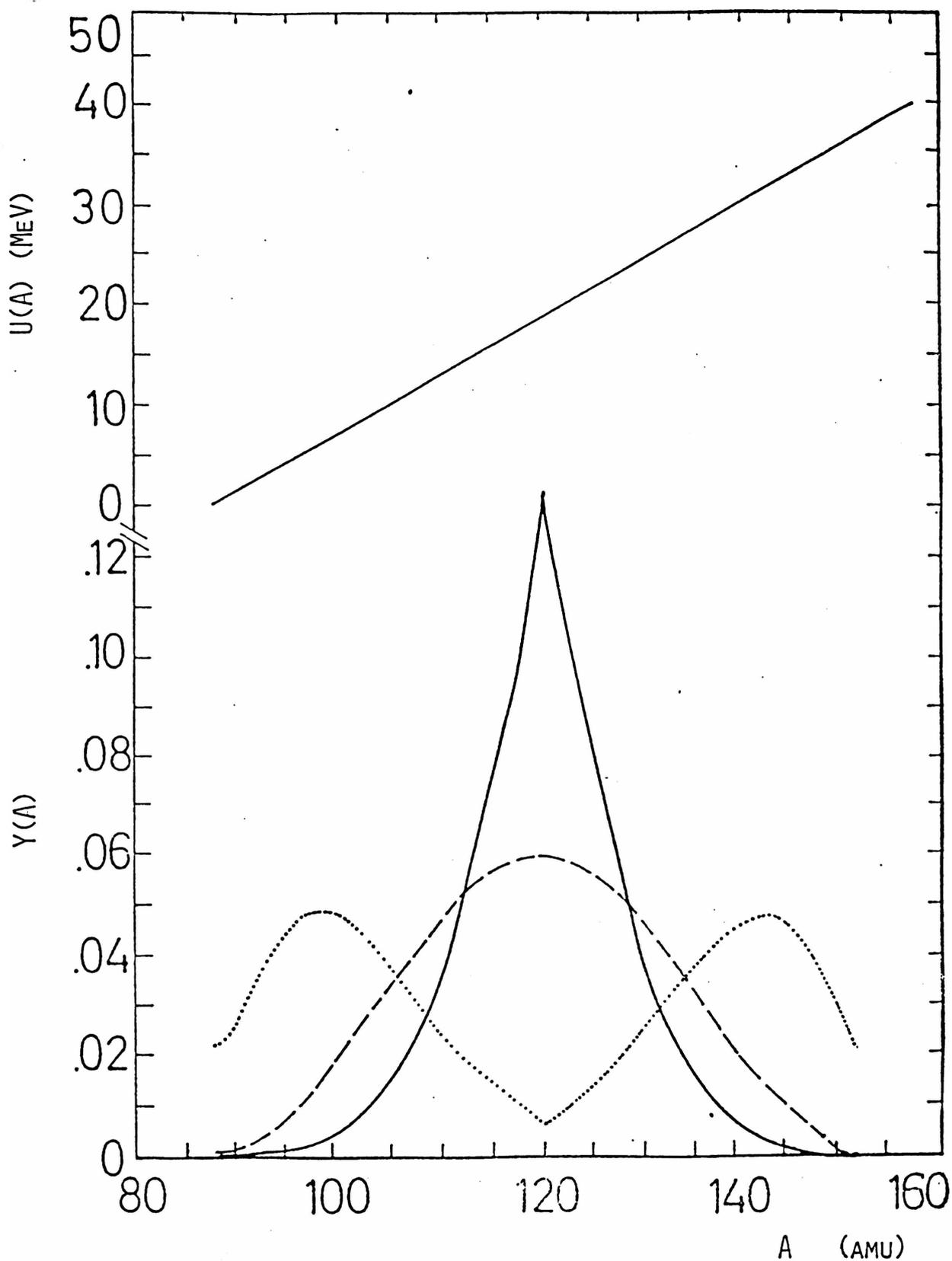


Figura III.2

Variación del rendimiento de masas $Y(A)$, en unidades arbitrarias) con λ , para el caso en que la energía de excitación interna de los fragmentos $U(A)$, en MeV) es una función lineal continua de la masa de los mismos. Linea de trazos: $\lambda = 0 \text{ amu}^{-1}$; línea llena: $\lambda = +0.1 \text{ amu}^{-1}$; línea punteada: $\lambda = -0.1 \text{ amu}^{-1}$.

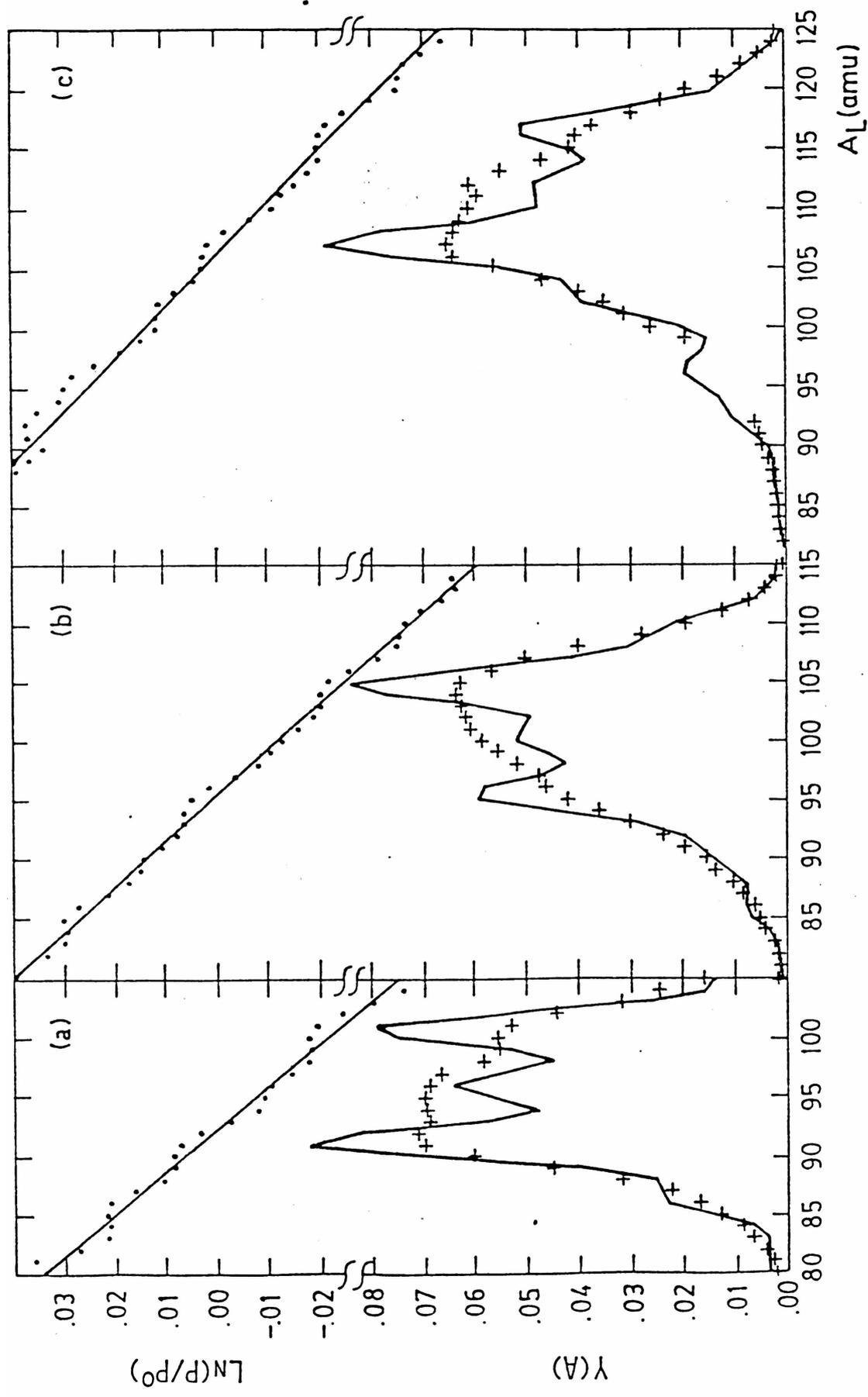


Figura III.3

Rendimientos de masa teóricos $Y(A)$, en unidades arbitrarias, línea llena) comparados con los experimentales de Unik y col. [15] (cruces) para: a) $^{233}\text{U}(n_{th},f)$, b) $^{239}\text{Pu}(n_{th},f)$ y c) $^{252}\text{Cf}(sf)$. Todos fueron calculados con distribuciones de cargas del tipo de las sugeridas por Reisdorf y col. [21] y con $r = 1.7$ amu. En la parte superior de las figuras, se observa el $\ln(P/P^0)$ (línea de puntos), superpuesto con la recta $\lambda \cdot A$ (línea llena).

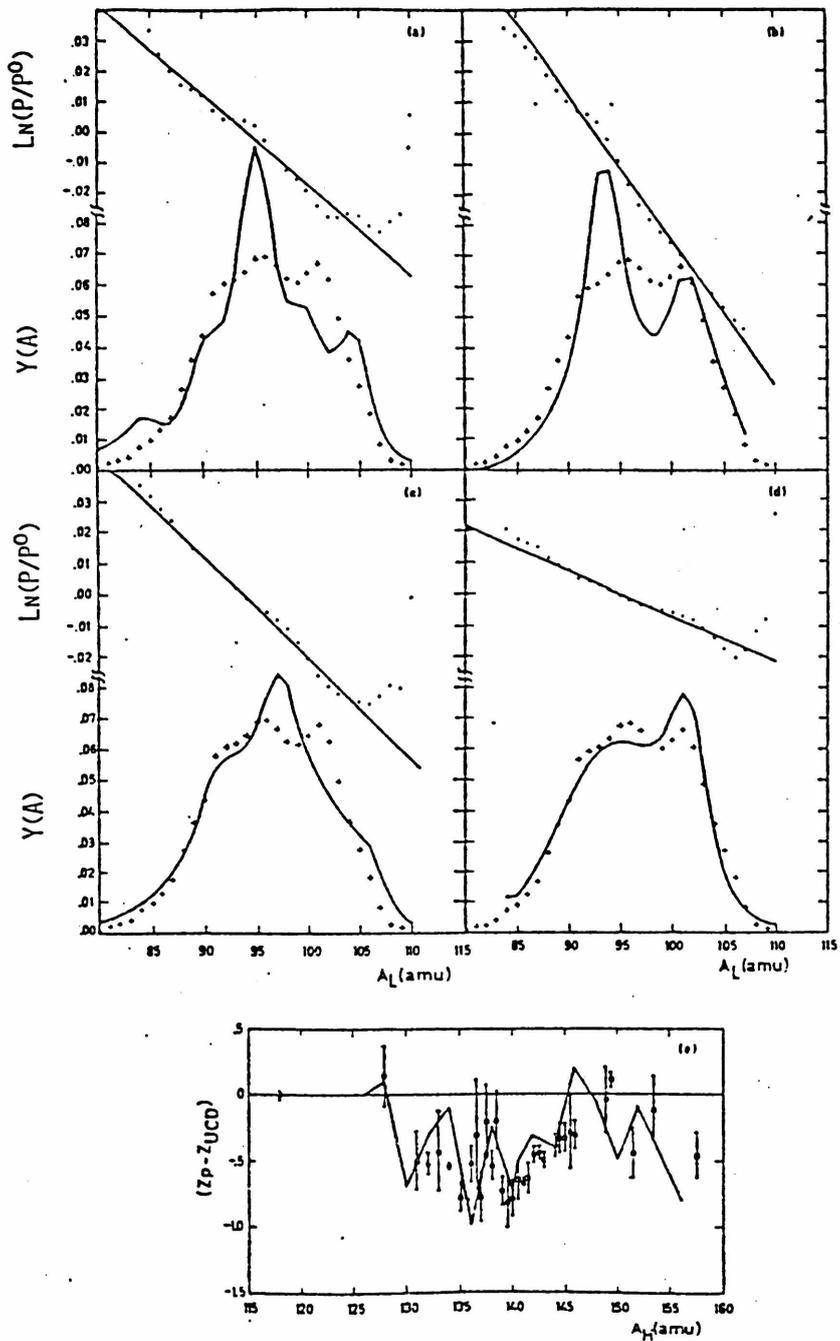


Figura III.4

Rendimientos de masas ($Y(A)$, en unidades arbitrarias, línea llena) calculados para el $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ con distintas hipótesis de cargas: a) UCD; b) ECD; c) MPE^[20]; d) la distribución de carga de máxima entropía (las cruces corresponden al rendimiento experimental). Esta última distribución de cargas se puede observar en (e) (línea llena) superpuesta con la medida por Wahl y col.^[22] (círculos).

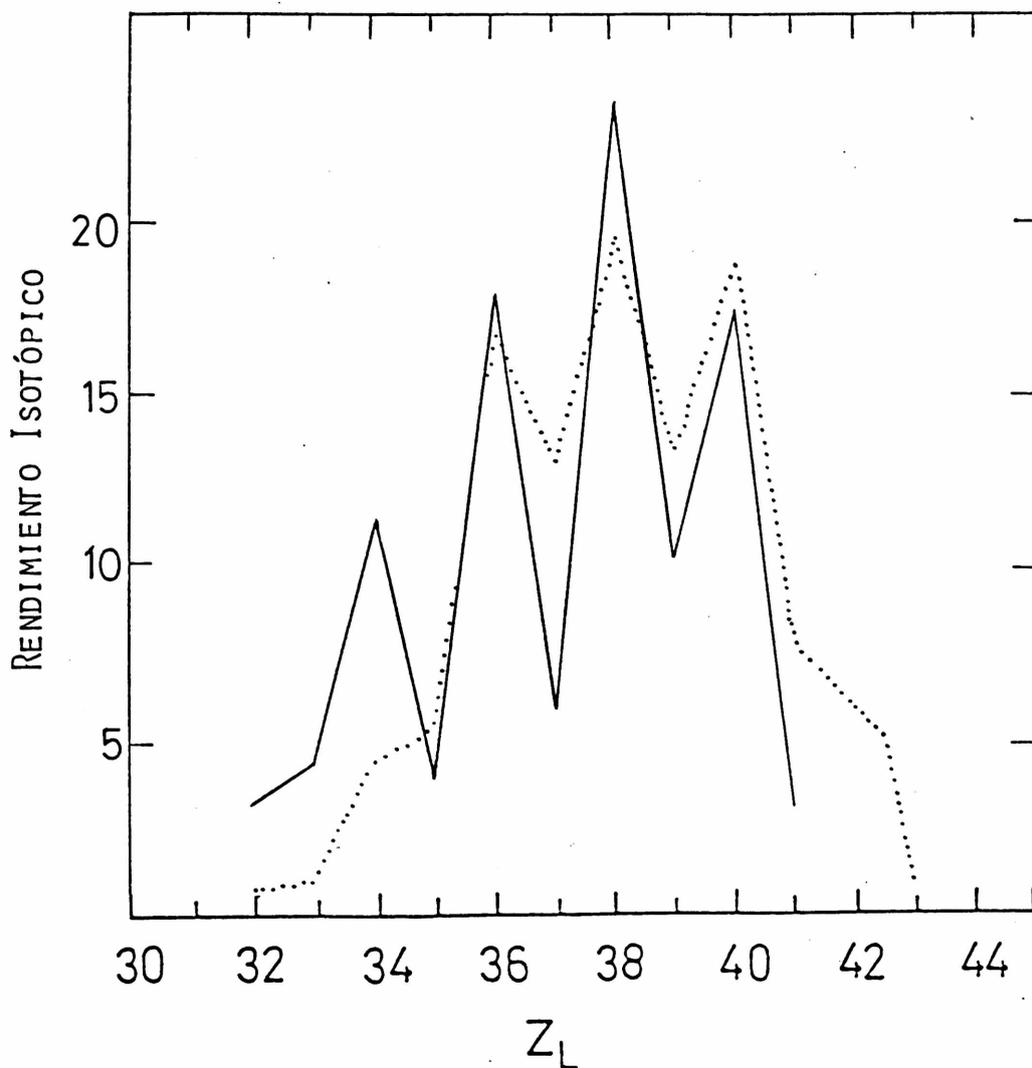


Figura III.5

Rendimiento isotópico calculado con la distribución de cargas de máxima entropía mostrada en la figura III.4.e y el rendimiento teórico para el $^{235}\text{U}(n, f)$ (línea llena), comparado con el resultado experimental de Clerc y col. (1963) (línea de puntos).

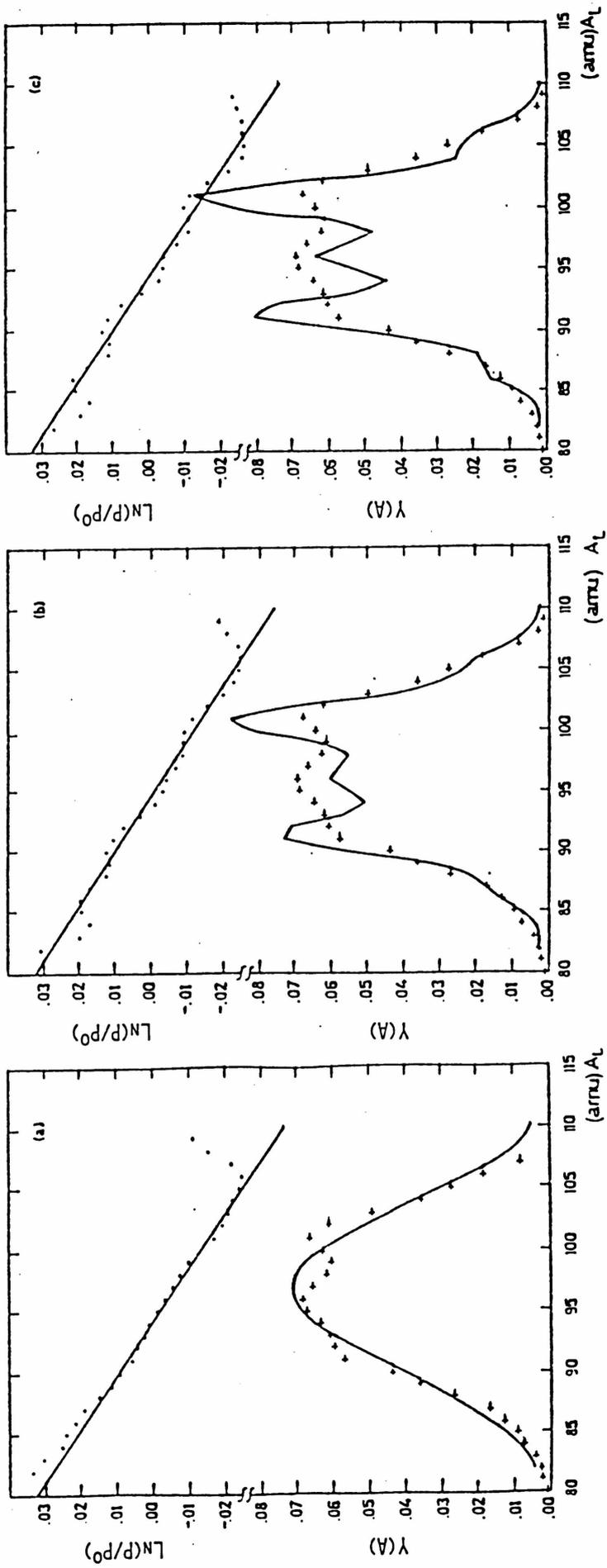


Figura III.6

Efecto de apareamiento en el rendimiento de masas teorico del $^{235}U(n_{th}, f)$: a) sin efecto de apareamiento ($r = 0$); b) $r = 1.97$ amu y c) $r = 1.66$ amu. Estos dos últimos rendimientos fueron calculados utilizando hipótesis de cargas del tipo de las sugeridas en la ref.[21].

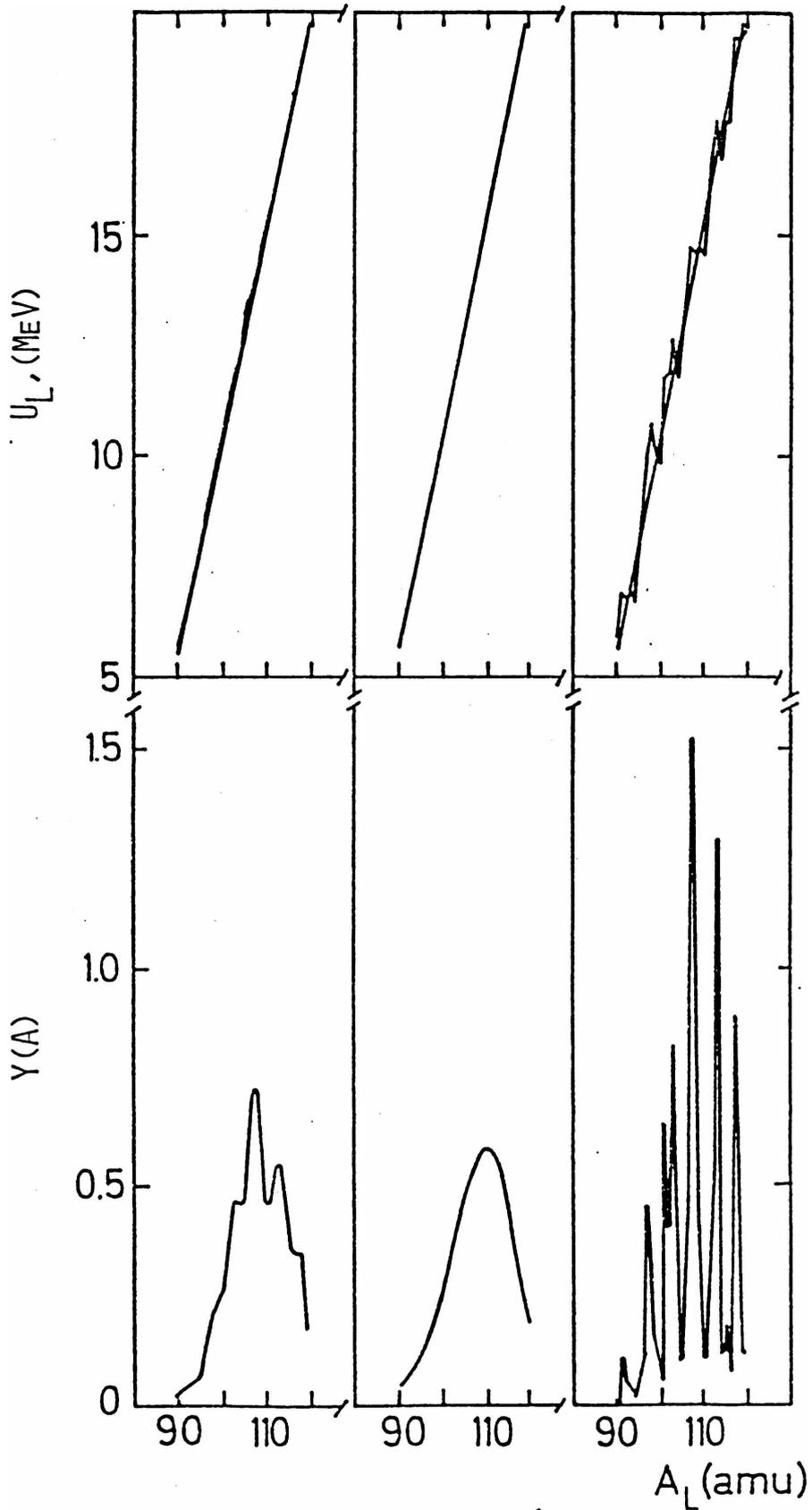


Figura III.7

Pequeñas variaciones introducidas por el efecto de apareamiento en la energía de excitación del $^{229}\text{Th}(n, f)$ producen un importante aumento de la estructura en el rendimiento de masas.

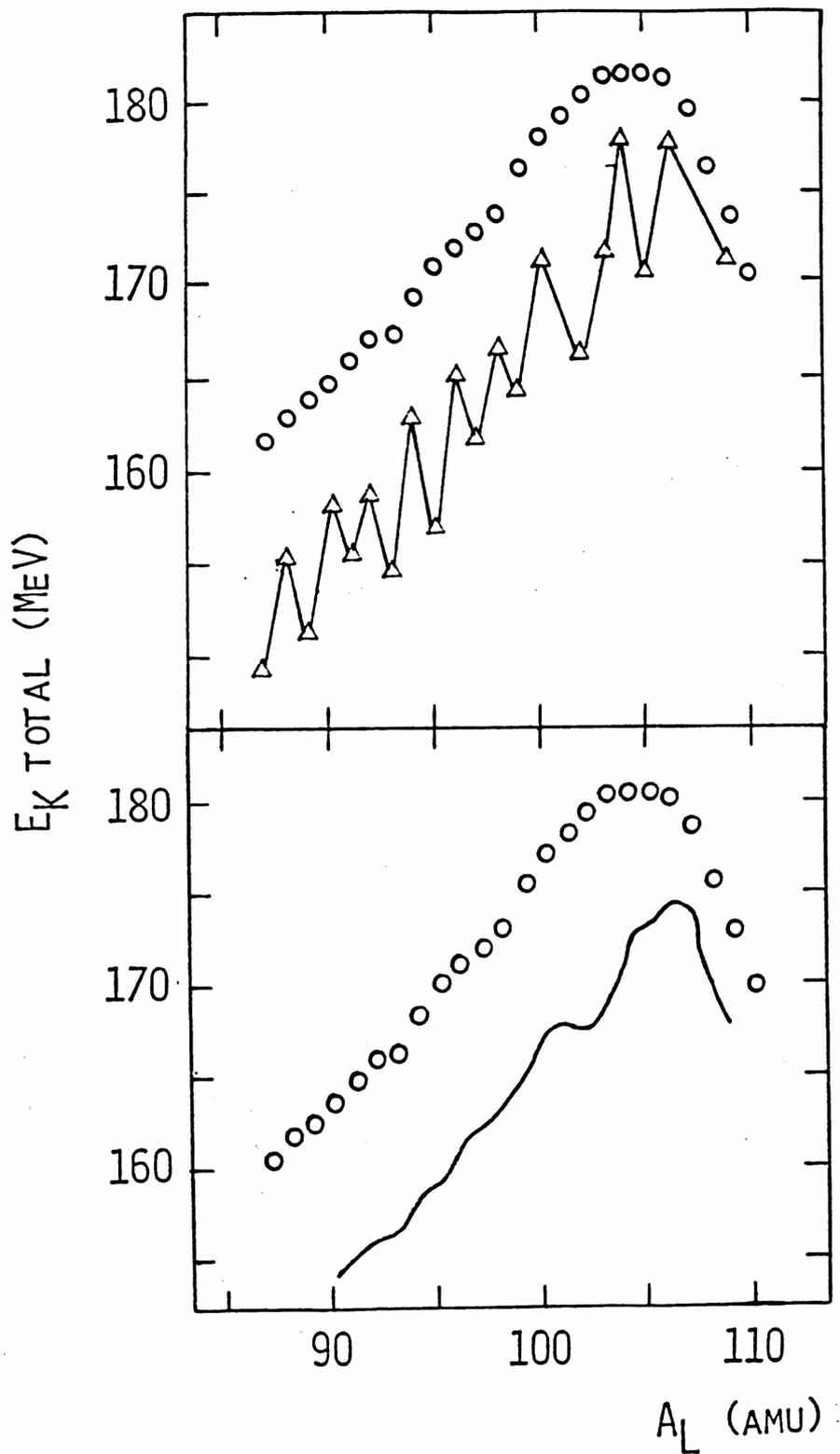


Figura III.8

Energía cinética total para el $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ medida por Unik y col. [15] (círculos), comparada con nuestro cálculo (línea llena) realizado: a) sin convolucionar ($r = 0$) y b) con $r = 0.8$ au.

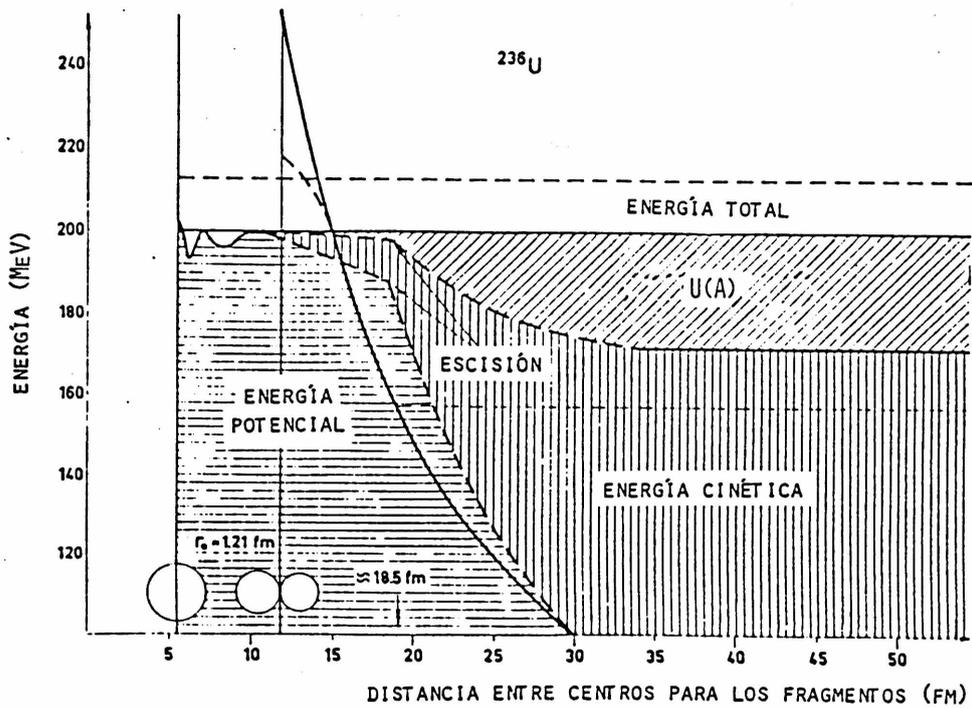


Figura III.9

Balace de energias para el $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ tomado de la referencia [53].

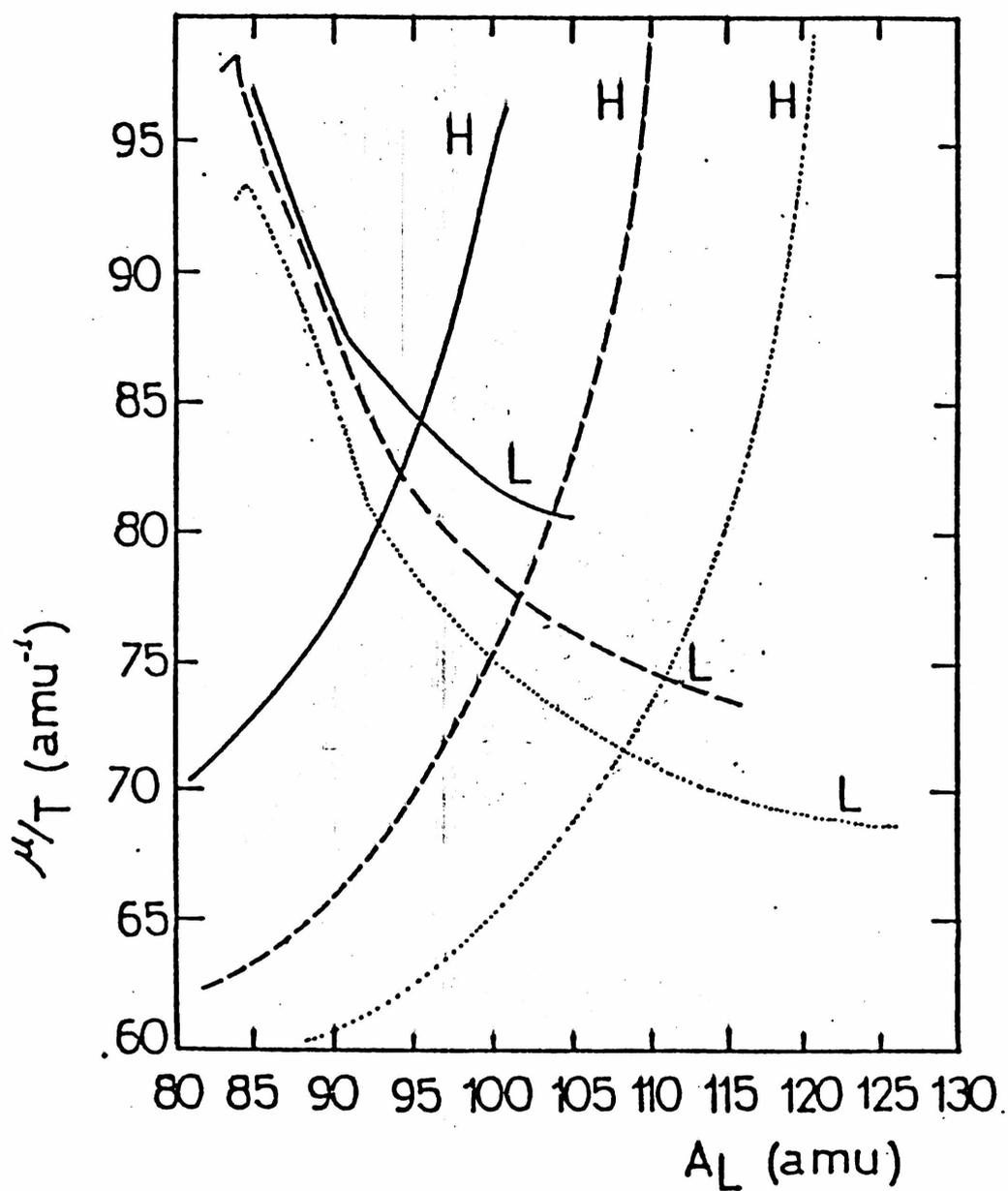


Figura III.10

Potencial químico μ/T en función de A_L para el $^{252}\text{Cf}(sf)$ (línea punteada), $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$ (línea de trazos) y $^{233}\text{U}(n_{th}, f)$ (línea llena). L y H significan fragmento liviano y pesado respectivamente.

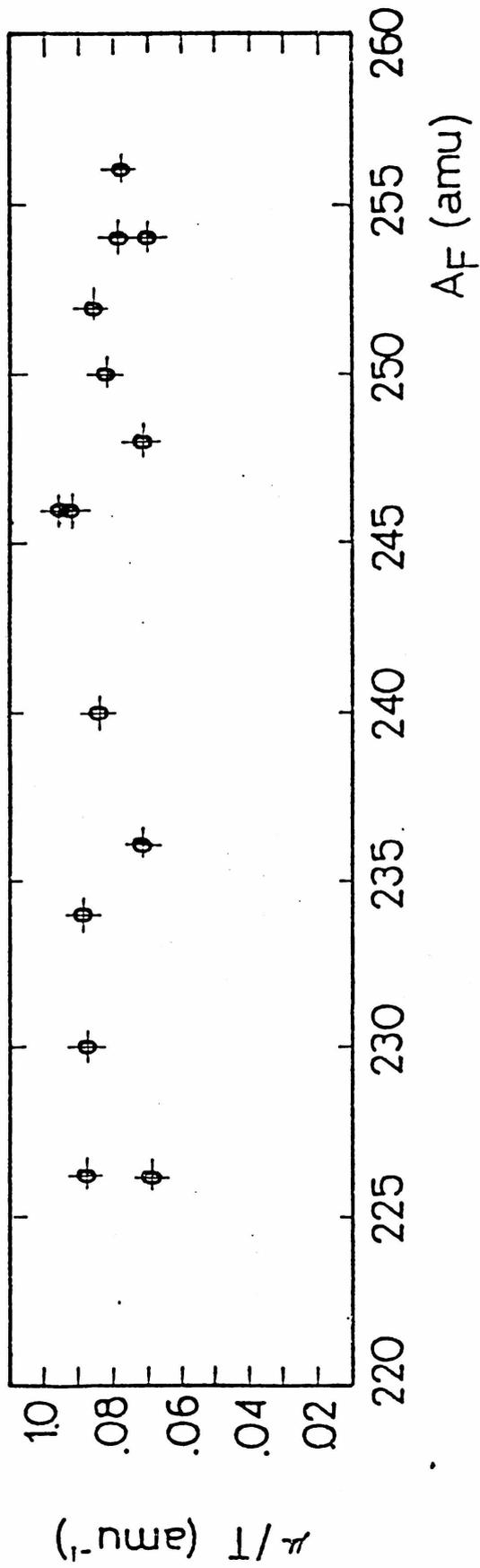


Figura III.11

Potencial químico μ/T para la partición más probable en función de la masa fisionante.

CAPITULO IV

Fragmentación fría

- IV.1 Antecedentes
- IV.2 Resultados obtenidos
- IV.3 Resumen

En el presente capítulo se analizarán, bajo el formalismo del Principio de Máxima Entropía (PME), experimentos recientemente realizados, relativos al llamado proceso de fragmentación fría. En este análisis se ha encontrado que las características, hasta ahora conocidas de este tipo de procesos, son inherentes al fenómeno de fisión en sí y, por lo tanto, podrían ser observadas en todo tipo de fragmentaciones, y explicarse teniendo debidamente en cuenta efectos de apareamiento.

IV.1 Antecedentes

Como se ha mencionado en el capítulo I, la fisión nuclear, es un complicado proceso que involucra un importante reordenamiento de materia nuclear, durante el cual aparecen dos fragmentos altamente excitados, que usualmente se desexcitan en un proceso posterior, emitiendo neutrones y rayos gamma. Esta energía de excitación total es, por ejemplo para las fisiones frías, de alrededor de 25 MeV en valor medio. No obstante existe un número muy

IV. Fragmentación fría

pequeño de fragmentaciones en las cuales, esta energía de excitación es menor, o por lo menos comparable, a la de ligadura de un neutrón en el núcleo fisionante. A estos eventos se los llama "fragmentaciones frías", y están asociados, como vimos en el capítulo I, con energías cinéticas totales de los fragmentos cercanas al Q de la reacción. A través de estas fragmentaciones, es posible estudiar un sistema relativamente frío al punto de escisión, y se pueden encontrar respuestas al rol que juegan el apareamiento de nucleones, los efectos de capas, las deformaciones del estado fundamental, etc., en el proceso de fisión y tratar de deducir en qué condiciones puede tener lugar la fusión de núcleos pesados. Como puede verse, analizando este tipo de eventos sería posible responder varias preguntas sobre el proceso de fisión, o su inversa, la fusión.

Estas fragmentaciones frías, además, son particularmente interesantes para aplicar la técnica del principio de máxima entropía en procesos de fisión nuclear, desarrollada en capítulos anteriores. A partir de su estudio, veremos que es posible echar alguna luz sobre el fenómeno observado y, en especial, completar de manera clara, el rol de la dispersión σ , introducida en el modelo para convolucionar el término de energía de apareamiento (capítulo III).

Los experimentos recientemente publicados de Clerc y

IV. Fragmentación fría

col. [28], fueron realizadas con el espectrómetro de masas Lohengrin, del Instituto Laue-Langevin en Grenoble, Francia. Se midieron los rendimientos primarios para las masas comprendidas en el rango $80 < A_L < 107$ y para energías cinéticas del fragmento liviano de hasta 115 MeV, en las reacciones $^{233,235}\text{U}(n_{th},f)$. La resolución en masa fue $A/\Delta A = 400$, la incerteza absoluta en las energías cinéticas de los fragmentos livianos estimadas en alrededor de 1.7 MeV, lo que corresponde a una incerteza de aproximadamente 3 MeV en la energía de excitación total de ambos fragmentos. Las incertezas relativas sobre el rango total de masas se estimaron en alrededor de .2 MeV. De estos datos se puede ver que se trató de mediciones de una gran precisión. Para ^{234}U , se midieron los rendimientos de masas a 110.55 MeV, para todos los estados de carga iónica, en el rango $18 < q < 24$, y para ^{236}U a 110.3 MeV, para todas las cargas iónicas en el rango $18 < q < 23$. La distribución de carga iónica para cada isóbaro A, fue extrapolada a valores menores y mayores de q. El rendimiento de masas se obtuvo sumando sobre los rendimientos sobre todos los estados de carga iónica para cada isóbaro. A mayores energías cinéticas, los rendimientos sólo se midieron para uno o a lo sumo dos valores de q y luego se extrapoló el resultado para convertirlo en el rendimiento sumado sobre todos los q.

La característica experimental importante mostrada en este trabajo, es la fuerte estructura observada en los rendimientos de masas medidos para el fragmento liviano a

IV. Fragmentación fría

diferentes energías cinéticas de los productos (fig.IV-1). Esta estructura es también observada para la energía cinética máxima posible, calculada para los productos livianos. Estas corresponden al máximo valor posible de Q para cada masa, calculado para dos casos: a) con la energía de apareamiento de neutrones y protones removida, y b) con sólo la energía de apareamiento de neutrones removida y la de protones retenida. Clerc y sus col.^[28] concluyen que sólo este segundo caso está de acuerdo con las energías medidas.

Estos resultados parecen estar correlacionados con la disminución de la distancia superficie-superficie de los fragmentos, al punto de escisión, bajo la hipótesis de que el valor total de Q , está representado por la repulsión coulombiana mutua de los fragmentos y prueba la conservación del apareamiento de los protones, mostrando que la energía de excitación crece con la asimetría de las masas.

En el punto siguiente, compararemos estos resultados experimentales con los teóricos obtenidos, via el formalismo MPE en el capítulo anterior, para las fragmentaciones más probables. Esto significa que, con los parámetros ajustados para las fragmentaciones más probables, evaluaremos teóricamente los rendimientos de masas de las fragmentaciones frías, variando sólo el valor del parámetro σ que mide la intensidad del efecto de apareamiento.

IV. Fragmentación fría

IV.2 Resultados obtenidos

Como hemos visto, en el capítulo anterior, se ha dado considerable evidencia en favor de que el efecto de apareamiento es el responsable de la estructura fina del rendimiento de masas (oportunamente suavizado por la acción de σ). Además, los efectos de apareamiento dependen fuertemente de la distribución de cargas asumida. Dado que los parámetros de la energía interna son los obtenidos en el capítulo anterior, el valor de ésta es el que corresponde al ajuste de los rendimientos de masas más probables.

En la figura IV.1.a,b,c se puede observar los rendimientos de masas teóricos obtenidos para el $^{233-235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ con la energía interna más probable del capítulo anterior $U_L(A_L)=11.3-15.0$ MeV respectivamente (mostrado en la Tabla III.1), para $\sigma \leq 0.5$ amu, que es el valor más bajo de σ que se ha podido utilizar debido a limitaciones del programa que realiza la correspondiente convolución, $\sigma = 0.6$ y 1.55 amu, con los datos medidos por Clerc y col. [28] para dichos isótopos, con energías cinéticas de $110.1-110.3$ MeV respectivamente.

En la figura IV.2.a,b comparamos la energía de excitación interna total de los fragmentos para el ajuste del $^{234-236}\text{U}$ para $\sigma \leq 0.5$ amu con la obtenida por Clerc y col. a partir de los valores medidos de la energía cinética y el Q de las fragmentaciones (ver ref.[28]). La escala

IV. Fragmentación fría

para ambas energías es diferente, ya que la distribución teórica corresponde a la fragmentación más probable, que no es una fragmentación fría, pero la tendencia general es muy similar, y este es el punto crucial a ser enfatizado, ya que esta curva visualiza la acción del término de apareamiento en la energía de excitación, que se refleja en la estructura hiperfina del rendimiento de masas.

En la figura IV.3 se muestra la distribución de cargas asumida para generar el rendimiento de masas del capítulo anterior para el ^{236}U , junto con la medida por Lang y col. [29] para el mismo núcleo. El resultado de estos autores fueron usados en la ref. [28] para calcular los valores de Q para la energía de excitación interna para cada fragmento liviano (para más detalles ver dicha referencia).

Finalmente en la figura IV.4 se observan los rendimientos isotópicos experimental y teóricos derivados de las distribuciones de cargas de la figura anterior.

IV.3 Resumen

A partir de las comparaciones anteriores, se puede concluir que es posible reproducir las características fundamentales del proceso de fragmentación fría a partir de los ajustes realizados a la energía de excitación más probable considerando adecuadamente el efecto de

IV. Fragmentación fría

apareamiento de nucleones.

En los ejemplos aquí presentados se han reproducido las magnitudes medidas para las reacciones $^{233-235}\text{U}(n_{th}, f)$: la estructura fina de los rendimientos de masa, el comportamiento (con su estructura) de la energía de excitación interna total de los fragmentos, además de haberse comprobado que la distribución de carga supuesta para ajustar los rendimientos de masas del capítulo anterior coincide con las medidas en fragmentaciones frías.

Pero quizás el punto crucial de este capítulo es que los efectos usualmente asociados al concepto de fragmentación fría, están presentes a energías de excitación más altas, o mejor aún, que son inherentes al proceso de fisión en sí mismo, a toda energía, como consecuencia de la disociación de pares.

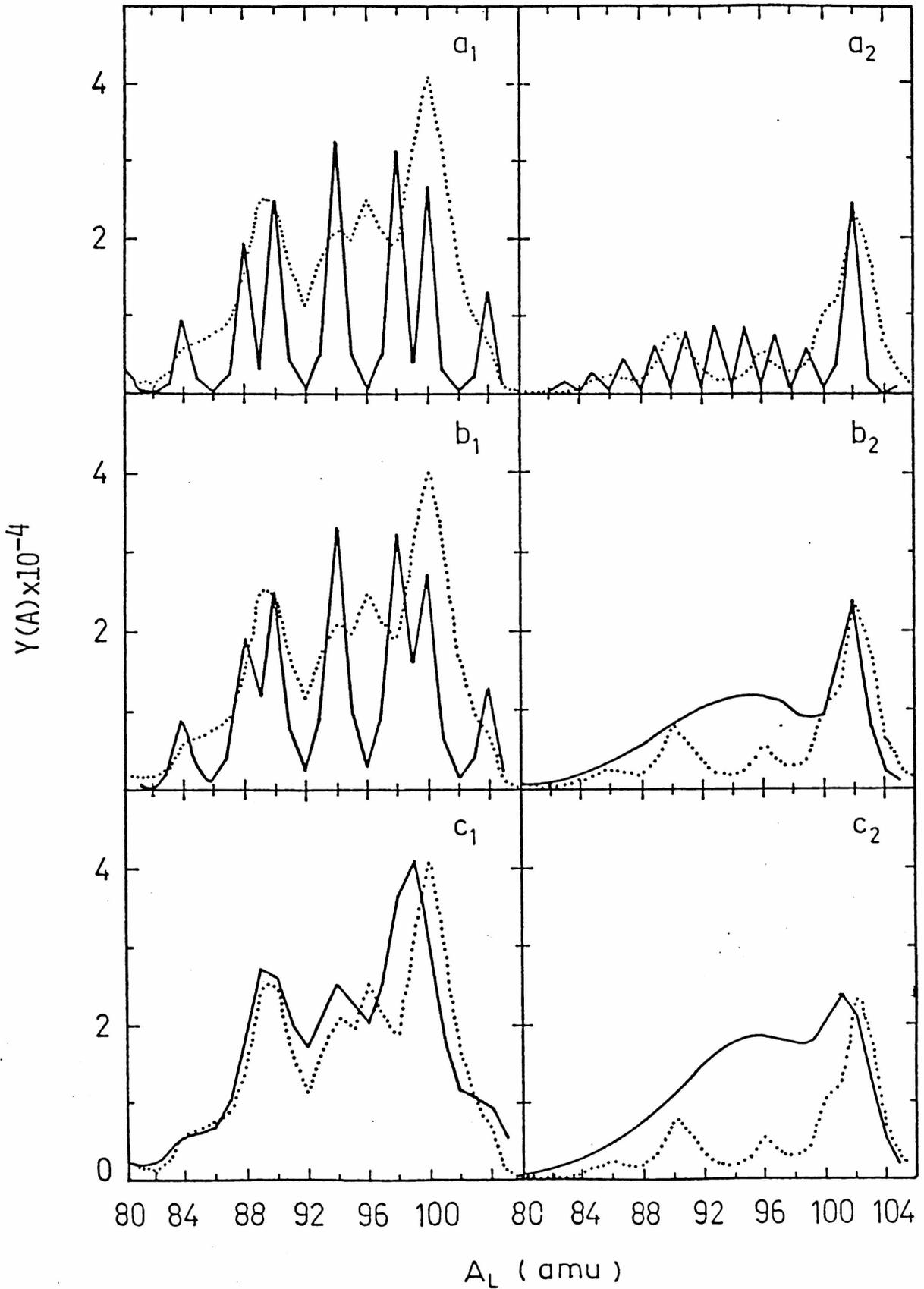
^{234}U ^{236}U 

Figura IV.1

Rendimientos medidos por Clerc y col. [28] para fragmentaciones frías de las reacciones $^{233-235}\text{U}(n_{th}, f)$ (línea de puntos), comparados con los teóricos (línea llena) obtenidos a través del principio de máxima entropía con los parámetros calculados en el capítulo anterior, con: a) $r=0.5$ amu, b) $r=0.6$ amu y c) $r=1.55$ amu.

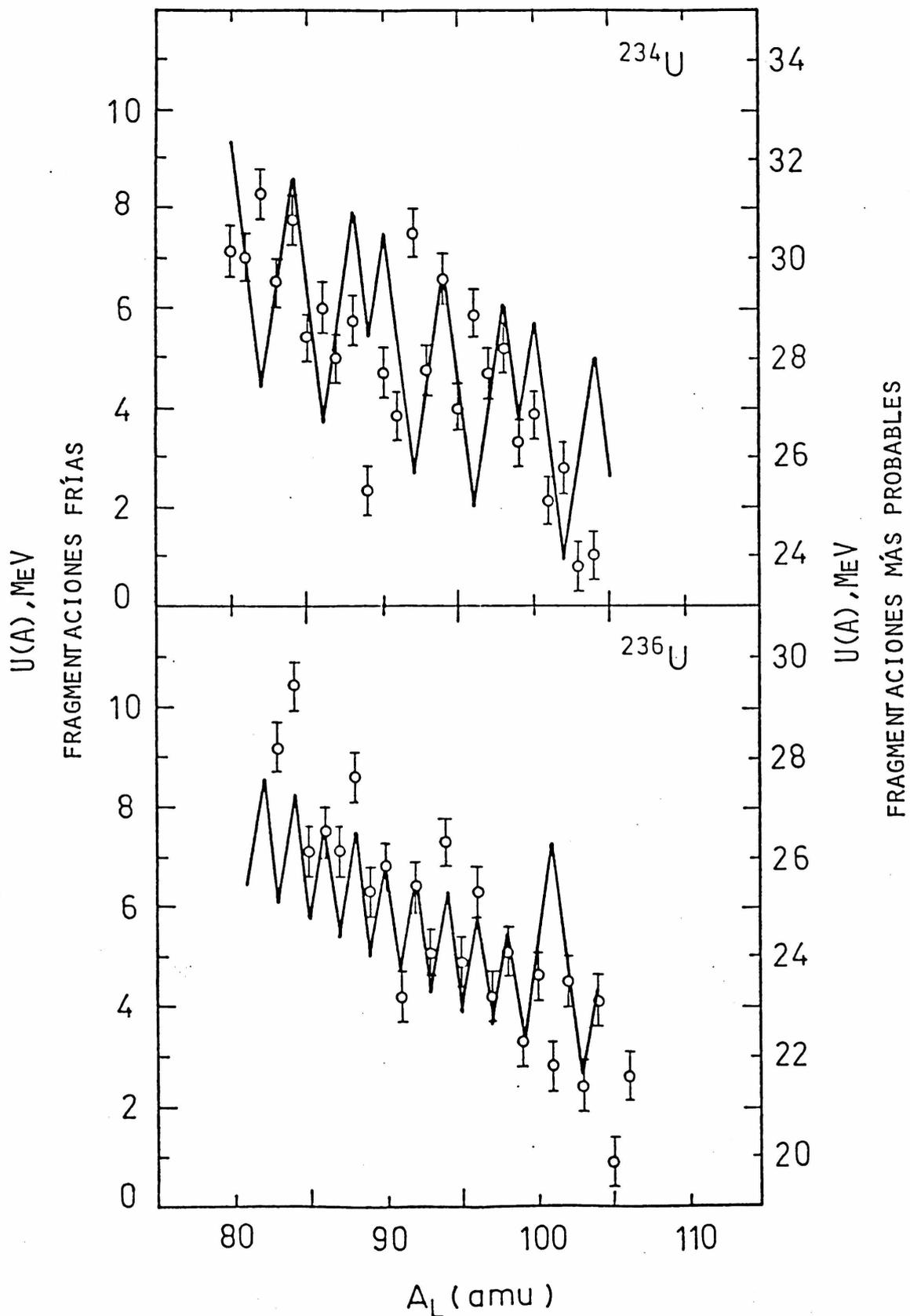


Figura IV.2

Energía de excitación total de los fragmentos en función de su masa, evaluada a partir de los datos experimentales por Clerc y col. ^[28] (línea de puntos) comparada con la calculada con los parámetros utilizados para el ajuste teórico via el PME para $r_0 = 0.5$ au (línea llena).

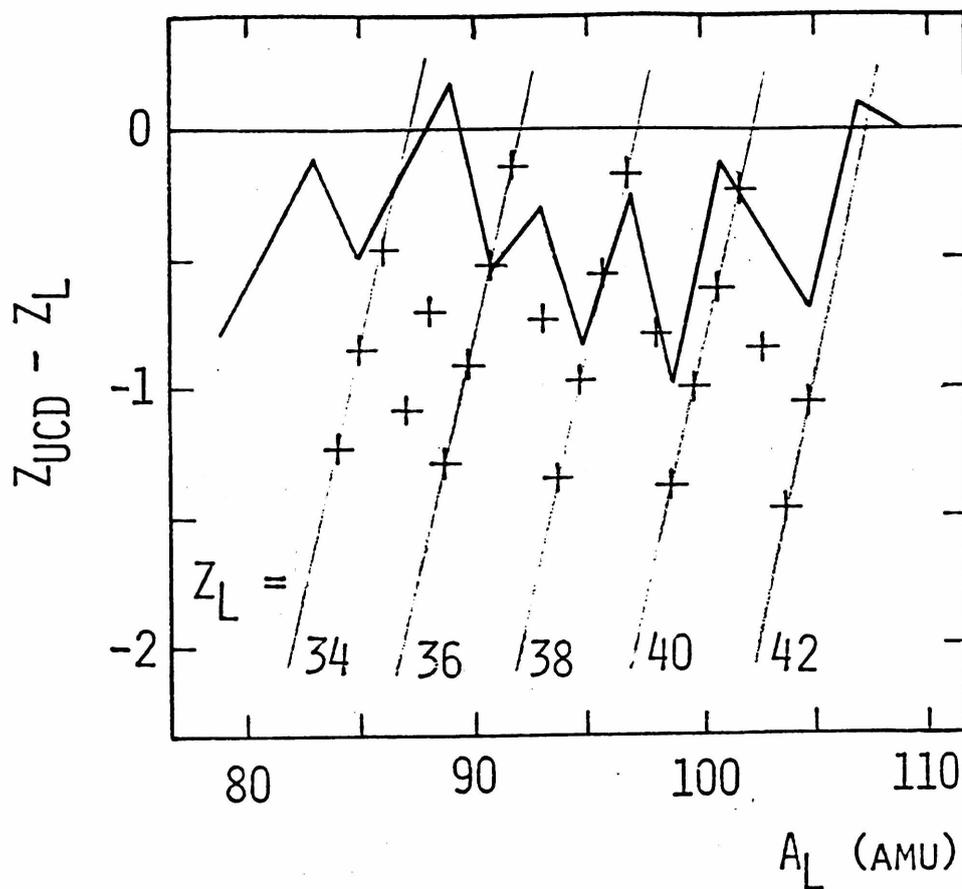


Figura IV.3

Distribución de cargas experimental obtenida por Lang y col.^[29] (cruces), comparada con la de máxima entropía calculada para la fragmentación más probable (ver capítulo III).

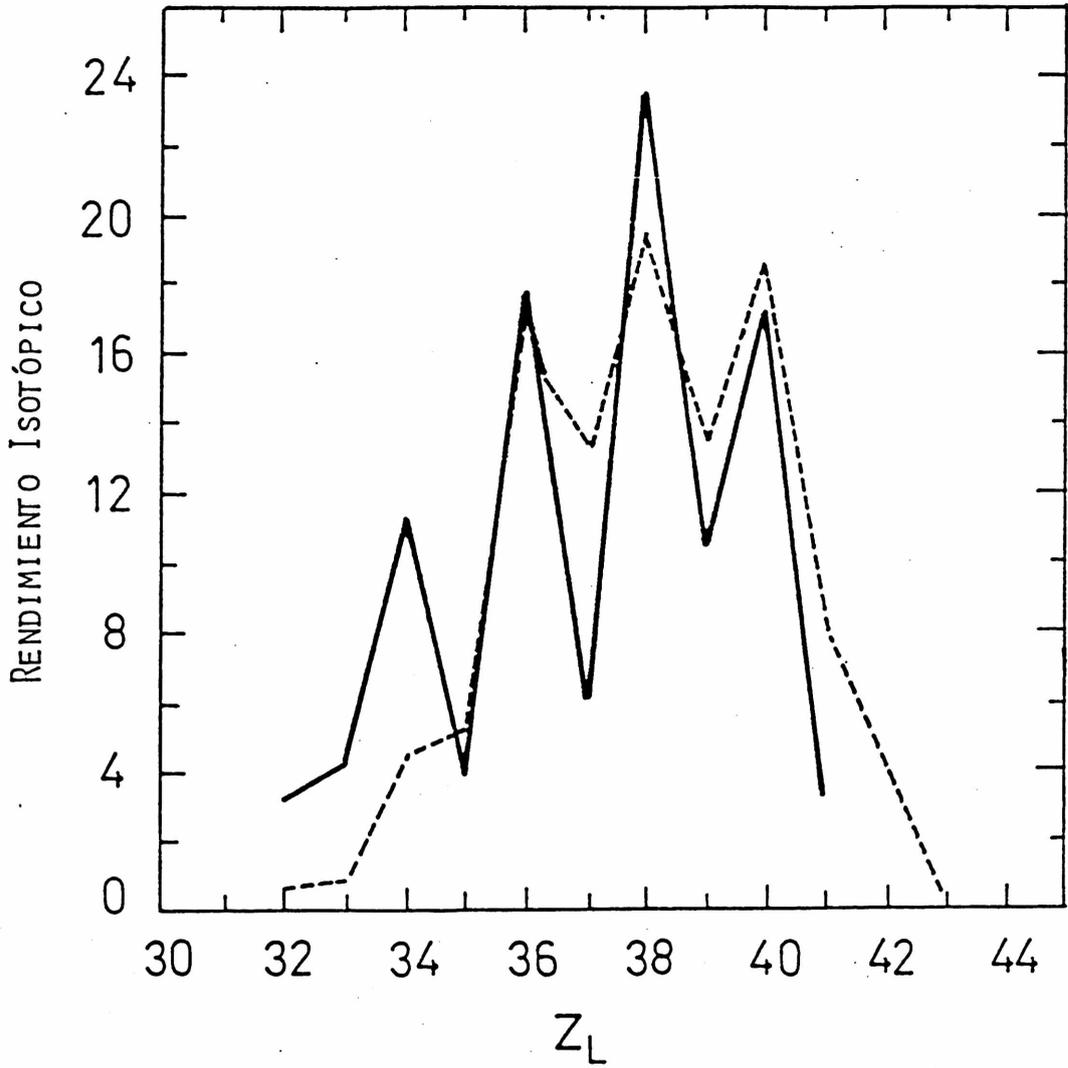


Figura IV.4

Rendimientos isotópicos medidos por Lang y col.^[29] (línea de trazos), comparados con los calculados con la distribución de carga de máxima entropía y el rendimiento teórico de la figura IV.1.a (línea llena).

Capítulo V

Fisión caliente

V.1	$^{226}\text{Ra}(p, f)$
V.2	$^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' f)$
V.3	Resumen

A partir del trabajo desarrollado en los capítulos anteriores, se decidió extender el formalismo a reacciones inducidas por energías de incidencia más altas. Para ello, se eligieron dos reacciones: el ^{226}Ra bombardeado con protones de 12 MeV, cuyo rendimiento de masas es triplemente picado, y el ^{238}U bombardeado con partículas alfa de 120 MeV. En especial se corroboró la posibilidad de explicar las fisiones calientes, como suma de contribuciones de distintos canales de fisión y se estudió el comportamiento de los parámetros del modelo, en función de la energía de excitación del núcleo fisionante.

V.1 $^{226}\text{Ra}(p, f)$

Las características de la fisión del ^{226}Ra , inducida por proyectiles de energías moderadas, son una combinación de las características observadas en las fisiones de núcleos livianos, con las observadas para núcleos pesados a bajas energías de excitación [68-69]. El rendimiento de masas es una distribución triplemente picada, con un pico centrado en

V. Fisión caliente

la masa $A_f/2$, llamado pico simétrico, por corresponder a divisiones simétricas del núcleo fisionante. Los otros dos picos se corresponden con las divisiones de masas asimétricas. Inicialmente se pensó, que los picos asimétricos tenían su origen en eventos con menor energía de excitación del núcleo fisionante, por la emisión previa de neutrones pre-fisión, y los eventos simétricos en fisiones de primera chance, o sea, a núcleos fisionantes con mayor energía de excitación. Esta suposición fue desechada al medirse distribuciones triplemente picadas para isótopos de Ac y Ra, a energías de excitación para las cuales la segunda chance de fisión está prohibida [70-71]. La hipótesis actualmente aceptada, es que ambos modos de fisión se originan en el mismo núcleo, pero pasando por puntos de ensilladura diferentes [69,71].

En esta sección se analizan los resultados obtenidos por Gayer y Fraenkel [69], que estudiaron la reacción $^{226}\text{Ra}(p,f)$ inducida por protones de 12 MeV. A esta energía, las contribuciones simétrica y asimétrica al rendimiento de masas, son aproximadamente iguales, lo cual permite una óptima comparación de ambos modos de fisión. Ellos obtuvieron los rendimientos de masas, midiendo la energía cinética de los fragmentos, el número de neutrones emitidos por éstos en función de dicha energía cinética, la energía cinética de estos neutrones y la energía media emitida como radiación gama, en función de la masa de los fragmentos. La medición se realizó con detectores de productos de fisión de

V. Fisión caliente

estado sólido para la energía de los fragmentos y centelleadores para los neutrones y rayos gama. La energía cinética de los neutrones se obtuvo por tiempo de vuelo, tomándose como t_1 la señal del detector de productos de fisión y t_2 la señal del centelleador, que además, daba el número de neutrones (estos detectores se calibraron con una fuente de ^{252}Cf que produce 3.75 neutrones por fisión). A partir del gráfico del rendimiento de la reacción en función del número de masa y de la energía cinética de los fragmentos (figura V.1), estos autores proponen dos modos de fisión bien definidos, uno simétrico y otro asimétrico. Con esta hipótesis, se descomponen en estas dos contribuciones, todos los rendimientos medidos: de masas, de neutrones y la energía gama en función de la masa (fig.V.2-4). Con estos datos y la energía de ligadura media por neutrón perdida por cada fragmento, calculada por la fórmula de masas (fig.V.5), hallaron la energía de excitación interna de los fragmentos en función de sus masas (fig.V.6), a través de la fórmula de Cheifetz y col. [17], ya vista en anteriores capítulos.

En la presente sección, se muestran los resultados obtenidos en el ajuste de los rendimientos de masas de esta reacción. Utilizando la evidencia experimental, de que es posible separar en dos modos de fisión los resultados de las mediciones, se realizaron por separado los ajustes para las contribuciones simétrica y asimétrica de la reacción. Estos ajustes se llevaron a cabo del modo indicado en el capítulo III, con las siguientes hipótesis para la elección de los

V. Fisión caliente

parámetros: 1) se supuso que la energía interna de los fragmentos es función lineal de su masa, como se describió en los capítulos anteriores, 2) se fijó la energía total de excitación de los fragmentos, en los valores experimentales obtenidos de acuerdo con lo sugerido en la referencia [37], 3) el valor de λ , es el obtenido en la minimización del Lagrangiano \mathcal{L} , y el resultado final es el de mínimo \mathcal{L} entre todos los calculados, 4) el valor del parámetro σ , que convoluciona la energía de apareamiento, se toma σ debido a que, por la alta energía de excitación del núcleo fisionante, no se observa estructura fina en el rendimiento de masas.

La concordancia entre la curva experimental y nuestro ajuste es buena y puede observarse en la fig.V.7. Para el modo simétrico, los rendimientos medidos son reproducidos utilizando solamente las densidades supuestas a priori, correspondientes a los dos gases de Fermi degenerados, por lo tanto el multiplicador de Lagrange asociado al número de masa A_L resulta nulo. Para el modo asimétrico, el valor del mismo es $-.33 \text{ uma}^{-1}$. La energía de excitación interna de los fragmentos, que resulta del ajuste, puede observarse en la figura V.7.b, superpuesta a la obtenida experimentalmente y descrita en el párrafo anterior. Como se puede ver, mientras que en el caso asimétrico, dicha energía muestra una forma tipo diente de sierra, en el caso simétrico está representada por una recta continua en $A_f/2$. En la figura V.7.c, se muestra la variación del parámetro μ/T con la masa

V. Fisión caliente

del fragmento, para el ^{226}Ra , observándose cómo se acerca al equilibrio, a medida que aumenta la probabilidad de fisión, para ambos casos, el simétrico y el asimétrico. Los datos numéricos se resumen en la Tabla V.1.a.

En la fig.V.7.b, se comparan las energías de excitación interna de los fragmentos liviano y pesado, $U_{L,H}$, obtenidas experimentalmente para esta reacción, según se explicó en los párrafos anteriores, con nuestros valores teóricos. Es de destacar que este ajuste se obtiene fijando sólo el valor medio \bar{U}_T . El hecho de que la energía de excitación de los fragmentos crezca linealmente con su masa, para el caso del modo simétrico, está cualitativamente de acuerdo con el modelo de la gota líquida^[72], que predice una pendiente ligeramente menor que la calculada a partir del experimento. Para el modo asimétrico, esta estructura de diente de sierra de $U_{L,H}$ está de acuerdo con lo ya comentado para las fisiones frías.

V.2 $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' f)$

B.Back y col.^[73] han mostrado que bombardeando el blanco de ^{238}U con un haz de partículas alfa de 120 MeV e identificando por el método de coincidencias los fragmentos de fisión y la partícula alfa dispersada que provocó la reacción, se puede separar el modo $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' f)$ de la reacción $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ ^[74], figura V.8.

V. Fisión caliente

Las partículas alfa dispersadas se identificaron con un detector telescópico de estado sólido y los fragmentos de fisión por el método de doble energía descrito en la sección I.2. Dado que no se midieron los neutrones emitidos, para calcular las masas primarias se supuso que el número medio de neutrones emitidos por los fragmentos corresponde al de la reacción $^{235}\text{U}(n_{th},f)$. Los autores estimaron que el error cometido en la identificación de masas con esta aproximación, es de 5 uma. Los datos se acumularon en función de la energía de excitación E^* dejada por la partícula alfa incidente en el núcleo, que se mide como la diferencia de energía entre los 120 MeV de la partícula incidente y la energía de la partícula alfa dispersada.

En las figuras V.9.a y b y V.10, se resumen los principales resultados experimentales utilizados para el ajuste. En la figura V.9.a, que muestra el espectro de las partículas alfa dispersadas en función de E^* , se pone de manifiesto la existencia de un umbral de energía a partir del cual la reacción es posible (para E^* mayor que la energía de ligadura del último neutrón en el ^{238}U) y la aparición de las llamadas primera, segunda, etc. chances de fisión. Estas chances corresponden respectivamente a las reacciones $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' f)$, $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' nf)$, $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' 2nf)$, etc., donde son evaporados por el núcleo compuesto ninguno, uno, dos, etc. neutrones antes de fisionar y se ponen de manifiesto en la figura a través de crecimientos locales del

V. Fisión caliente

rendimiento alfa. En la figura V.9.b se muestra la variación de la energía cinética total E_K también en función de E^* . Para la región con E^* entre 5 y 12 MeV, donde sólo la primera chance de fisión está permitida, se observa un fuerte decrecimiento de E_K . Decrecimientos de $E_K(E^*)$ como este, han sido observados también por otros autores, para distribuciones asimétricas de masas de fragmentos de fisión en varios núcleos pesados [70,75-77]. Se pueden ver crecimientos de E_K en los umbrales correspondientes a la segunda y tercera chance de fisión, que sugieren que una fracción apreciable de los eventos de fisión por encima de esos umbrales, provienen de fisiones cerca de la barrera con altas energías cinéticas totales. Para E^* mayor que 25 MeV, E_K crece suavemente con E^* . Las variaciones en la función $E_K(E^*)$ se relacionan con distintos modos de excitación que conducen a la fisión al núcleo blanco.

El objeto de esta sección es el de estudiar el comportamiento de nuestros ajustes en función de la energía de excitación del núcleo fisionante, para esto se ajustaron los rendimientos de masas descritos en la figura V.10 para $E^* = 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40$ y 45 MeV. Para realizar este ajuste se consideraron las siguientes hipótesis: 1) la energía de excitación total $U_T(E^*)$, se calculó como

$$U_T(E^*) = U_T(^{238}\text{U}(sf)) + E^* - \sum_{i=1}^{\nu(E^*)} Bn_i, \quad (V.2-1)$$

donde $U_T(^{238}\text{U}(sf))$ es la energía de excitación total para la

V. Fisión caliente

fisión espontánea del ^{238}U (calculada según fue descrito en la sección III.1 siguiendo las hipótesis de Cheifetz y col. [17]), $\nu(E^*)$ es el número de neutrones evaporados por el núcleo blanco antes de fisionar según la chance de fisión correspondiente, y B_{n_i} es la energía de ligadura del i -ésimo neutrón evaporado en el núcleo fisionante, 2) la energía de excitación interna de cada fragmento se tomó como fue establecido en la sección III.1, con la pendiente de la parte liviana de dicha energía, B_L , y su valor más probable, \bar{U}_L , como únicos parámetros libres y el valor de λ se fijó, para cada par de valores B_L , \bar{U}_L , minimizando el Lagrangiano \mathcal{L} , y el resultado final seleccionado corresponde al mínimo \mathcal{L} obtenido entre estos Lagrangianos, 3) debido a la alta energía de excitación del núcleo fisionante, no se ponen de manifiesto efectos de estructura fina en las distribuciones de masas, por lo tanto, el parámetro σ que convoluciona al término de apareamiento se supuso tendiendo a infinito (apareamiento promediado), 4) el efecto debido a las distintas chances de fisión alimentadas, se toma en cuenta en el número de masa del núcleo fisionante y en la energía interna total disponible, en la que se resta la energía perdida por el núcleo en la emisión de cada neutrón evaporado antes de fisionar.

El resultado de estos ajustes se resume en la Tabla V.1 y en la figura V.11.a y b se pueden ver, por ejemplo, los rendimientos para $E^* = 5$ y 45 MeV. La elección de la chance de fisión más probable para $E^* < 25$ MeV, surge de la

V. Fisión caliente

observación de los datos experimentales (figuras V.9.a y b). Para E^* mayores es posible inferir una correlación entre los datos medidos y la chance más probable, a partir del resultado de los ajustes. Para las energías mayores se observa que el número de chance no influye sobre el valor de λ y, según nuestros parámetros, es menos clara la evidencia en favor de una única chance de fisión. En la figura V.12.a, b,c se observa el valor de $\bar{U}_{L,H}$ y \bar{U}_T en función de E^* , y en la figura V.13 el valor de λ también en función de E^* superpuesto con la figura V.9.b. En esta figura y en la V.14 se puede ver que λ es función lineal de la energía cinética total. Para corroborar esta afirmación se agregó en este gráfico los puntos correspondientes a las fisiones frías de otros isótopos de uranio. La variable intensiva del modelo que define la fragmentación más probable, sigue siendo el potencial de Planck, como para las fisiones frías. En la figura V.15.a,b,c se observa respectivamente el valor de μ/T de equilibrio de los dos fragmentos, obtenido para las masas de la escisión más probable ($A_L = 100$ y $A_H = 138$ amu), las temperaturas de los fragmentos liviano y pesado también para la fisión más probable y la pendiente B_L . En el primero y último de estos gráficos, se observa una zona de transición para E^* entre 20 y 25 MeV, en la que todos los parámetros, medidos y calculados, varían su forma funcional con E^* ; λ , \bar{U}_T y las temperaturas de la fragmentación más probable dejan de ser funciones oscilantes de E^* , la relación pico-valle satura y se pierde claridad en la

V. Fisión caliente

identificación de la chance de fisión predominante.

Corroborando la suposición de Back y col.^[73], en la figura V.12.c se ve que la energía de excitación interna total de ambos fragmentos, no crece como lo sugiere la energía E^* dejada por la partícula alfa dispersada en el blanco. Este comportamiento tiene su origen fundamentalmente, en la emisión de neutrones pre-fisión. Finalmente, si bien la diferencia de temperaturas para la fragmentación más probable resulta aproximadamente constante en función de E^* , el comportamiento de las energías más probables de ambos fragmentos no es semejante. Esto puede relacionarse con la fuerte estabilidad de la capa deformada $N=88$, frente a variaciones de la energía de excitación^[78].

V.3 Resumen

Se estudió el comportamiento de los parámetros del modelo, a energías de excitación moderadas del núcleo fisionante, tomando por separado las características más importantes de la fisión caliente: la aparición del modo simétrico de fisión al aumentar la energía de excitación y la competencia con la emisión de neutrones que da lugar a las distintas chances de fisión. Queda como conclusión de este capítulo que es posible abordar el estudio de fisiones calientes, donde coexisten los modos simétricos y asimétricos, de manera independiente para cada modo. El modo simétrico responde al modelo de gas de Fermi nuclear y,

V. Fisión caliente

por lo tanto, el valor del parámetro λ correspondiente, es nulo y la energía de excitación es función lineal de la masa de los fragmentos, como fue predicho por Nix y Swiatecki con el modelo de la gota líquida^[72]. El modo asimétrico puede ser, a su vez, descrito del mismo modo que el utilizado para describir a las fisiones frías. En el estudio del $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$ se pone de manifiesto el rol de la energía de excitación del núcleo fisionante, respecto de los parámetros de nuestro ajuste. Se puede ver que λ , que mide el apartamiento de la distribución real respecto de la del gas de Fermi nuclear, depende fuertemente de la energía cinética total de los fragmentos, que a su vez es función del modo en que el núcleo fisionante llega a la escisión. También el modelo, pone en evidencia la competencia entre la desexcitación por emisión de neutrones y la fisión. La variable intensiva que se equilibra al momento de la escisión continúa siendo μ/T como para las fisiones frías.

Tabla V.1

Resultados obtenidos en fisiones calientes, para las reacciones:

a) $^{226}\text{Ra}(p,f)$,

Modo de fisión	A_F amu	U_T MeV	U_L MeV	U_H MeV	λ amu^{-1}	$\mu/T _{\text{eq}}$ amu^{-1}
Asim.	226	27.6	15.4	12.1	-0.33	0.86
Sim.	226	30.0	15.0	15.0	0.00	0.67

b) $^{238}\text{U}(\alpha,\alpha'f)$,

E^* MeV	nro de ch.	A_F amu	U_T MeV	B_L $\frac{1}{\text{MeV}}$	U_L MeV	U_H MeV	λ amu^{-1}	$\mu/T _{\text{eq}}$ amu^{-1}	$T_L _{\text{eq}}$ MeV^{-1}	$T_H _{\text{eq}}$ MeV^{-1}	\bar{E}_K MeV
5	1	238	24.	1.1	10.	10.5	-0.27	0.70	0.77	0.96	174.6
10	1	238	29.	1.3	12.5	16.5	-0.17	0.74	0.85	1.06	172.4
15	3	236	23.	1.4	10.5	12.5	-0.24	0.82	0.80	1.00	172.4
20	3	236	28.	1.5	10.5	17.5	-0.15	0.82	0.86	1.07	171.6
25	4	235	26.	1.1	9.5	16.5	-0.11	0.64	0.80	1.00	170.8
30	4	235	31.	1.2	11.	20.	-0.10	0.69	0.86	1.07	171.2
30	5	234	26.	1.1	9.5	16.5	-0.10	0.65	0.81	1.00	
35	5	234	31.	1.2	12.	19.	-0.12	0.69	0.86	1.07	171.5
40	5	234	36.	1.3	14.	22.	-0.13	0.71	0.91	1.13	171.2
40	6	233	29.	1.1	11.	18.	-0.12	0.66	0.84	1.04	

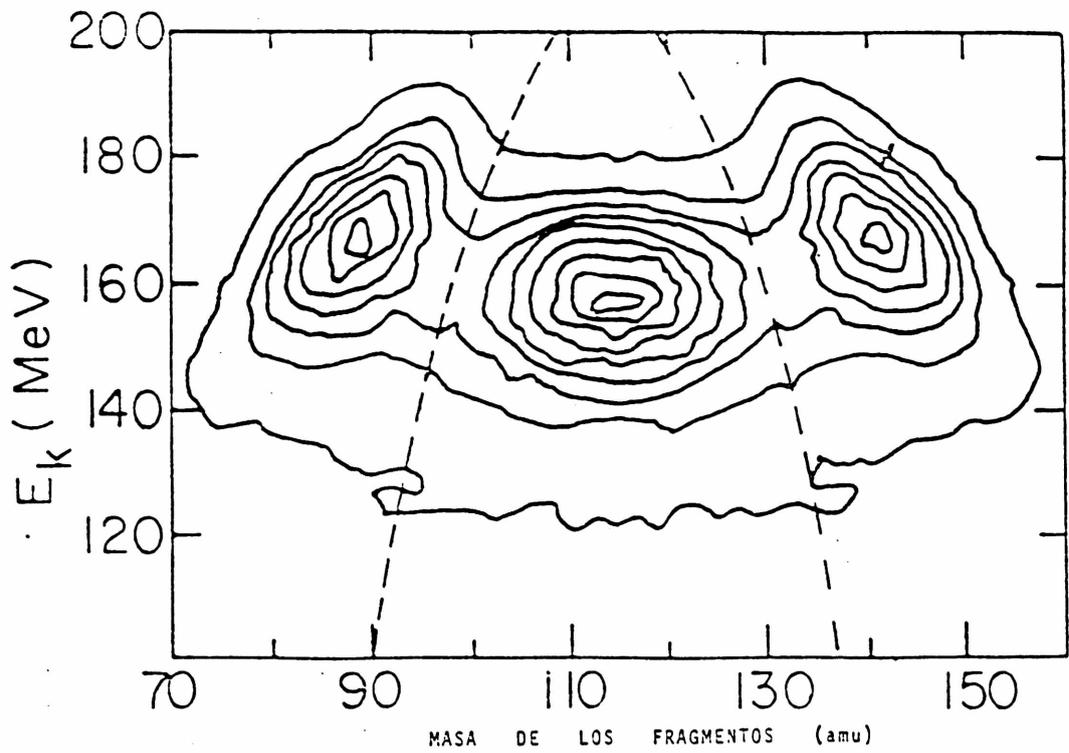


Figura V.1

Curvas de nivel del rendimiento de la fisión del $^{226}\text{Ra}(p,f)$ en función de la masa primaria de los fragmentos y de la energía cinética total. Las líneas de trazos muestran la separación propuesta por el experimentador para los modos simétrico y asimétrico [69].

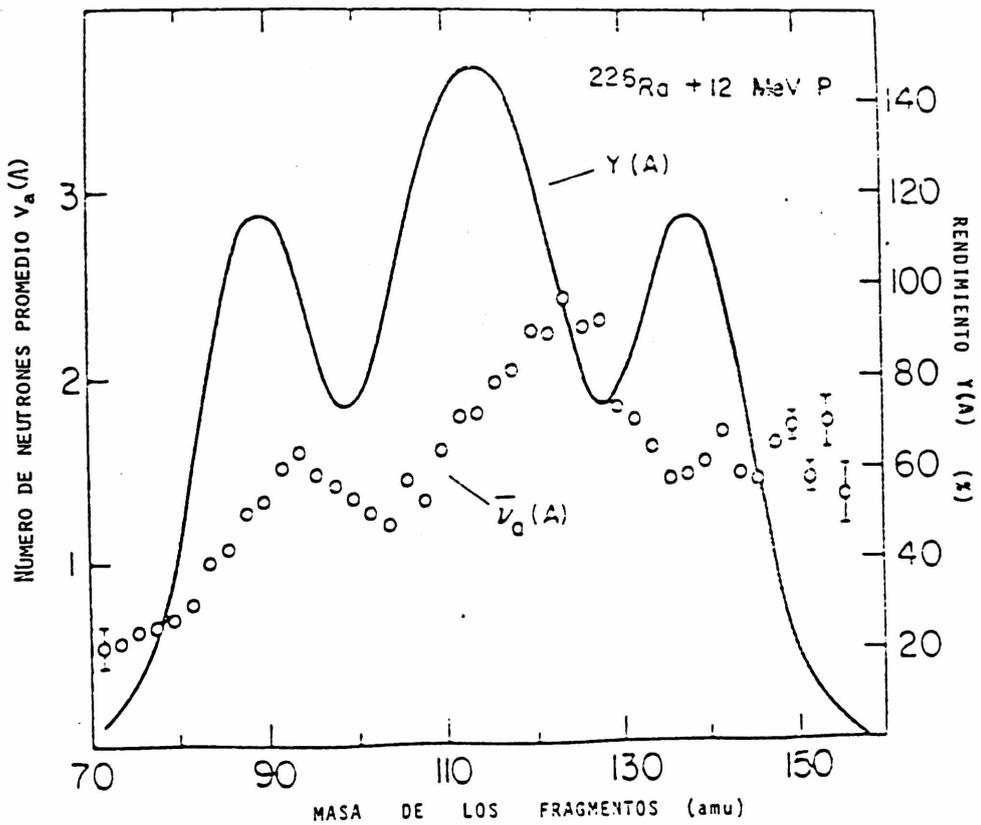


Figura V.2

Rendimiento de masas ($Y(A)$, línea llena) y número de neutrones promedio ($\bar{\nu}(A)$, círculos) en función de la masa de los fragmentos para la reacción $^{225}\text{Ra}(p,f)$ [69].

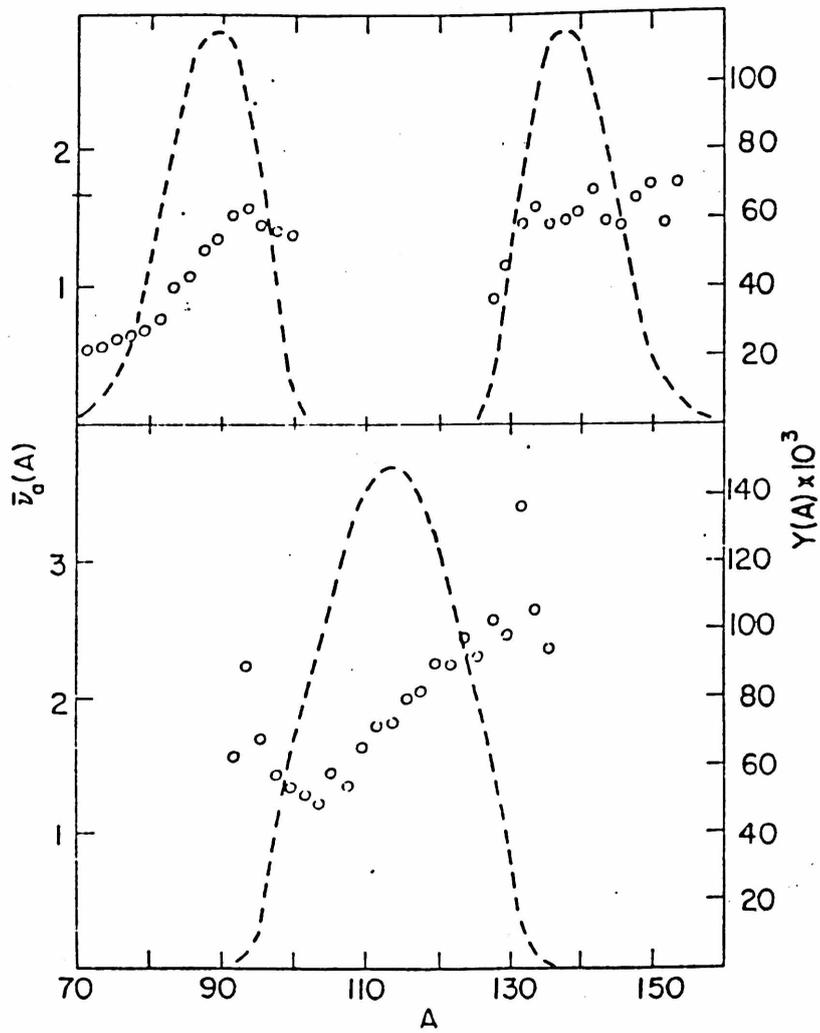


Figura V.3

Idea la figura anterior pero separados en los dos modos de fisión sugeridos por el experimentador (ver texto y figura V.1) ^[69].

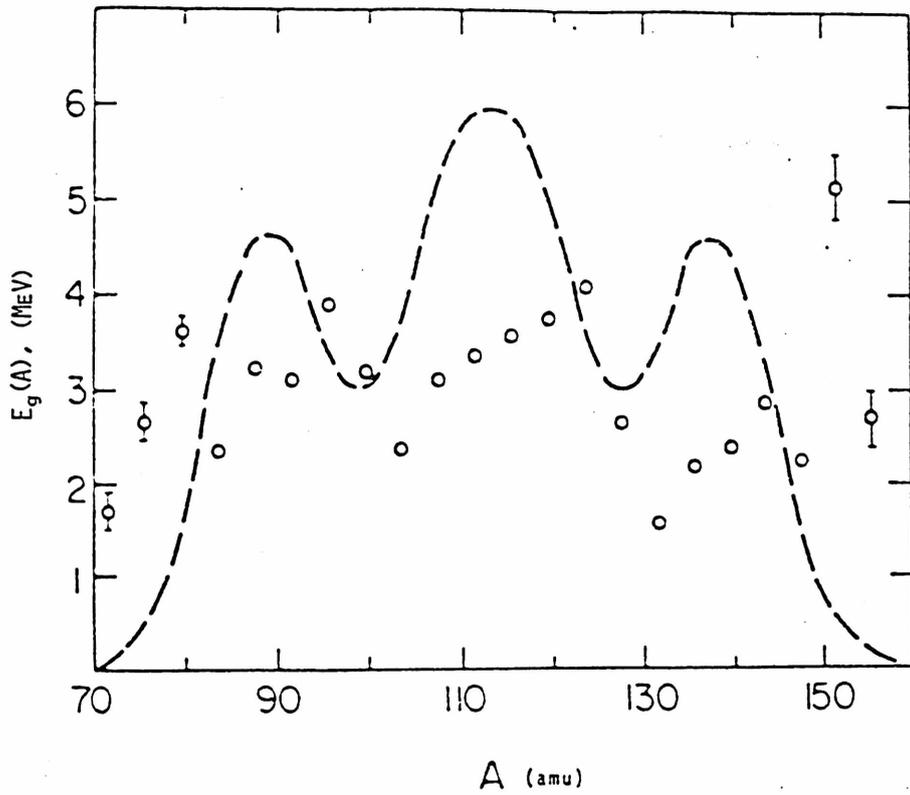


Figura V.4

Energía gama total promedio ($\bar{E}_g(A)$, círculos) en función de la masa de los fragmentos para la misma reacción, $^{226}\text{Ra}(p,f)$. La línea de trazos es el rendimiento de masas tomado como referencia [69].

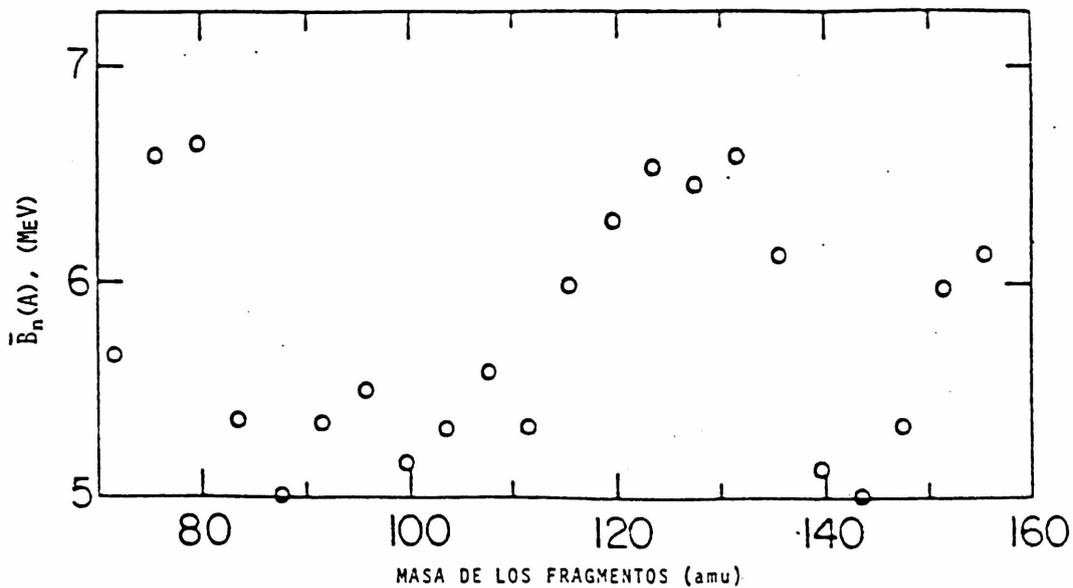


Figura V.5

Energía promedio de ligadura del último neutrón ($\bar{B}_n(A)$) en función de la masa del fragmento, calculada a partir de la tabla de Garvey y col. [80].

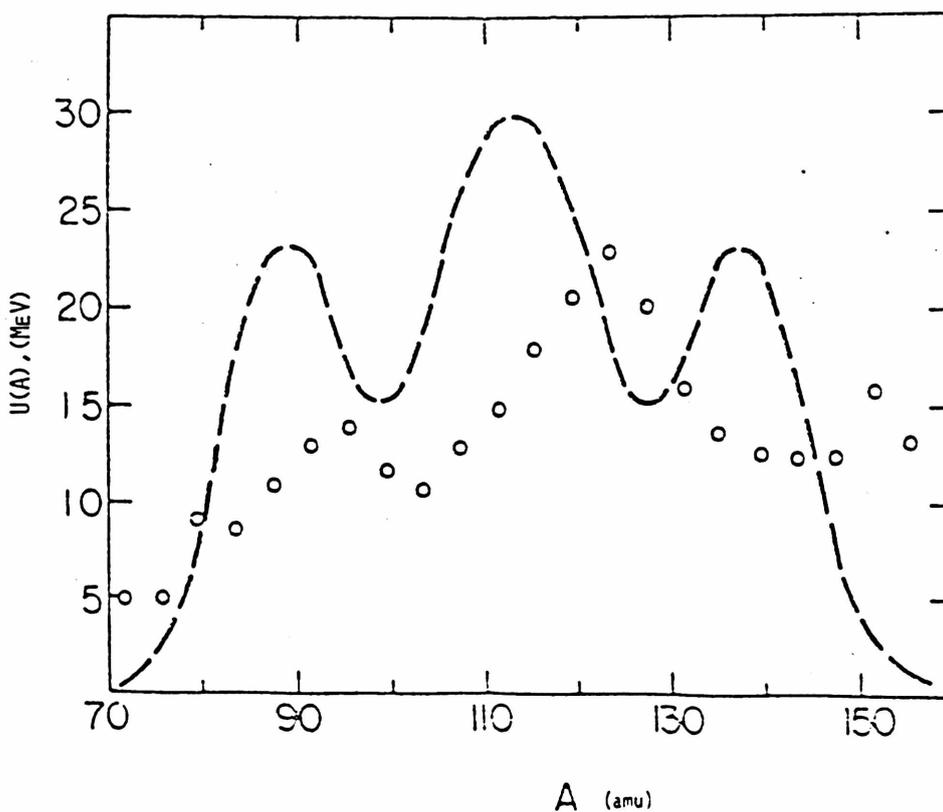


Figura V.6

Energía de excitación interna de los fragmentos ($U(A)$, círculos) en función de la masa de los mismos, calculada a partir de los datos experimentales [69]. La línea de trazos, es el rendimiento de masas experimental, tomado como referencia.

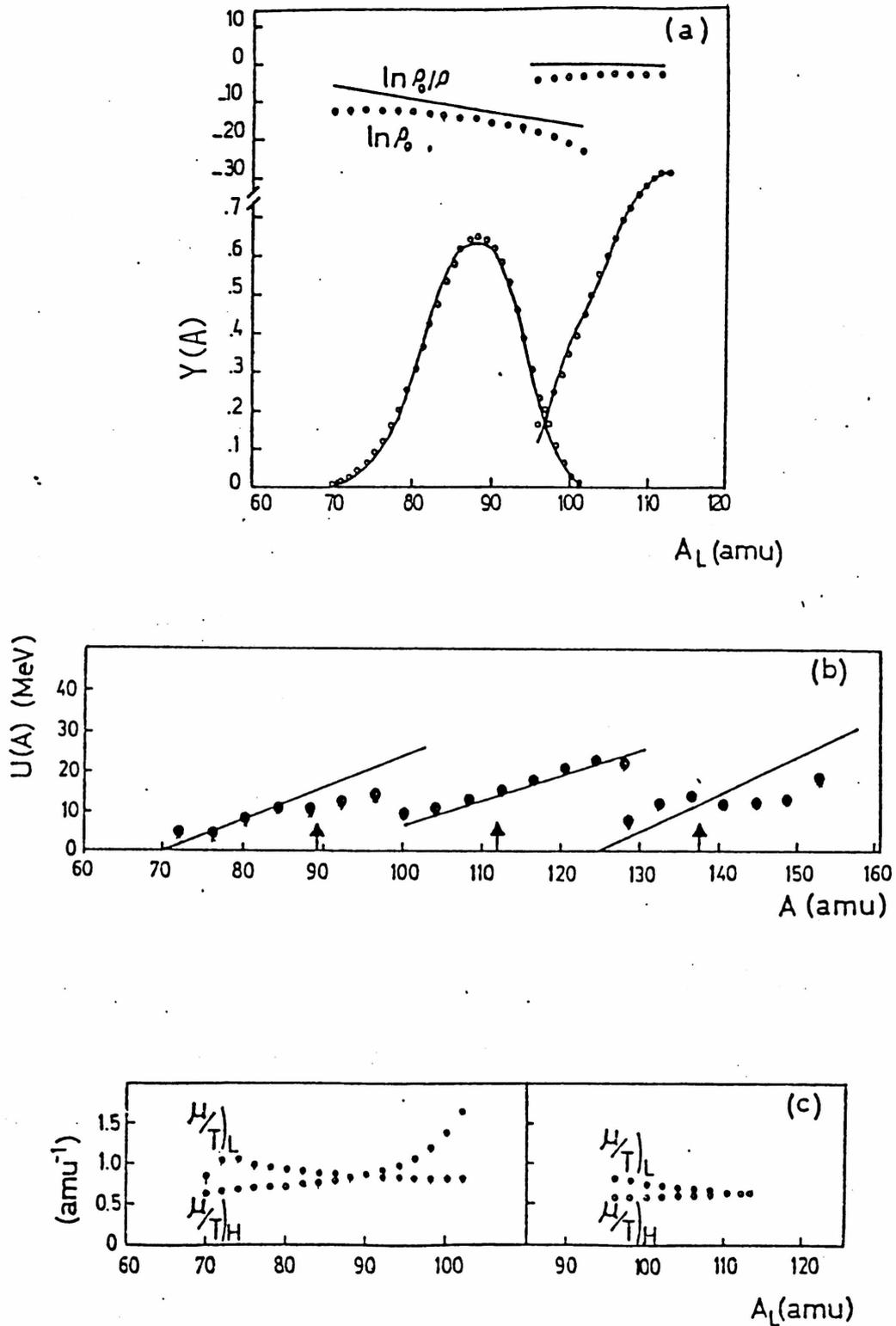


Figura V.7

Fisión ternaria del ^{226}Ra inducida con protones de 12.MeV. a) inferior: distribución de masas teórica (línea llena), comparada con la experimental (círculos); superior: $\ln(P^0/P)$ (línea llena) y $\ln(P^0)$. b) Energía de excitación interna teórica de los fragmentos ($U(A)$, línea llena) comparada con la experimental (círculos). c) $\mu/T(A)$ de los fragmentos livianos (L) y pesados (H), para los modos de fisión simétrica (derecha) y asimétrica (izquierda). En ambos modos de fisión la equilibración del μ/T de ambos fragmentos, se produce para la masa más probable.

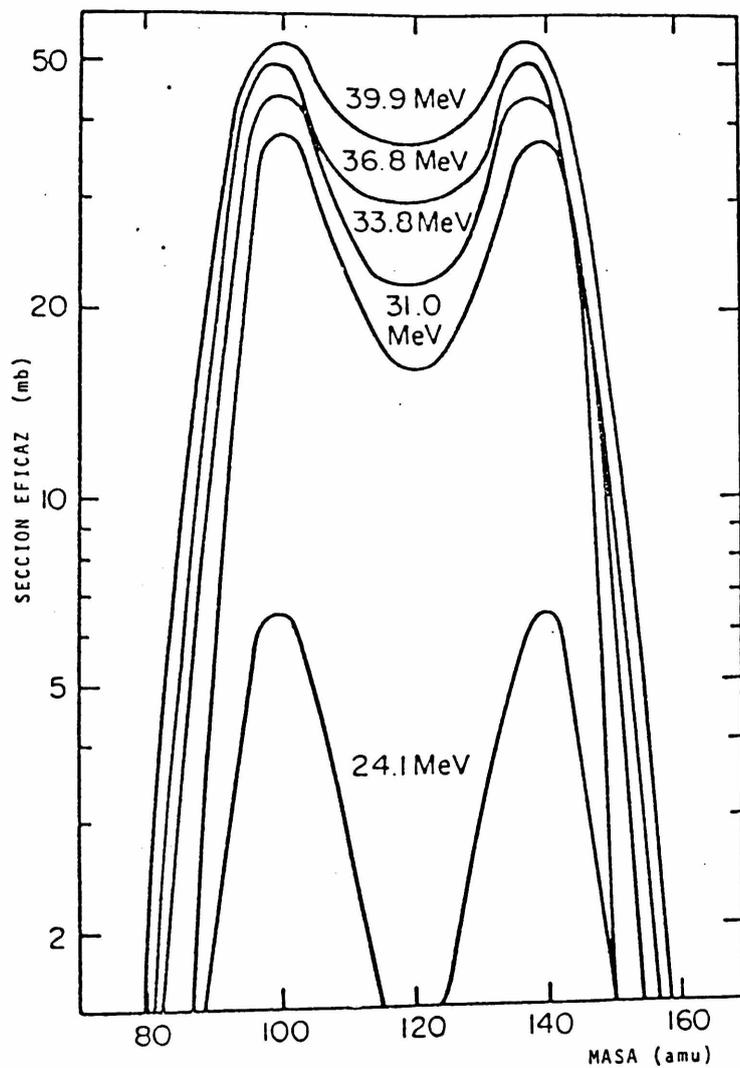


Figura V.8

Rendimiento de masas para la reacción $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ para varias energías de excitación [74].

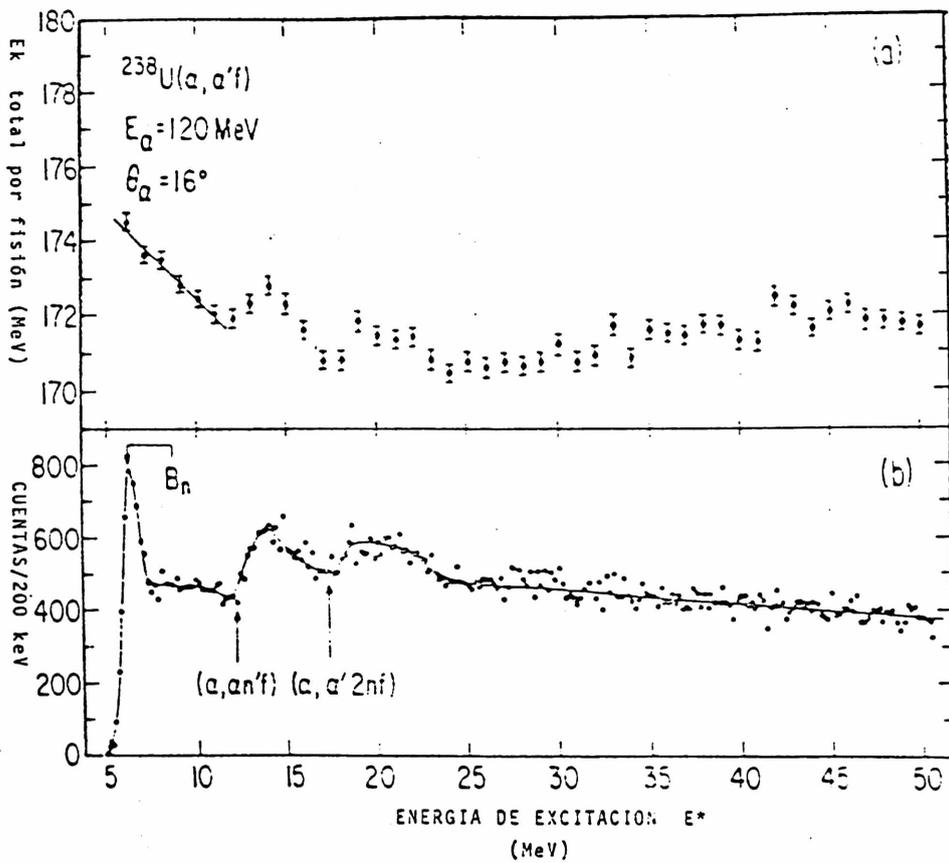


Figura V.9

Energía cinética total promedio (a) y número de reacciones medidas (b), en función de la energía de excitación E^* dejada por la partícula α en el blanco en la reacción $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$ [73] (en ambos, la línea llena es para guiar la vista).

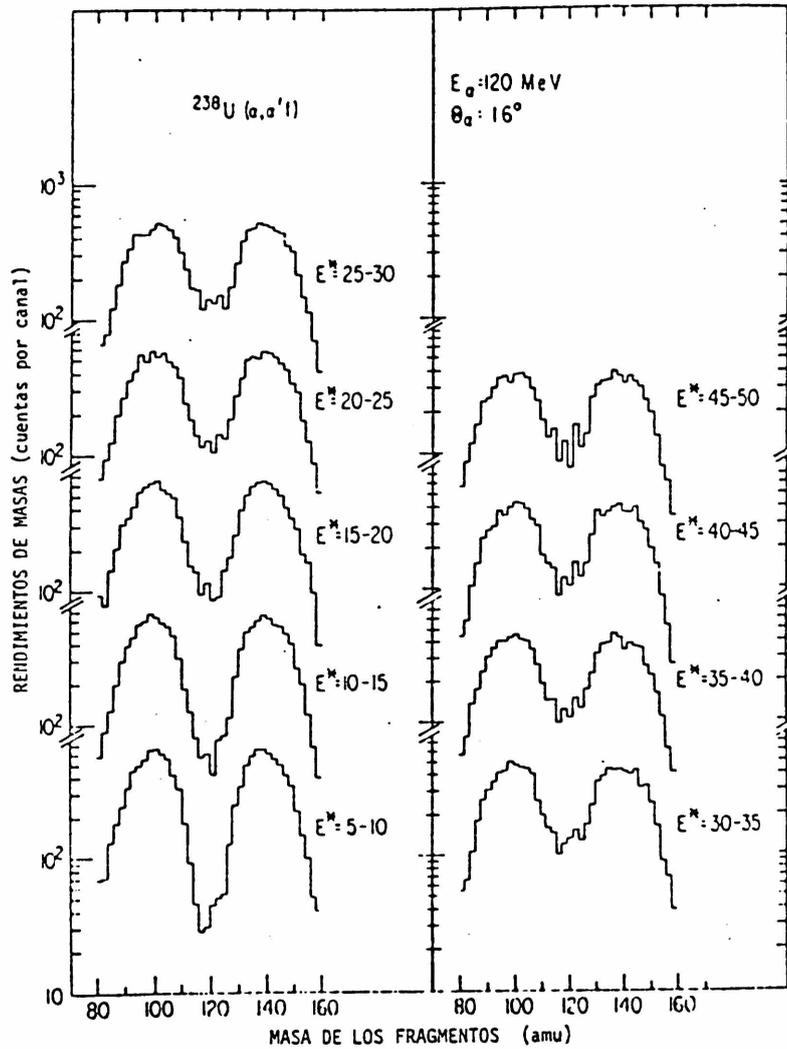


Figura V.10

Rendimientos de masas del $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$ medidos por Back y col. [73], para distintas energías E^* dejadas en el blanco por las partículas α dispersadas.

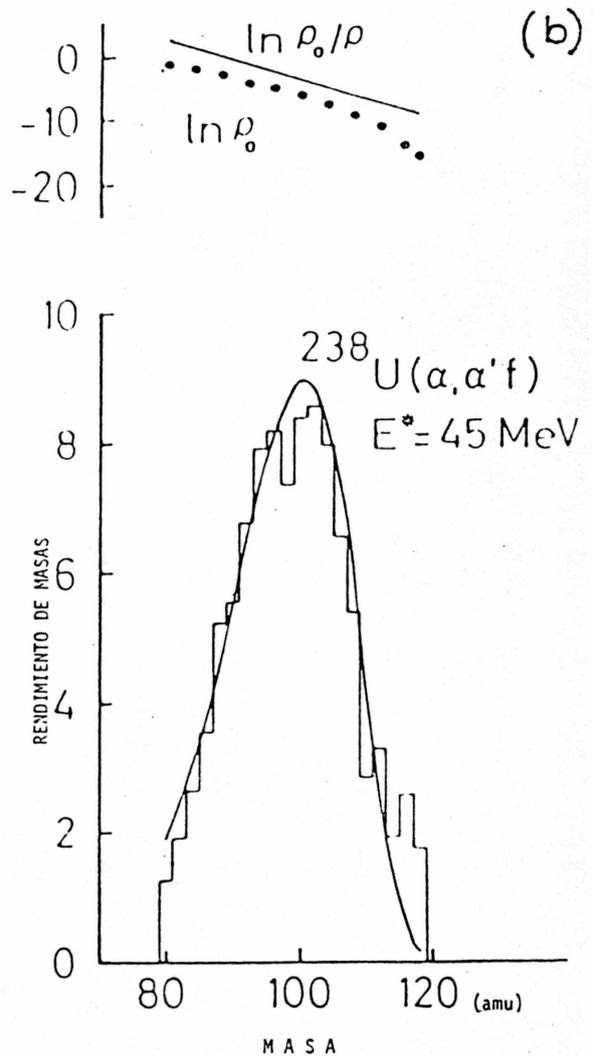
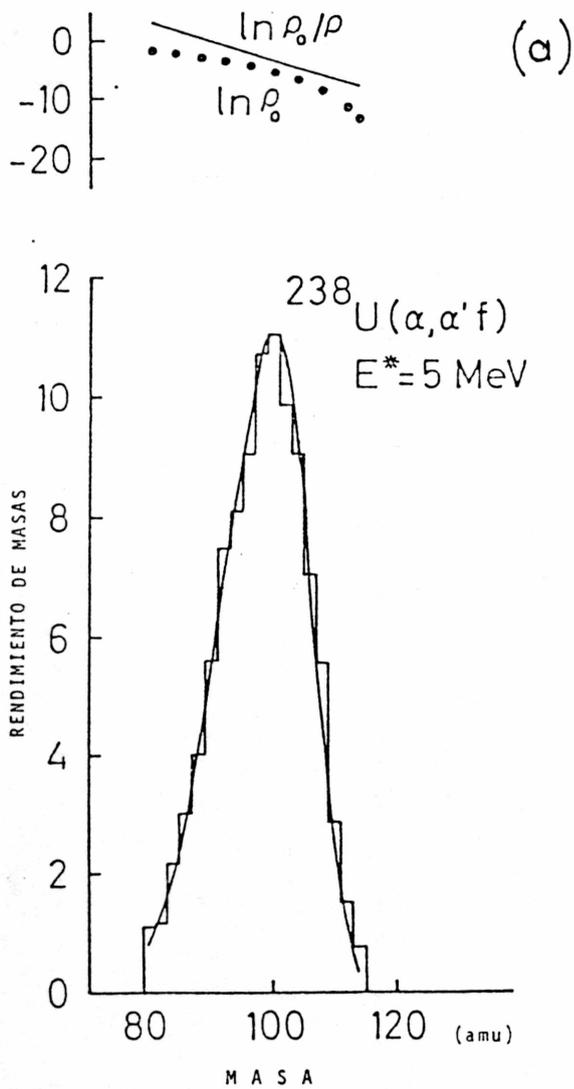


Figura V.11

a) Rendimiento ajustado para la reacción $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$ (línea llena) para $E^* = 5 \text{ MeV}$. b) ídem anterior pero para $E^* = 45 \text{ MeV}$. El histograma corresponde a los datos experimentales mostrados en la figura V.10.

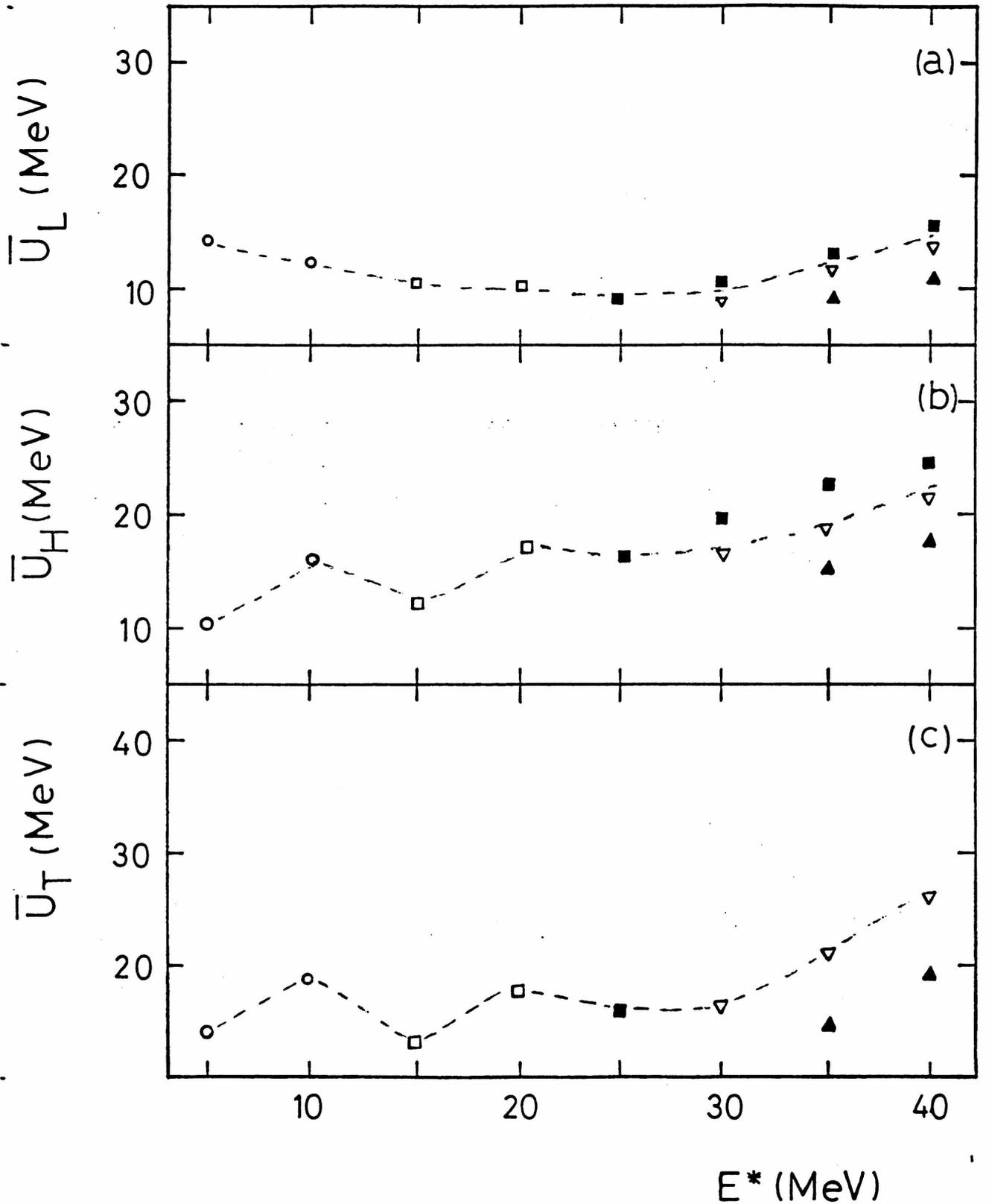


Figura V.12

Energías de excitación interna medias en función de E^* para el: a) fragmento liviano, \bar{U}_L ;

b) fragmento pesado, \bar{U}_H y c) energía de excitación interna total, $\bar{U}_T = \bar{U}_L + \bar{U}_H$.

Distintos símbolos corresponden a distintas chances de fisión según la siguiente tabla

○ 1ra. chance, ● 2da. chance, □ 3ra. chance, ■ 4ta. chance, ▽ 5ta. chance, ▲ 6ta. chance.

La línea de trazos guía la vista por las chances más probables deducidas a partir de nuestro ajuste y los datos experimentales (ver texto).

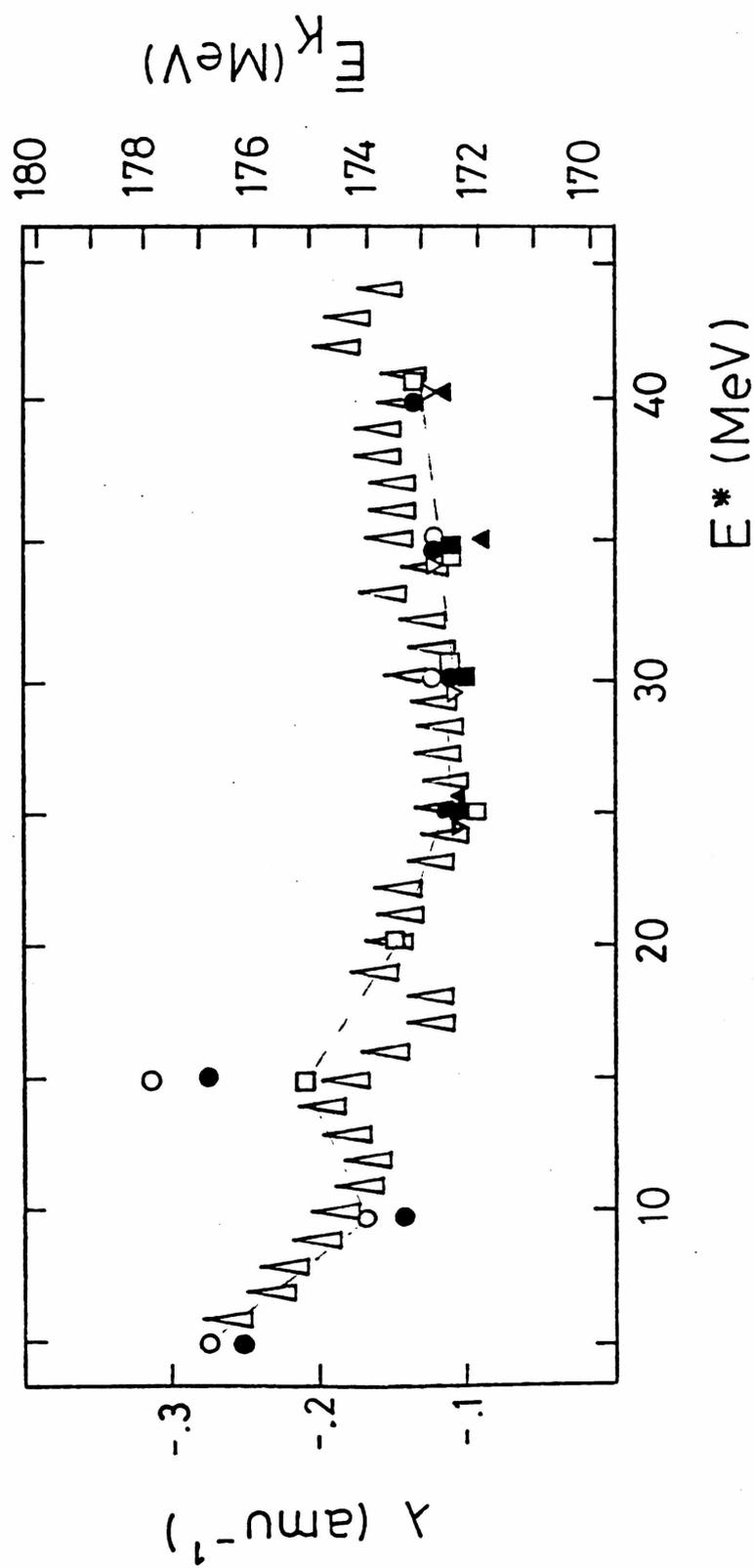


Figura V.13

Parámetro lambda en función de la energía E^* . Distintos símbolos corresponden a distintas chances de fisión según la siguiente tabla

- 1ra.chance, ● 2da.chance, □ 3ra.chance, ■ 4ta.chance, ▽ 5ta.chance, ▲ 6ta.chance.
- La línea de trazos guía la vista por las chances más probables deducidas a partir de nuestro ajuste y los datos experimentales (ver texto). En el mismo gráfico, se ha superpuesto a la energía cinética más probable en función de E^* (Δ), la altura del símbolo es igual al error experimental.

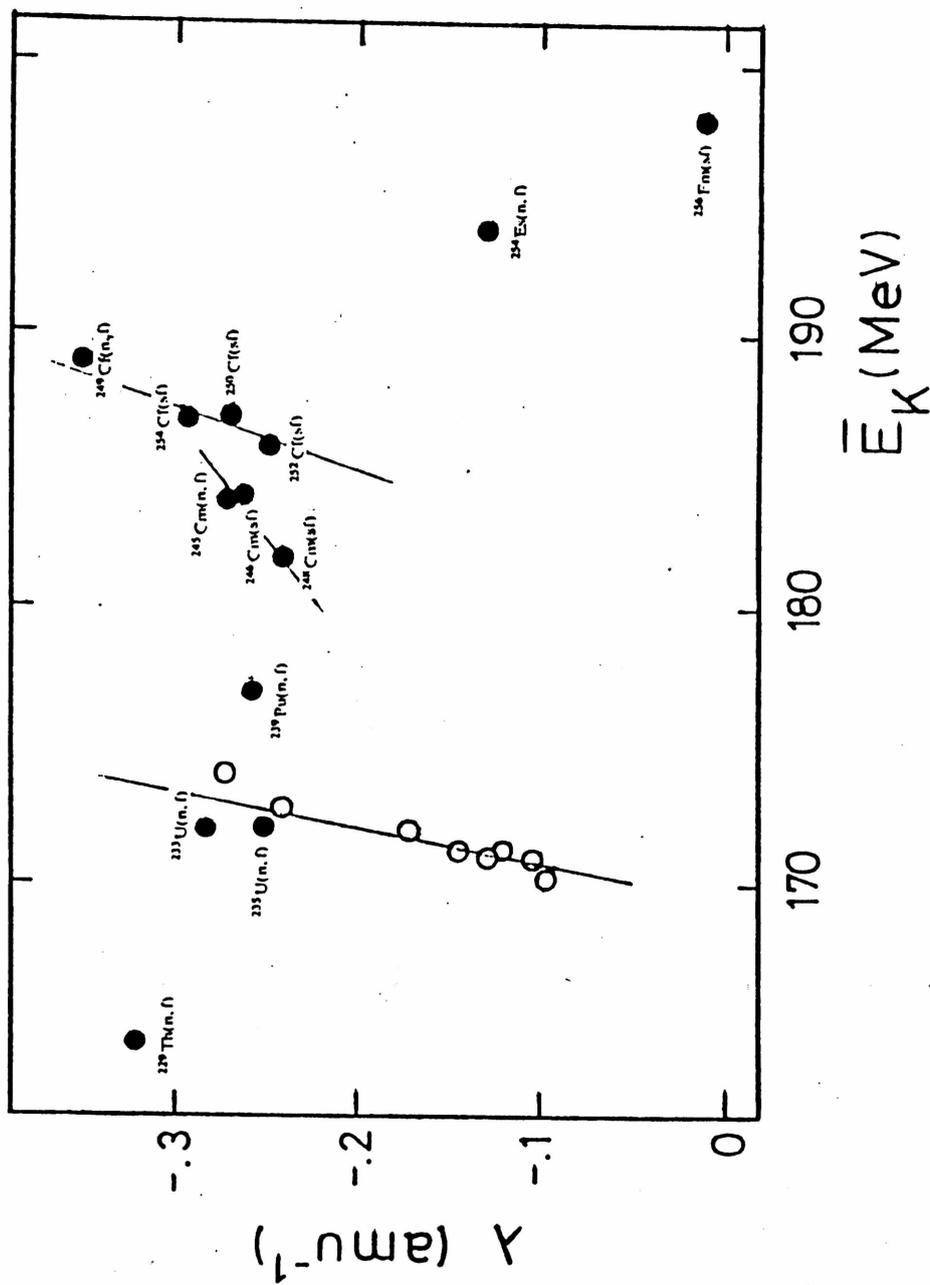


Figura V.14

Parámetro lambda en función de la energía cinética total media para distintas fisiones. Los círculos blancos corresponden a la reacción $^{238}\text{U}(e, \alpha' f)$ analizada en este capítulo, y los círculos negros a las fisiones frías estudiadas en el capítulo III.

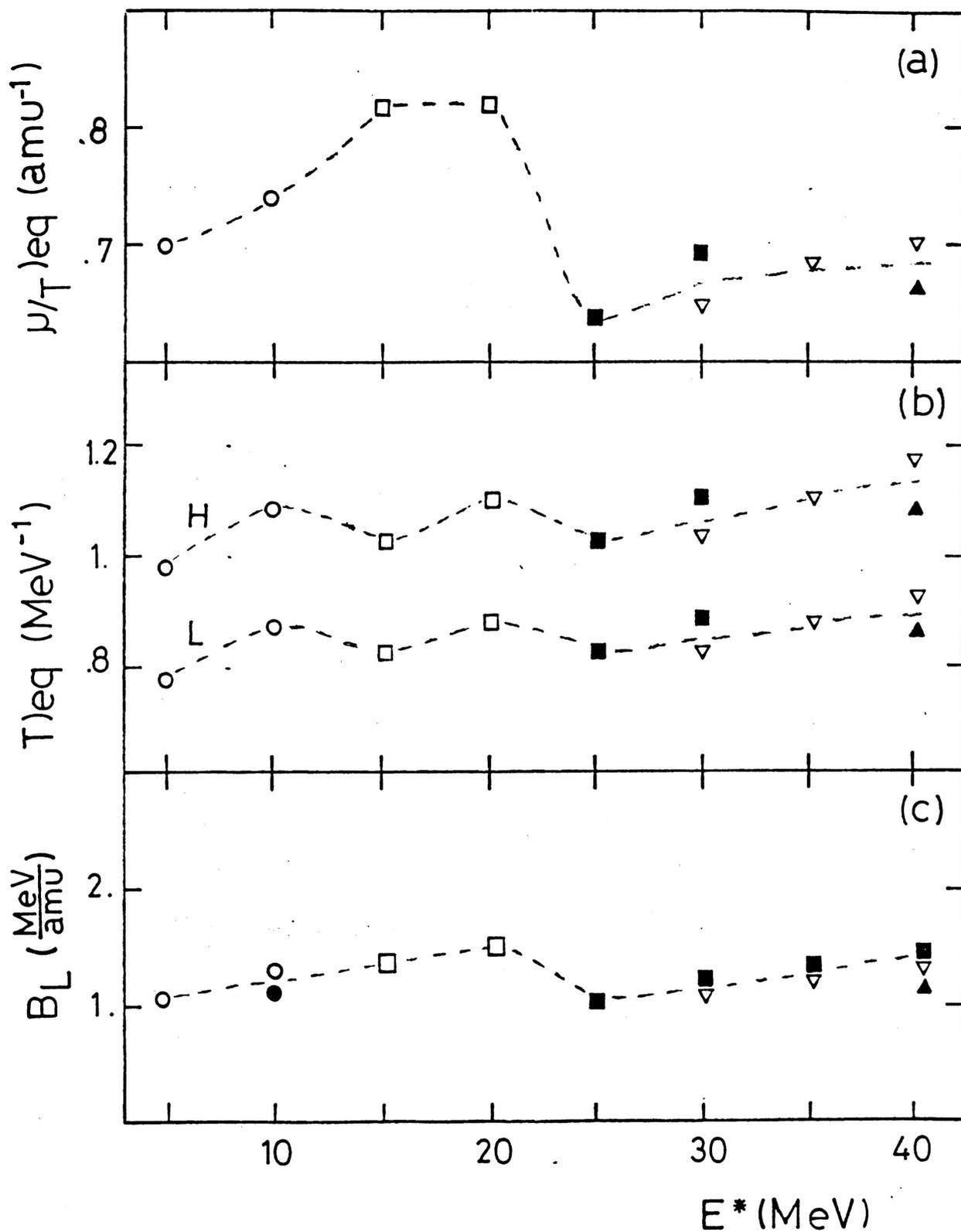


Figura V.15

a) $\mu/T|eq.$, b) $TL|eq.$ y $TH|eq.$ y c) B_L en función de E^* . Distintos símbolos corresponden a distintas chances de fisión según la siguiente tabla

○ 1ra.chance, ● 2da.chance, □ 3ra.chance, ■ 4ta.chance, ▽ 5ta.chance, ▲ 6ta.chance.

La línea de trazos guía la vista por las chances más probables deducidas a partir de nuestro ajuste y los datos experimentales (ver texto).

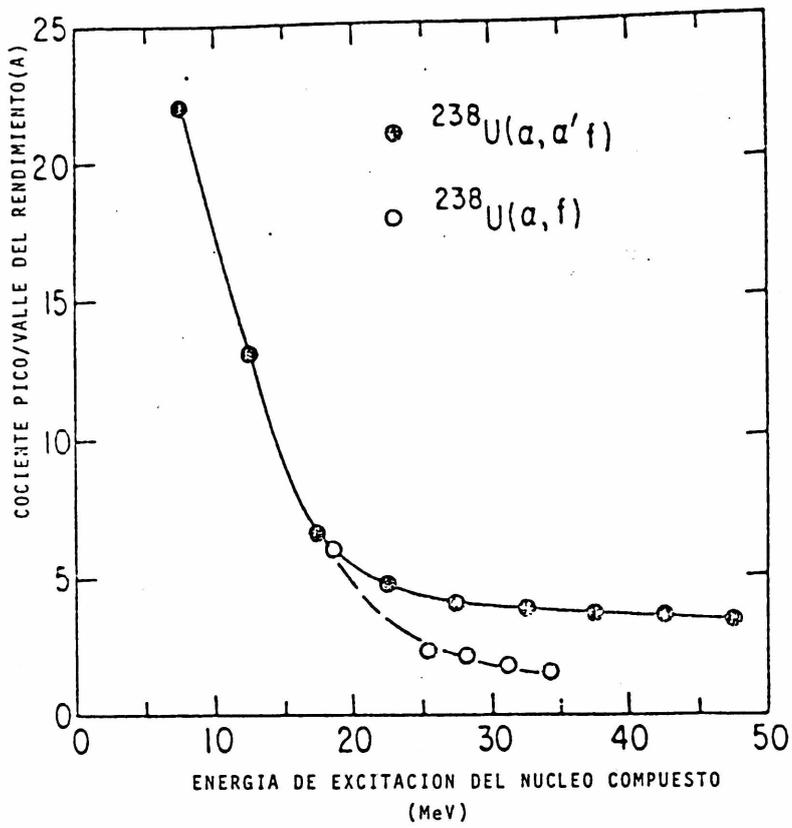


Figura V.16

Cociente pico/valle para el $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha'f)$ y el $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ en función de la energía $E^{*[73]}$.

CAPITULO VI

Resultados y conclusiones

Se ha abordado el problema de la fisión nuclear mediante el formalismo del PME (principio de máxima entropía), según fue propuesto por Otero y col.^[1] en un trabajo anterior. Se ha encontrado un modelo que reproduce una gran cantidad de características del proceso de fisión tanto para fisiones frías como para calientes, a partir sólo del ajuste del rendimiento de masas de los fragmentos primarios. Las hipótesis realizadas son mínimas y están claramente determinadas: 1) Los fragmentos se comportan al punto de escisión, como dos gases de Fermi interactuantes con un vínculo adicional, la diferencia de nucleones entre ellos, introducido a través del método de los multiplicadores de Lagrange en la minimización de la diferencia de información entre las distribuciones experimental y la propuesta. 2) La energía interna de dichos gases de Fermi se supone, a partir de los datos experimentales, función lineal de la masa de los fragmentos, fijándose la relación de pendientes para las partes liviana y pesada de la curva y el valor de energía total media, de acuerdo con lo sugerido por la emisión de neutrones post-fisión. La pendiente del fragmento liviano y su energía media son parámetros libres en el ajuste. 3) Se tiene en cuenta una corrección por apareamiento de nucleones en dicha energía interna. Este término se convoluciona con

VI. Resultados y conclusiones

una gaussiana de semiancho σ , que se relaciona con la dispersión experimental en la determinación de los rendimientos medidos, y se fija su valor con la intensidad de la estructura fina de dichos rendimientos.

Este modelo se aplicó^[1] a un gran conjunto de fisiones frías cuyos rendimientos no evidenciaban estructura fina notable. En este aspecto, la contribución del presente trabajo es haber extendido dicho modelo a rendimientos medidos con una fuerte estructura fina por Unik y col.^[15]. Para ello fue necesario estudiar distintas hipótesis de distribución de cargas entre los fragmentos, demostrando que el método utilizado, para ajustar la distribución de masas, permite inclusive inferir la distribución de cargas de máxima entropía, el rendimiento isotópico y las energías internas y cinéticas de los fragmentos. En este trabajo además se estudiaron las condiciones de equilibrio que cumplen los dos gases de Fermi en la fragmentación más probable. Esta se caracteriza, cualquiera sea la energía del núcleo fisionante, por la equilibración de los potenciales de Planck de ambos gases. En la fisión simétrica, también se logra equilibrio térmico. El proceso puede entonces interpretarse como dos fases con diferente potencial, en equilibrio frente al intercambio de nucleones. En base a estos resultados se demuestra que la hipótesis de equilibrio térmico en el proceso de fisión es sólo una aproximación grosera del estado real. Esta introducción del potencial de Planck, en la descripción del proceso de

VI. Resultados y conclusiones

fisión, como variable intensiva a equilibrar en el momento de escisión, es uno de los conceptos más interesantes del presente trabajo. Una construcción similar a ésta fue utilizada en fragmentaciones moleculares por Silberstein y col. [79].

La influencia de la dispersión σ , introducida para convolucionar la corrección del término de apareamiento en la energía interna de los fragmentos, y su relación con la precisión experimental, quedó evidenciada en el estudio de las fragmentaciones frías del $^{233-235}\text{U}(n_{th},f)$. En dicho capítulo se puso de manifiesto cómo, una mayor precisión experimental alcanzada gracias a las características del fenómeno observado, permite precisar la contribución del apareamiento en el momento de la escisión. De este modo se interpreta que las propiedades observadas en las llamadas fisiones frías, son inherentes al proceso de fisión en sí, permaneciendo enmascaradas en las fragmentaciones más calientes.

La reacción $^{226}\text{Ra}(p,f)$ con $E_p=12.\text{MeV}$ fue elegida para demostrar que el modelo puede aplicarse a fisiones más calientes, separando convenientemente cada modo de fisión. En este caso particular es evidente la existencia de dos canales de fisión muy bien diferenciados, uno asimétrico y el otro simétrico, que a la energía seleccionada, tienen igual contribución al rendimiento total, lo cual facilita su estudio. El canal simétrico dio el resultado antes

VI. Resultados y conclusiones

mencionado de que la escisión más probable corresponde al equilibrio térmico y con λ nulo. Esto concuerda con la predicción original de que el modelo dinuclear de Fermi reproduce satisfactoriamente fisiones simétricas^[1]. El canal asimétrico, dio resultados similares a los obtenidos para las fisiones frías, pero no totalmente comparables dado que la fisión del ^{226}Ra no se produce a bajas energías de excitación. Por ese motivo se completó este trabajo con el estudio de uno de los canales asimétricos de la fisión $^{238}\text{U}(\alpha, f)$. Este estudio se hizo a partir de la reacción $^{238}\text{U}(\alpha, \alpha' f)$ con $E_{\alpha} = 120. \text{MeV}$, donde la energía de excitación del núcleo blanco se infiere a partir de la E^* dejada por la partícula α dispersada. Los resultados experimentales fueron tomados en función de esta E^* , de modo que se pudo verificar el comportamiento de los distintos parámetros del ajuste en función de la energía de excitación total del núcleo fisionante y de la chance de fisión más probable.

El parámetro λ , introducido como multiplicador de Lagrange asociado a la diferencia de masas entre los fragmentos correspondientes a una misma fragmentación, mide el apartamiento de la distribución real respecto de la estadística. Este parámetro es función lineal de la energía cinética total media de los fragmentos para cada núcleo fisionante, o lo que es lo mismo, función lineal de la energía total media disipada por los fragmentos en el proceso, estando relacionado con la forma de excitación del núcleo fisionante al momento de la escisión.

VI. Resultados y conclusiones

Como conclusión final quizás sea necesario recalcar que: a) la densidad de estados del sistema dinuclear, bajo la condición de máxima entropía, con el único vínculo de la diferencia de masas entre ambos fragmentos, determina de qué manera se escindiré el núcleo fisionante (masa, carga, energía de excitación interna y energía cinética). b) este método se puede aplicar en todo el rango de fisiones frías y calientes inducidas a bajas energías.

Referencias

- [1] - D.Otero, A.N.Proto and A.Plastino, Phys.Lett.98B (1981)225.
- [2] - J.E.Gindler and J.R.Huizenga, Nuclear chemistry, vol.II, Nuclear fission, ed.L.Yaffe (Academic Press, N.Y., 1968).
- [3] - R.Vandenbosch and J.R.Huizenga, Nuclear fission, (Academic Press, N.Y.1973).
- [4] - L.Wilets, ANL-6797 (1963), Argonne Natl.Lab., Argonne, Illinois.
- L.Wilets, "Theories of Nuclear Fission", Oxford Univ.Press(Clarendon), London and N.Y., 1964.
- [5] - P.Fong, Phys.Rev.102(1956)434.
- [6] - P.Fong, Phys.Rev.Lett.11(1963)375.
- [7] - P.Fong, Phys.Rev.135(1964)1338.
- [8] - P.Fong, 'Statistical Theory of Nuclear Fission' (Gordon and Breach, N.Y., 1969)
- [9] - P.Fong, Phys.Rev.C19(1979)868.
- [10] - R.Ramanna, Phys.Lett.10(1964)321.
- [11] - S.A.E.Johansson, Nucl.Phys.22(1961)529.
- [12] - A.C.Wahl, Proc.IAEA Symp.Phys.Chem.Fission, Salzburg, 1965, (IAEA, Vienna, 1965) Vol.I, pág.317.
- [13] - K.F.Flynn, E.P.Horwitz, C.A.Bloomquist, R.F. Barnes, R.K.Sjoblom, F.R.Fields and L.E.Glendenin, Phys.Rev.C5(1972)1725.

Referencias

- [14] - E.K.Hyde, The nuclear properties of the heavy elements, vol.III, Fission phenomena (Prentice Hall, N.Y., 1964).
- [15] - J.P.Unik, J.E.Gindler, L.E.Glendenin, K.F.Flynn, A.Gorski and R.K.Sjoblom, Proc.3rd.IAEA Symp.on the phys.and chem.of fission, Rochester, N.Y., 1973 (IAEA, Vienna, 1974), vol.II, pág.19.
- [16] - J.H.Neiler, F.J.Walter and H.W.Schmitt, Phys.Rev. 149(1966)894.
- [17] - E.Cheifetz, H.R.Bowman, J.B.Hunter and S.G. Thompson, Phys.Rev.C3((1971)2017.
- [18] - J.Terrell, Proc.Symp.on phys.and chem.of fission, Salzburg, Austria, 1965 (IAEA, Vienna, 1965), vol. II,pág.3.
- [19] - C.J.Bishop, R.Vandenbosch, R.Aley, R.W.Shaw Jr. and I.Halpern, Nucl.Phys.A150(1970)129.
- [20] - I.Halpern, Ann.Rev.Nucl.Sci.9(1959)245.
- [21] - W.Reisdorf, J.P.Unik, H.C.Griffin and L.E. Glendenin, Nucl.Phys.A177(1971)337.
- [22] - A.C.Wahl, R.L.Ferguson, D.R.Nethaway, D.E. Troutner and K.Wolfsberg, Phys.Rev.126(1962)1112.
- [23] - H.W.Schmitt, J.H.Neiler and F.J.Walter, Phys.Rev. 141(1966)1146.
- [24] - W.M.Gibson, T.D.Thomas and G.L.Miller, Phys.Rev. Lett.7(1961)65.
- [25] - J.S.Fraser, J.C.D.Milton, H.R.Bowman and S.G. Thompson, Can.J.Phys.41(1963)2080.

Referencias

- [26] - F.Gönnenwein, Int.Conf.on Nucl.Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, New Mexico, USA, May 13-17, 1985.
- [27] - C.Signarbieux, M.Montoya, M.Ribrag, C.Mazur, C. Guet, P.Perrin and M.J.Maurel, J.de Phys.42(1981)L 437.
- [28] - H.-G.Clerc, W.Lang, M.Mutterer, C.Schmitt, J.P. Theobald, U.Quade, K.Rudolph, P.Armbruster, F. Gönnenwein, H.Schrader and D.Engelhardt, Nucl. Phys.A452(1986)277.
- [29] - W.Lang, H.-G.Clerc, H.Wohlfarth, H.Schrader, and K.-H. Schmidt, Nucl.Phys.A345(1980)34.
- [30] - U.Fano, Rev.Mod.Phys.29(1957)74.
- [31] - H.Cramer, "Teoría de Probabilidades", Aguilar, Madrid, 1972.
- [32] - M.Tribus, Thermostatitics and thermodynamics, Van Nostrand, Princenton, 1961.
- [33] - C.E.Shanon, Bell Syst.Tech.J.27(1948)379.
- [34] - E.T.Jaynes, Phys.Rev.106(1957)620, Phys.Rev.108 (1957)171.
- [35] - S.Goldman, "Information Theory", Dover, N.Y., 1953, p.47.
- [36] - R.D.Levine and M.Tribus, eds., The maximum entropy formalism (MIT Press, Cambridge, 1978).
- [37] - Y.Alhassid and R.D.Levine, Phys.Rev.C20(1979)1775.
- [38] - Y.Alhassid and R.D.Levine, J.Chem.Phys.67(1977) 4321.

Referencias

- [39] - Y.Alhassid, N.Agmon and R.D.Levine, Chem.Phys. Lett.**53**(1978)22.
- [40] - J.L.Kinsey and R.D.Levine, Chem.Phys.Lett.**65**(1979) 413.
- [41] - N.Bohr and J.A.Wheeler, Phys.Rev.**56**(1939)426.
- [42] - P.Moller and I.R.Nix, Proc.IAEA Symp.on the phys. and chem.of fission (IAEA, Vienna, 1973)103.
- [43] - M.G.Mustafa, U.Mosel and H.W.Schmitt, Phys.Rev.**C7** (1973)1519.
- [44] - M.Lefort and Ch.Ngô, Ann.of Phys.**3**(1978)5.
- [45] - V.V.Volkov, Phys.Rep.**44**(1978)93.
- [46] - D.K.Scott, Proc.NATO Advanced Study Institute on theoretical methods in medium energy and heavy ions physics, Madison, Wisconsin, ed.K.W.McVoy and W.A.Friedman (Plenum, N.Y., 1978).
- [47] - H.A.Weidenmüller, Proc.NATO Advanced Study Institute on theoretical methods in medium energy and heavy ions physics, Madison, Wisconsin, ed.K. W.McVoy and W.A.Friedman (Plenum, N.Y., 1978),pág. 369.
- [48] - R.A.Brogia and A.Winther, Phys.Rep.**4C**(1972)153.
- [49] - J.P.Bondorf, M.I.Sobel and D.Sperber, Phys.Rep.**C15** (1974)83.
- [50] - U.Facchini, Proc.Int.School of Phys.E.Fermi, course LXII on nuclear spectroscopy and nuclear reactions with heavy ions, ed.H.Faraggi and R.A. Ricci (North-Holland, Amsterdam, 1976).
- [51] - E.M.Engel and R.D.Levine, Phys.Rev.**C28**(1983)2321.

Referencias

- [52] - Y.Alhassid, R.D.Levine, J.S.Karp and S.G.Steadman, Phys.Rev.C20(1979)1789.
- [53] - W.J.Swiatecki and S.Bjornholm, Phys.Rep.40(1972) 326.
- [54] - R.D.Levine, Ann.Rev.Phys.Chem.29(1978)59.
- [55] - R.D.Levine, Adv.Chem.Phys.47(1981)239.
- [56] - Y.Alhassid and R.D.Levine, Phys.Rev.A18(1978)89.
- [57] - R.D.Levine, S.G.Steadman, J.S.Karp and Y.Alhassid, Phys.Rev.Lett.41(1978)1537.
- [58] - A.Bohr and B.R.Mottelson, Nuclear structure, vol.1, (Benjamin Reading Mass., 1969).
- [59] - V.F.Apalin, Y.N.Gritsyuk, I.E.Kutikov, V.I. Lebedev and L.A.Mikaelyan, Nucl.Phys.55(1964)249.
- [60] - F.Pleasanton, R.L.Ferguson and H.W.Schmitt, Phys. Rev.C6(1972)1023.
- [61] - F.James and M.Ross, CERN computer 6000 series, program library, MINUIT.
- [62] - A.H.Wapstra and G.Audi, Nucl.Phys.A432(1985)1.
- [63] - H.-G.Clerc, W.Lang, H.Wohlfarth, K.H.Schmidt, H. Schrader, K.E.Pferdekämper and R.Jungmann, Z.Phys. A274(1975)203.
- [64] - R.Wieczorek, R.W.Hasse and G.Süssman, in Proc.3rd. IAEA Symp.on the phys.and chem.of fission, Rochester, N.Y., 1973 (IAEA, Vienna, 1974), vol.I, pág.159.
- [65] - J.Randrup and W.J.Swiatecki, Ann.of Phys.125(1980) 193.
- [66] - W.J.Swiatecki, Prog.Part.Nucl.Phys.4(1980)383.

Referencias

- [67] - A.Katz, Principles of statistical mechanics
(Freeman, N.Y., 1967).
- [68] - U.Mosel and H.W.Schmitt, Phys.Rev.C4(1971)2185.
- [69] - A.Gayer and Z.Fraenkel, Phys.Rev.C16(1977)1066,
Phys.Rev.C16(1977)1077.
- [70] - E.Konecny, H.J.Specht, and J.Weber, in Proc.of the
Thir I.A.E.A. Symp. on Phys. and Chem. of Fission,
Rochester, 1973 (IAEA, Vienna, 1974), vol.2, p.3.
- [71] - J.Weber, H.C.Britt, A.Gavron, E.Konecny and J.B.
Wilhelmy, Phys.Rev.C13(1976)2413.
- [72] - J.R.Nix and W.J.Swiatecki, Nucl.Phys.71(1965)1.
- [73] - B.B.Back, A.C.Shotter, T.J.M.Symons, A.Bice, C.K.
Gelbke, T.C.Awes and D.K.Scott, Phys.Rev.C23(1981)
1105.
- [74] - L.J.Colby Jr., Mary LaSalle Shoaf and J.W.Coble,
Phys.Rev.121(1961)1415.
- [75] - P.David, J.Debrus, F.Lübke, H.Mommsen, E.Schmitt,
R.Shoenmackers, and H.Simons, Phys.Lett.61B(1976)
158.
- [76] - B.B.Back, J.M.Lebowitz, and K.L.Wolf, Phys.Rev.C20
(1979)1819.
- [77] - N.I.Akimov, V.G.Borob'eva, V.N.Kabenin, N.P.
Kolosov, B.D.Kuz'minov, A.I.Sergachev, L.D.
Smirenkina, and M.Z.Tarasko, Sov.J.Nucl.Phys.13
(1971)272.
- [78] - B.D.Wilkins, E.P.Steinberg and R.R.Chasman, Phys.
Rev.C14(1976)1832.

Referencias

- [79] - J.Silberstein and R.D.Levine, Chem.Phys.Lett.74
(1980)6.
- [80] - G.T.Garvey, W.J.Gerace, R.L.Jaffe, I.Talmi and I.
Kelson, Rev.Mod.Phys.41(1969)51.

Agradecimientos

Deseo expresar mi principal agradecimiento a Dios y a los que han intercedido ante El por mí, en especial a mis hermanos de comunidad.

Quiero agradecer a mi esposa por todo el apoyo y amor que me brinda día a día, dándome la fuerza para seguir adelante. Como así también a mis padres.

Una mención especial merecen mi directora de tesis, Dr. Araceli N. Proto, por su inestimable contribución a mi formación profesional durante estos años, y mi asesor científico, Dr. Angel Flastino, por el respaldo académico que ha brindado a todos los trabajos realizados.

Agradezco también a Dino Otero por sus contribuciones en las primeras etapas de esta tesis, y a Osvaldo Civitarese por la posibilidad que me brindó de compartir conocimientos útiles a este trabajo.

Al Proyecto TANDAR, y en especial a la División de Física Nuclear Experimental, donde he podido llevar a cabo mi trabajo, gracias al apoyo y estímulo de mis jefes, Ernesto Maqueda y Alberto Jech, que no cesaron en su empeño de verlo terminado.

Al Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas de la UNLP, en especial al Dr. Héctor Vucetich por su invalorable apoyo para finalizar mi carrera de doctorado en dicha Facultad.

Finalmente a todos los que brindaron su desinteresado aporte para que la versión escrita de esta tesis fuera finalizada satisfactoriamente: M.T. Lo Valvo, D. Simoncelli y D. Gómez. Y a los que me ayudaron a salvar las dificultades de último momento: Sergio, Dorita y Diana de la secretaría del Departamento de Física y de la Oficina de Alumnos de la Facultad de Ciencias Exactas de la UNLP, respectivamente.

A todos muchas gracias.


Daniel R. Napoli