

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA

Facultad de Ciencias
Escuela Profesional de Física



TESIS PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE:

LICENCIADO EN FÍSICA

TITULADA:

“SIMULACIÓN DEL EFECTO DE LA EMISIÓN DE
NEUTRONES EN EL EXPERIMENTO DE FISIÓN DEL ^{252}Cf :
DISTRIBUCIÓN DE MASAS Y ENERGÍA”

PRESENTADA POR:

CARLOS YVAN ROMERO TADEO

ASESOR:

DR. MODESTO MONTOYA ZAVALETA

LIMA - PERU

2011

Simulación del Efecto de la Emisión de Neutrones en el Experimento de Fisión del ^{252}Cf : Distribución de masas y energía

Carlos Yvan Romero Tadeo¹, Modesto Montoya²

La fisión nuclear ha capturado la imaginación de los físicos desde la mitad del siglo XX, este fenómeno físico es un laboratorio muy rico en el cual uno puede explorar la delicada interacción entre los aspectos macroscópicos de la materia nuclear y los efectos cuánticos de un número finito de fermiones, la fisión del ^{252}Cf nos da una oportunidad relativamente fácil de estudiar las correlaciones entre la emisión de neutrones y los parámetros de los fragmentos de fisión, la medida de estas correlaciones puede contribuir a un mejor entendimiento del proceso de fisión, en el caso del ^{252}Cf se han realizado mucho más esfuerzos que con otros núcleos en la medición e interpretación del espectro de neutrones inmediatos de fisión ya que este espectro también es usado como una forma estándar de un espectro de neutrones, se han realizado muchos intentos para dar una explicación teórica del espectro de neutrones inmediatos de fisión del ^{252}Cf .

A pesar de muchas más investigaciones, el conocimiento de la llamada, emisión de neutrones de escisión es pobre y parcialmente contradictoria, por lo tanto, es de mucho interés para el entendimiento básico del proceso de emisión neutrónica no solo la medición precisa del espectro, sino también la obtención de correlaciones entre la emisión de neutrones y los diferentes parámetros de los fragmentos fisión.

En el presente trabajo, se han escogido un número limitado de tópicos a cubrir, estos han sido escogidos porque están asociados con persistentes misterios de la fisión o porque ellos nos revelan, o revelaran, algo especial del comportamiento del núcleo fisible y sus productos subsecuentes. Después de una breve revisión teórica, se han organizado estos tópicos secuencialmente, de acuerdo a los varios escenarios del proceso de fisión, comenzando con la probabilidad para que la fisión ocurra y terminando con el estudio detallado de las distribuciones de masa y energía de los fragmentos resultantes de la fisión a partir de una distribución inicial con datos experimentales y la implementación del Método Monte Carlo, en FORTRAN, para simular el proceso de fisión de un experimento realizado en el CBNM (Central Bureau for Nuclear Measurements). El objetivo final fue estudiar las distribuciones finales de masa y energía de los fragmentos físeles y encontrar de que manera el procedimiento experimental de toma de datos influye en estas distribuciones.

Lo que hemos observado es que simulando una distribución de energía cinética (E_k) inicial con una desviación estándar constante (9.5 MeV) vemos que los fragmentos finales después de la emisión de neutrones tienen una distribución en la E_k con una dispersión que se ensancha en la región de masas entre $A = 110$ y $A = 140$ del orden de 2 MeV siendo la inicial simulada de 10 MeV lo que coincide con el resultado experimental que tiene un ensanchamiento en la misma región. En conclusión podemos decir que este ensanchamiento no es resultado de la emisión de neutrones y no existe en la distribución inicial.

Esto es importante porque otros autores han visto que tal ensanchamiento podría haberse dado en la distribución inicial por lo que buscaban explicaciones físicas de ese ensanchamiento cuando en realidad no existe.

¹ Universidad Nacional de Ingeniería, Lima, Perú

² Destacado del IPEN, al Centro Nacional de Planeamiento Estratégico; Lima, Perú

Índice general

| | |
|--|-----------|
| 1. Introducción | 1 |
| 2. Marco teórico | 4 |
| 2.1. El proceso de fisión espontánea | 4 |
| 2.1.1. Californio | 6 |
| 2.1.2. La fisión desde el punto de ensilladura hasta la escisión | 7 |
| 2.2. Estudios previos del ^{252}Cf | 12 |
| 3. Cálculo de los parámetros de fisión | 14 |
| 3.1. Energía cinética por fragmento (E) y multiplicidad neutrónica | 14 |
| 3.1.1. El Proceso de simulación | 15 |
| 3.2. Parámetros de fisión por fragmento en función de los datos disponibles | 17 |
| 3.2.1. Energías cinéticas iniciales, finales y neutrones promedio | 18 |
| 3.2.2. Cálculo de la masa final | 20 |
| 4. Resultados e Interpretación | 21 |
| 4.1. Análisis | 21 |
| 4.2. Método de aproximaciones sucesivas manuales | 27 |
| 4.2.1. Distribución de masa primaria | 31 |
| 4.2.2. Distribución de energía cinética primaria | 31 |

| | |
|---|-----------|
| <i>ÍNDICE GENERAL</i> | II |
| 4.2.3. Emisión de neutrones y Desviación Estándar (SD) | 36 |
| 5. Conclusiones finales | 42 |
| A. Datos experimentales | 44 |
| B. Detección y medición de neutrones | 49 |
| B.1. La técnica del tiempo de vuelo | 50 |
| B.2. El experimento en el CBNM | 51 |
| C. Construcción de las rutinas en FORTRAN | 54 |
| C.1. Bucle de generación aleatoria y variables de fisión en FORTRAN | 55 |
| Bibliografía | 61 |

Capítulo 1

Introducción

La fisión nuclear ha capturado la imaginación de físicos y químicos desde la mitad del siglo XX [1], hay muchas razones para esto, una de ellas es que este proceso representa el más drástico reordenamiento de la materia nuclear conocida hasta ahora, sólo comparable con las recientes investigaciones de colisiones inducidas por iones pesados [2]. Otra, es que las características dinámicas y estadísticas del proceso toman importancia al momento de aplicarlas en los diversos campos de la ciencia. Cuestiones como la distribución asimétrica de masa, la producción de neutrones a partir de los fragmentos fisionados, isómeros fisionados espontáneamente y resonancias de estructura intermedia, entre otros, son sólo algunas de las características más interesantes del proceso de fisión que han despertado el interés de la comunidad científica en la actualidad.

Finalmente y tal vez lo más importante, el proceso de fisión brinda la posibilidad de explorar la delicada interacción entre los aspectos macroscópicos de la materia nuclear y los efectos cuánticos de un número finito de fermiones, la fisión del ^{252}Cf nos da una oportunidad relativamente fácil de estudiar las correlaciones entre la emisión de neutrones [3] y los parámetros de los fragmentos de fisión, la medida de estas correlaciones puede contribuir a un mejor entendimiento del proceso de fisión, en el caso del ^{252}Cf se han realizado mucho más esfuerzos que con otros núcleos en la medición e interpre-

tación del espectro de neutrones inmediatos de fisión ya que este espectro también es usado como una forma estándar de un espectro de neutrones que, si bien brinda un gran aporte en el estudio de la fisión, no se pueden descartar otros efectos de la emisión de neutrones en la naturaleza debido a que el ^{252}Cf es un emisor muy potente de neutrones y en consecuencia, extremadamente radioactivo.

El desarrollo de la tecnología nuclear ha estado acompañado por escapes tanto grandes como pequeños de radioactividad a la atmósfera, el suelo, los océanos, los mares y las aguas subterráneas, mostrándose por todo el mundo en la materia vegetal, animal e inerte. La radiación pasa de una especie a otra y se concentra a través de la cadena alimenticia, sometiendo a otros animales y a los humanos a sus efectos dañinos. La mayor amenaza de la radiactividad para la vida, tal y como la conocemos, es el daño que produce en el material genético, la configuración genética de todas las especies vivas. El daño genético producido por la exposición a la radiación se acumula durante vidas y generaciones. Incluso exposiciones de bajas dosis son carcinógenas después de un tiempo prolongado. La generación actual y todas las que le sigan pueden padecer de cánceres, daños en el sistema inmunitario, leucemias, abortos espontáneos, nacidos muertos, deformidades y problemas de fertilidad. Mientras que muchos de estos problemas para la salud van en aumento, los individuos no pueden probar que la causa ha sido ni el incremento de la radiación de fondo ni la exposición específica. Solamente la evidencia epidemiológica es científicamente aceptable para imputar la causa. Quizás la más extrema consecuencia con el tiempo será simplemente el cese total de la capacidad reproductora ya que la radiación es una causa conocida de esterilidad.

Ante estas evidencias, se han realizado muchos intentos para dar una explicación teórica del espectro de neutrones inmediatos de fisión del ^{252}Cf . Estos modelos asumían que el mecanismo de la emisión de neutrones [4] es la evaporación de los fragmentos completamente acelerados, sin embargo, las mediciones de Bowman et al. [5] sobre la

anisotropía de neutrones inmediatos ha llevado a la conclusión de que una fracción (10 – 20 %) del número total de neutrones de fisión es emitida isotrópicamente en el sistema de referencia de laboratorio [6]. A pesar de muchas más investigaciones, el conocimiento de la llamada, emisión de neutrones de escisión es pobre y parcialmente contradictoria, por lo tanto, es de mucho interés para el entendimiento básico del proceso de emisión neutrónica no sólo la medición precisa del espectro, sino también la obtención de correlaciones entre la emisión de neutrones y los diferentes parámetros de los fragmentos fisión. Con el advenimiento de las teorías de fisión multi-modal[7] junto con los procesos de ruptura de cuello aleatoria formulados por Brosa et al. [8] las mediciones han ganado importancia, no sólo explican muchos resultados experimentales sino que también predicen características aún no observadas, incluyendo algunas que son específicas de la emisión de neutrones en fisión.

Como se puede ver, sería imposible cubrir todos los aspectos de la fisión, en el presente trabajo, he escogido un número limitado de tópicos a cubrir, estos han sido escogidos porque están asociados con persistentes misterios de la fisión o porque ellos nos revelan, o revelarán, algo especial del comportamiento del núcleo fisitante y sus productos subsecuentes. Después de una breve revisión teórica, he organizado estos tópicos secuencialmente, de acuerdo a los varios escenarios del proceso de fisión, comenzando con la probabilidad para que la fisión ocurra y terminando con el estudio detallado de las distribuciones de masa y energía de los fragmentos resultantes de la fisión a partir de una distribución inicial con datos experimentales y la implementación del Método Monte Carlo, en FORTRAN, para simular el proceso de fisión de un experimento realizado en el CBNM (Central Bureau for Nuclear Measurements). El objetivo final es estudiar las distribuciones finales de masa y energía de los fragmentos fisitantes y encontrar de que manera el procedimiento experimental de toma de datos influye en estas distribuciones.

Capítulo 2

Marco teórico

2.1. El proceso de fisión espontánea

La fisión espontánea es la desintegración de los núcleos en dos fragmentos sin la inclusión de energía exterior para lograrla, este proceso puede ser explicado a través del análisis de la estructura y estabilidad de la materia nuclear. La masa real de los núcleos siempre es menor que la suma de masas de los protones y neutrones libres que lo constituyen, la diferencia de masa es equivalente a la energía de formación del núcleo y sus constituyentes. La conversión de esta masa a energía, se realiza por medio de la fórmula de Einstein $E = mc^2$ donde E, se conoce como defecto de masa o energía de enlace, es decir, la energía necesaria para desestabilizar al núcleo y dividirlo en sus constituyentes. En la figura 2.1 podemos ver una curva que resume la energía de enlace promedio por nucleón para cada valor de masa atómica.

Como se observa, el mayor valor de la energía de enlace (es decir, mayor estabilidad) se encuentra cerca a la masa con $A = 56$ (correspondiente al hierro), esto quiere decir que cualquier núcleo con masa mayor a 56 se convertirá a un sistema más estable si se dividiera en núcleos más livianos con energías de enlace mayores liberando la energía sobrante durante el proceso. De acuerdo a las consideraciones energéticas

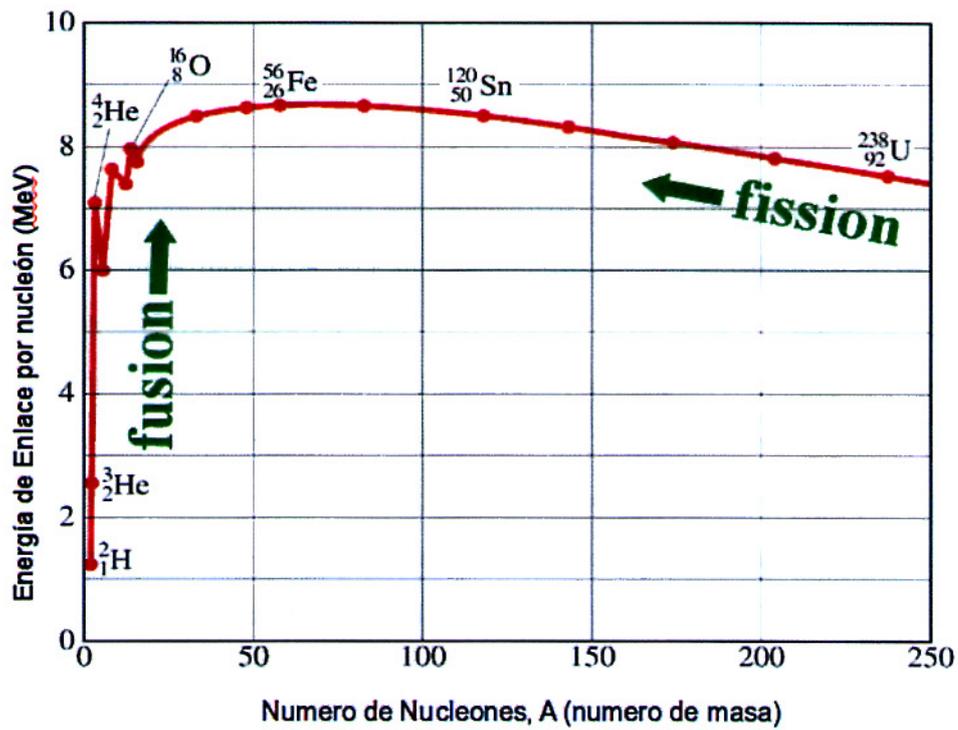


Figura 2.1: Energía de enlace promedio por nucleón en función de A (masa atómica) [9] obsérvese que para cierto rango de A se realiza la fusión (región más estable) y en el otro la fisión (región más inestable).

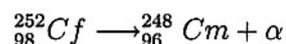
clásicas, la figura 2.1 indicaría que toda materia debería buscar su configuración más estable, sin embargo, esto no sucede, porque las barreras para tal conversión espontánea son proporcionadas por otros factores.

2.1.1. Californio

Este elemento químico, cuyo símbolo es Cf y de número atómico 98, es el noveno miembro de la serie de elementos actínidos. Su descubrimiento y producción se basa en la transmutación nuclear artificial de isótopos radiactivos de elementos más ligeros. Todos los isótopos del californio son radiactivos, con intervalos de vida media entre un minuto y unos 1000 años. Por su inestabilidad nuclear el californio no existe en la corteza terrestre.

Las propiedades químicas se parecen a las observadas para los otros elementos actínidos con carga +3: el nitrato, sulfato, cloruro y perclorato son solubles en agua. El californio se precipita como fluoruro, oxalato o hidróxido. La cromatografía de intercambio iónico se puede usar para aislar e identificar el californio en presencia de los otros elementos actínidos. El californio metálico es muy volátil y destila a temperaturas del orden de $1100 - 1200^{\circ}\text{C}$ ($2010 - 2190^{\circ}\text{F}$). Es químicamente reactivo y existe en tres diferentes modificaciones cristalinas entre la temperatura ambiente y su punto de fusión 900°C (1600°F).

El isótopo que se produce con mayor facilidad y tiene gran utilidad es el ^{252}Cf , se obtiene en cantidades del orden de gramos en reactores nucleares y tiene una vida media de 2.645 años con un decaimiento α al 96.908% [10], el producto que se forma es el ^{248}Cm como se muestra a continuación



siendo esta la cadena principal de desintegración del ^{252}Cf ya que el restante 3.092 % decae en forma parcial por fisión espontánea y se usa mucho en el estudio de la fisión pues tiene una vida media mayor a 8 años [10]. Tiene también una influencia importante en el desarrollo de contadores y sistemas electrónicos con aplicaciones no sólo en física nuclear, sino también en investigación médica.

2.1.2. La fisión desde el punto de ensilladura hasta la escisión

Una buena comprensión cualitativa del núcleo se consigue mediante el tratamiento similar a una gota de líquido uniformemente cargada [1]. La intensa fuerza de atracción nuclear entre pares de nucleones es de corto alcance y actúa sólo entre los vecinos más cercanos. Puesto que, los nucleones cerca de la superficie de la gota tienen menos vecinos cercanos que los del interior, se desarrolla una tensión superficial y la gota nuclear asume una forma esférica con el fin de minimizar esta energía superficial. (El área de superficie más pequeña que encierra un volumen dado es proporcionada por una esfera.) Los protones en el núcleo ejercen una gran fuerza repulsiva (de Coulomb) entre sí, debido a su carga positiva. Como el número de nucleones en un núcleo aumenta más allá de los 40, el número de protones debe ser diluido con un exceso de neutrones para mantener la estabilidad relativa [11].

Fisión espontánea en el estado fundamental

Si el núcleo es excitado por un estímulo y comienza a oscilar (es decir, cambia su forma esférica), las fuerzas superficiales aumentarán y tienden a restaurar una esfera, donde la tensión superficial es mínima. Por otro lado, la repulsión de Coulomb disminuye a medida que la gota se deforma y los protones se colocan más lejos. Estas tendencias opuestas crean una barrera en la energía potencial del sistema (llamada barrera de

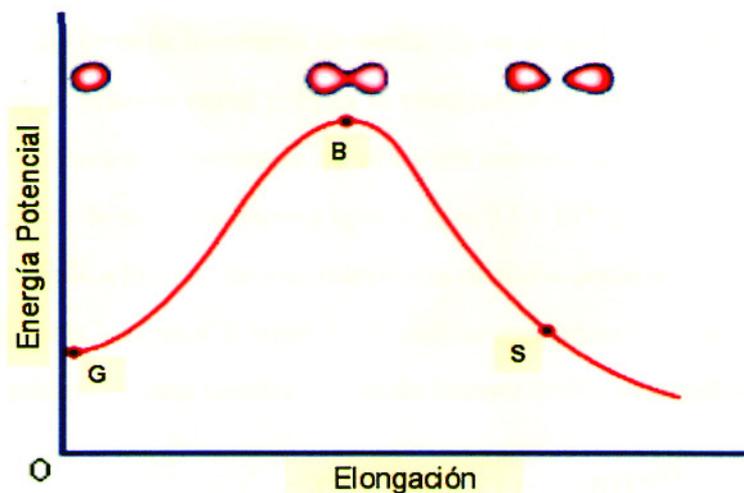


Figura 2.2: La energía potencial en función de la elongación del núcleo fisionante [12], G es el estado fundamental del núcleo, B es el límite máximo de la barrera de fisión (llamado punto de ensilladura) y S es el punto de escisión. La forma del núcleo en estos puntos se muestra en la parte superior de la curva.

fisión), como se indica en la Figura 2.2

La existencia de un túnel mecánico cuántico que atraviesa la barrera de fisión, es decir la penetración de esta barrera, es el factor dominante en la determinación de la probabilidad de la fisión espontánea. En el siglo pasado, algunos científicos ya habían apuntado la posibilidad teórica de la existencia de la fisión espontánea. Luego de la primera aparición de evidencia experimental (Petrzhak y Flerov [13]) la ocurrencia del decaimiento debido a la fisión espontánea se estableció para un amplio rango de núcleos pesados con vidas medias entre 10^{18} y $380\mu s$. Con el pasar de los años nuestro conocimiento de la vida media de una fisión espontánea en su estado fundamental aumentó considerablemente (Brown y Firestone [14]). La vida media de la fisión espontánea en el estado fundamental $T_{1/2}(SF)$ se puede expresar como

$$T_{1/2}(SF) = \frac{\ln 2}{f_0 P_0} \quad (2.1)$$

donde $f_0 = \omega_0/2\pi$ es la frecuencia de oscilación en el modo de fisión para el estado fundamental en la primera pared y P_0 es la penetrabilidad de la barrera para el estado fundamental. Para una frecuencia de vibración correspondiente a $\hbar\omega_0 = 1MeV$, se obtiene un número de saltos de barrera igual a $f_0 = 2,5 \times 10^{20}$ por segundo. La penetrabilidad P_0 se calcula a lo largo de una trayectoria de fisión desde el estado fundamental hasta la salida de la barrera a lo largo de un camino unidimensional de mínima acción. La expresión general de esta penetrabilidad de barrera unidimensional está dada por

$$P_F(E) = \exp \left(-2 \int_{r_1}^{r_2} dr \left[\frac{2B(r)(V(r) - E)}{\hbar^2} \right]^{1/2} \right) \quad (2.2)$$

donde $V(r)$ es la energía potencial, $B(r)$ es la inercia efectiva a lo largo de la trayectoria que atraviesa la barrera y E es la energía del núcleo fisionado. El parámetro r especifica la posición de un punto en la trayectoria y los valores de r_1 y r_2 corresponden a los puntos de inflexión clásicos para los cuales $V(r_1) = V(r_2) = E$. La inercia efectiva a lo largo de la trayectoria está dada por

$$B(r) = \sum_{i,j} B_{q_i, q_j}(r) \frac{dq_i}{dr} \frac{dq_j}{dr} \quad (2.3)$$

donde B_{q_i, q_j} son las componentes del tensor de inercia y q_i, q_j son las coordenadas del llamado espacio de deformación que describe la inercia del núcleo con respecto a los cambios en la deformación [15] [16]

En el caso de la fisión espontánea en el estado fundamental, $E = E_0 = 1/2 \hbar\omega_0 = 0,5 MeV$ (Nilsson et al [17]) y $P_F(E = E_0) = P_0$, combinando las ecuaciones 2.1 y 2.2 podemos calcular $T_{1/2}(SF)$ si se conocen $V(\nu)$ y $B(\nu)$. En un caso simple, es decir, asumiendo una única barrera con la forma de una parábola invertida de energía máxima

E_F y con curvatura de barrera igual a $\hbar\omega_F$ la ecuación 2.2 se simplifica

$$P_0 = [1 + \exp(2\pi E_F/\hbar\omega_F)]^{-1} \quad (2.4)$$

conocida como la expresión de Hill - Wheeler, para esta barrera, la energía de curvatura esta dada por

$$\hbar = 8E_F\hbar^2/[B(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2] \quad (2.5)$$

así, para una barrera de fisión en forma de parábola invertida el $T_{1/2}(SF)$ esta dado, en buena aproximación, por

$$T_{1/2}(SF) \approx 2,77 \times 10^{-21} \exp[2\pi E_F/\hbar\omega_F] \quad (2.6)$$

donde $T_{1/2}$ se mide en s y E_F y $\hbar\omega_F$ en MeV, con esta relación se demuestra claramente que la vida media de la fisión espontánea es determinada por la altura y la curvatura de la barrera de fisión, como se ve en la figura 2.2, esta curva se eleva inicialmente con el alargamiento, ya que la fuerza nuclear intensa y de corto alcance da lugar a los incrementos de la tensión superficial. La repulsión de Coulomb entre los protones disminuye más rápido con el alargamiento que con los aumentos de la tensión superficial, los dos están en equilibrio en el punto B, que representa justamente la altura de la barrera de fisión. (Este punto se llama el "punto de ensilladura"). Más allá del punto B, la repulsión de Coulomb entre los protones del núcleo direcciona el alargamiento aun más, hasta que en algún punto, S (el punto de escisión), se rompe el núcleo en dos. Cualitativamente, por lo menos, podemos decir que el proceso de fisión es consecuencia de la repulsión de Coulomb entre los protones.

Los Fragmentos de fisión y la emisión neutrónica

Los fragmentos o productos de fisión son en general dos isótopos radioactivos de masas diferentes, ya que la probabilidad de ocurrencia de una fisión ternaria es del

| | A1 | A2 | A2/A1 | Δ | P_{max}/P_{min} |
|-------------------|------|-------|-------|----------|-------------------|
| ^{232}Th | 91 | 139.5 | 1.53 | 14 | 170 |
| ^{233}U | 93.5 | 138 | 1.48 | 15 | 110 |
| ^{235}U | 95 | 138.5 | 1.46 | 15 | 205 |
| ^{238}U | 97 | 138.5 | 1.43 | 16 | 160 |
| ^{239}Pu | 99.5 | 137.5 | 1.39 | 15 | 115 |

Tabla 2.1: Fragmentos de fisión originados para ciertos núcleos [18], en este caso, se muestra la ocurrencia mayor A1 y A2

orden de 10^{-4} . A medida que la energía del neutrón incidente crece, la probabilidad de una fisión en masas iguales aumenta. Se puede decir que la gráfica de la probabilidad de ocurrencia de un dado A (número de masa), conocida como “rendimiento de fisión” (o Fission yield) está caracterizada por dos lóbulos de ancho medio Δ centrados en A1 y A2, como se muestra, a modo de ejemplo, en la tabla 2.1

Los productos de fisión son inestables respecto del número de neutrones y este exceso de neutrones los hace emisores β en diferentes cascadas, incluyendo emisores de neutrones. Entre las sustancias hijas de estas cadenas hay núcleos con alta capacidad de captura neutrónica como el ^{135}Xe . Es claro que en esas cadenas habrá emisores γ . Observando la carta de nucleídos en la figura (2.3) vemos que los isótopos pesados estables tienen una relación N/Z mayor que los isótopos intermedios. Esto hace que no sólo los productos de fisión tengan exceso de neutrones, sino que toda fisión sea acompañada por la emisión de varios de ellos, cuyo promedio se simboliza $\bar{\nu}$. En realidad, si definimos b como la fracción de neutrones retardados, hay una emisión de $(1 - b)\bar{\nu}$ neutrones instantáneos, (es decir en el mismo instante de la fisión) y $b\bar{\nu}$ neutrones retardados, $\bar{\nu}$ depende del isótopo que ha fisionado y de la energía del neutrón incidente.[19]

Por ejemplo, para el ^{235}U un neutrón lento (velocidad prácticamente nula) da $\bar{\nu} = 2,42$ neutrones/fisión y para el ^{238}U un neutrón de 1 MeV tiene $\bar{\nu} = 2,83$ neutrones/fisión, $\bar{\nu}$ depende débilmente de la energía del neutrón incidente y en general,

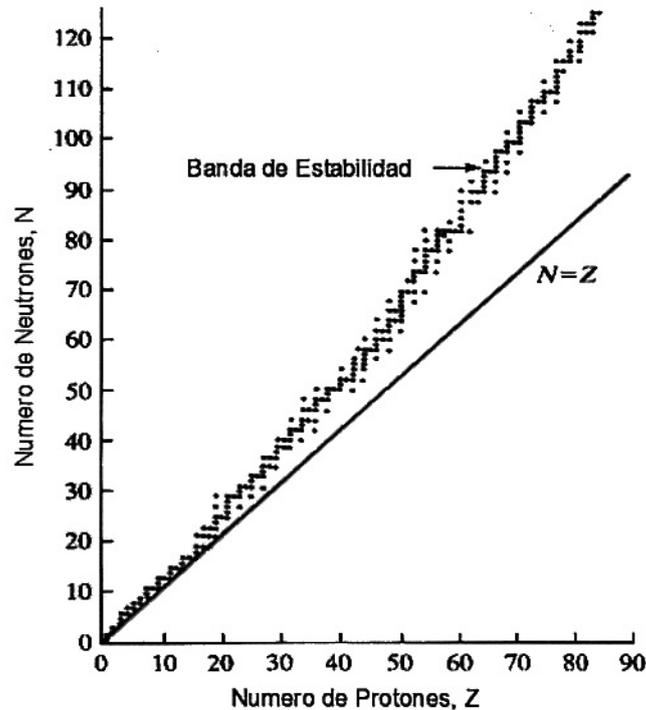


Figura 2.3: Neutrones versus protones para varios isótopos estables representados por puntos [20]. La línea recta representa el punto en el cual la proporción de neutrones y protones es igual a 1. El área sombreada representa la banda de estabilidad.

los neutrones de fisión son emitidos isotrópicamente.

2.2. Estudios previos del ^{252}Cf

Para poder ubicar el presente trabajo, es necesario mostrar brevemente el estado en el que se encuentra en la actualidad el estudio del ^{235}Cf a partir de las investigaciones hechas por Budtz-Jorgensen and Knitter [21]. Una descripción mas detallada de la investigación realizada en el CBNM se dará en el apéndice B.2, pero entre las conclusiones mas importantes de ese estudio tenemos que la medida de la distribución

angular de los fragmentos permitió demostrar la isotropía de la emisión neutrónica y confirmar algunas asunciones teóricas hechas por Madland y Nix [22].

Además se extendió considerablemente el rango de masas para los valores experimentales del número promedio de neutrones en función de la masa $\bar{\nu}(A)$ permitiendo detectar nuevos comportamientos (dos nuevos dientes de sierra cerca a las masas 80 y 176) que pueden ser explicados con el modelo de fisión multimodal propuesto por Brosa et al. [7], y la dependencia del $\bar{\nu}(A)$ con la energía cinética total de los fragmentos, lo cual da nueva información acerca de la deformabilidad antes de la escisión que forma los fragmentos fisionados, estas teorías no solo han explicado muchos resultados experimentales de la fisión, sino que también predicen características no observadas hasta ahora, entre ellas, algunas que son específicas de la emisión de neutrones de fisión [23]. A continuación otros estudios realizados en relación al ^{252}Cf .

- Preliminary Results of Experiment Aimed at Searching for Collinear Cluster Tripartition of $^{242}\text{Pu}^*$: donde se muestran los resultados de un experimento para buscar evidencias de un comportamiento inusual presentado anteriormente en el decaimiento del ^{252}Cf el cual es utilizado para calibrar el experimento y compararlo para concluir que no hubo un desplazamiento de las masas experimentales detectadas [24].

- Manifestation of average γ -ray multiplicity in the fission modes of ^{252}Cf (SF) and the proton induced fission of ^{233}Pa , ^{239}Np and ^{243}Am : en el cual el ^{252}Cf es utilizado como herramienta de calibración en un experimento para estudiar la multiplicidad de los rayos γ , neutrones y los promedios estadísticos anteriores y posteriores a la escisión en los modos de fisión inducida por protones en el ^{233}Pa , ^{239}Np y ^{243}Am [25].

Capítulo 3

Cálculo de los parámetros de fisión

En el modelo de simulación se utilizó el método Montecarlo [26] para estudiar el efecto de emisión de neutrones, los parámetros de entrada fueron: la distribución del rendimiento de cada fragmento Y , la energía cinética total promedio \bar{E}_T , la desviación estándar de esta σ_{E_t} y el número promedio de neutrones emitidos $\bar{\nu}$ todo en función de la masa de cada fragmento inicial A . Luego del proceso de simulación, las salidas obtenidas para los fragmentos finales son: el rendimiento final Y , la desviación estándar de la energía cinética total σ_{e_t} y el promedio de neutrones emitidos $\bar{\nu}$ como función de la masa final de cada fragmento m . La idea principal es observar si una curva de $\sigma_{E_t(A)}$ sin estructuras, como entrada, puede producir una curva $\sigma_{e_t(m)}$ con estructuras.

3.1. Energía cinética por fragmento (E) y multiplicidad neutrónica ¹

Para simplificar los cálculos, haremos algunas asunciones en relación a la emisión neutrónica [27], asumiremos que:

¹La multiplicidad neutrónica es el número promedio de neutrones producidos por la fisión de un núcleo en particular

- I. Los valores de energía E tienen una distribución Gaussiana.
- II. El número promedio de neutrones emitidos $\bar{\nu}$ corresponde a los fragmentos con el valor promedio de energía cinética \bar{E}
- III. Existe una relación lineal negativa entre el número de neutrones emitidos y la energía cinética del fragmento.

Esta asunción se basa en el hecho de que el número de emisiones se incrementa con la energía de excitación ², la cual aumenta cuando la energía cinética E disminuye, entonces la cantidad de neutrones emitidos por fragmento, ν , esta dada por:

$$\nu = \bar{\nu} \left[1 - \eta \left(\frac{E - \bar{E}}{\sigma_E} \right) \right] \quad (3.1)$$

donde η es un parámetro libre.

3.1.1. El Proceso de simulación

Realizaremos varias simulaciones iterativamente. Después de obtener el resultado de cada simulación. Es decir, la distribución final resultante de los parámetros antes mencionados, cambiaremos los valores de entrada (distribución inicial) para realizar una nueva simulación con los parámetros obtenidos y obtener nuevos valores de distribución final, los cuales deben ser mas cercanos a los resultados experimentales. Para la primera simulación utilizaremos los datos obtenidos de [21] (ver la tabla A.1).

A continuación, se realiza el tratamiento de los siguientes parámetros de fisión : rendimiento de fisión $Y(A)$, número promedio de neutrones emitidos $\bar{\nu}(A)$, energía cinética total promedio $\bar{E}(A)$ y la desviación estándar de la energía cinética total $\sigma_E(A)$,

²Cantidad mínima de energía necesaria para lograr que un sistema cuántico pase de su estado fundamental al estado excitado al que se desea llevarlo

todos en función de la masa primaria A , que consiste en implementarlos en el programa de simulación Montecarlo escrito en lenguaje de programación FORTRAN (ver sección 3.2) para obtener los mismos parámetros pero en función de la masa final m de los productos de fisión $Y(m)$, $\bar{\nu}(m)$, $\bar{e}(m)$ y $\sigma_e(m)$ de acuerdo a los datos experimentales (ver apéndice C).

En la simulación, para cada masa primaria A , la energía cinética de los fragmentos de fisión se escoge aleatoriamente de la siguiente distribución gaussiana

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} e^{-\frac{(E-\bar{E})^2}{2\sigma_E^2}} \quad (3.2)$$

donde $P(E)$ es la densidad de probabilidad de la energía cinética con el valor promedio \bar{E} y la desviación estándar (SD) σ_E .

Para cada valor de E , el número de neutrones simulados N se calcula a partir de la relación 3.1, si la masa inicial es A , luego de perder N neutrones por fisión la masa final de los fragmentos será

$$m = A - N \quad (3.3)$$

Además, asumiendo que los fragmentos pierden energía solamente por evaporación neutrónica y no por emisión gamma u otro proceso y descartando el efecto de retroceso debido a la emisión neutrónica, la energía cinética $e(m)$ del fragmento final estará dada por

$$e(m) = \left(1 - \frac{N}{A}\right) E \quad (3.4)$$

Con el conjunto de valores correspondientes a m , e y N calculamos $Y(m)$, $\bar{e}(m)$, $\sigma_e(m)$ y $\nu(m)$ realizando las sumas acumulativas de cada parámetro e implementando la ecuación 3.5 en el programa de simulación (ver apéndice C.1). Para obtener una aceptable estadística durante la simulación hemos considerado un número total de eventos de fisión de ^{252}Cf del orden de 10^8 y hemos computado la desviación estándar de todas

las cantidades importantes por medio de la siguiente expresión

$$\sigma^2(m) = \frac{\sum_{j=1}^{N_j(m)} e_j^2(m)}{N_j(m)} - \bar{e}^2(m) \quad (3.5)$$

donde $\bar{e}(m)$ es el valor promedio de la energía cinética de los fragmentos finales con masa m y $N_j(m)$ es el número de eventos de fisión correspondiente a esas masas.

3.2. Parámetros de fisión por fragmento en función de los datos disponibles

Dado que, los datos obtenidos de la referencia [21] corresponden a valores totales de energía cinética, para nuestro estudio, como se vio en la sección 3.1.1 necesitamos los valores por fragmento, en nuestro caso, estas energías totales están indicadas de acuerdo a la suma de la energía de un fragmento (E_1) y la energía de su fragmento complementario (E_2) en el rango de masas de 80 a 172, aun más, esto tiene sentido ya que, de acuerdo a la referencia [21] el experimento que estamos simulando arrojó valores de energía cinética por fragmento, sumando las mismas, para cada par 1 - 2

$$E_1 + E_2 = E_t \quad (3.6)$$

y obteniendo los valores totales mostrados en la tabla A.1. Es por ello que a partir de la ecuación 3.6 y las leyes de conservación de la energía

$$A_1 + A_2 = 252 \quad (3.7)$$

$$E_1 A_1 = E_2 A_2 \quad (3.8)$$

obtenemos las siguientes ecuaciones para energías por fragmento en función de E_t

$$\begin{aligned} E_1 &= E_t \left(1 - \frac{A_1}{252} \right) \\ E_2 &= E_t \left(\frac{A_1}{252} \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

y si reemplazamos E_t de la ecuación 3.6 en 3.9 obtenemos E_2 en función de E_1

$$E_2 = E_1 \left(\frac{A_1}{252 - A_1} \right) \quad (3.10)$$

Si utilizamos la definición de la varianza

$$\sigma^2 = \frac{\sum E_i^2}{N} - \left(\frac{\sum E_i}{N} \right)^2$$

y usamos las relaciones 3.9 obtenemos la σ_{E_1} y σ_{E_2} en función de σ_{E_t}

$$\begin{aligned} \sigma_{E_1} &= \sigma_{E_t} \left(1 - \frac{A_1}{252} \right) \\ \sigma_{E_2} &= \sigma_{E_t} \left(\frac{A_1}{252} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

3.2.1. Energías cinéticas iniciales, finales y neutrones promedio

Ahora que tenemos los valores de energía y varianza, por fragmento, utilizaremos un generador aleatorio implementado en FORTRAN (ver apéndice C) para obtener los valores simulados de energía cinética en un espectro de valores con media \bar{E}_i y varianza σ_{E_i} , i es el número másico de cada fragmento (desde 80 hasta 172)

$$E_i = \bar{E}_i + r_n \sigma_{E_i} \quad (3.12)$$

donde r_n es un número aleatorio de distribución normal.

Para simular los neutrones emitidos utilizaremos el número promedio de neutrones emitidos $\bar{\nu}$, que corresponde a la \bar{E}_i de una distribución gaussiana en la cual un número nulo de neutrones emitidos corresponde a una $E_{i(max)} = \bar{E}_i + 3\sigma_{E_i}$ (ver figura 3.1)

Con estos datos conocidos en 2 puntos de la distribución gaussiana de los neutrones emitidos (NN) podemos trazar una recta L cuya pendiente (m) puede calcularse a partir de estos, es decir, los puntos $(\bar{E}_i, \bar{\nu})$ y $(E_{i(max)}, 0)$

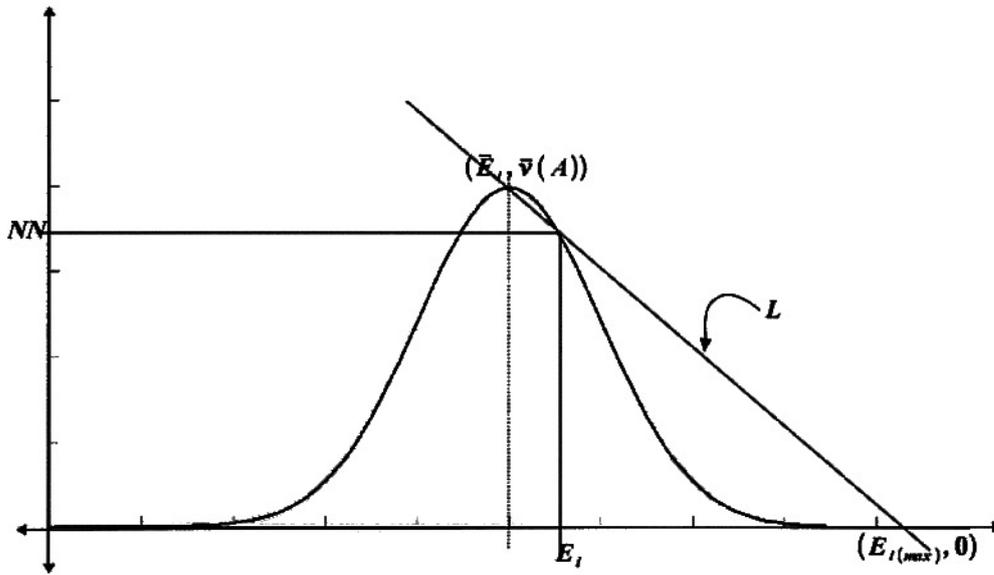


Figura 3.1: Número de neutrones emitidos en función de la energía cinética.

$$m = \frac{\bar{\nu} - 0}{\bar{E}_i - E_{i(max)}}$$

de esta forma, usando la ecuación de la recta L y la pendiente m hallamos NN

$$\begin{aligned} NN &= m(E_i - E_{i(max)}) \\ NN &= \frac{\bar{\nu}}{\bar{E}_i - E_{i(max)}}(E_i - E_{i(max)}) \end{aligned} \quad (3.13)$$

y reemplazando $E_{i(max)} = \bar{E}_i + 3\sigma_{E_i}$ en 3.13 se obtiene

$$NN = \bar{\nu} \left(1 + \frac{\bar{E}_i - E_i}{3\sigma_{E_i}} \right) \quad (3.14)$$

A partir de las ecuaciones 3.12 y 3.14 podemos hallar el valor de la energía final e_i de los fragmentos usando la ecuación 3.4

$$e_i = E_i \left(1 - \frac{NN}{A} \right) \quad (3.15)$$

este procedimiento se realizó también para los fragmentos complementarios, con lo cual la energía total se obtuvo de la suma de la energía final de un fragmento (1) mas la energía de su fragmento complementario (2).

$$e_t = e_{i(1)} + e_{i(2)} \quad (3.16)$$

3.2.2. Cálculo de la masa final

A partir de los valores obtenidos en 3.15 calculamos la masa final para un fragmento m_1 y su complementario m_2 , para ello suponemos la conservación del momento lineal después de la fisión a partir del cual deducimos

$$\begin{aligned} m_1 + m_2 &= 252 \\ m_1 e_{i(1)} &= m_2 e_{i(2)} \end{aligned} \quad (3.17)$$

y usando las ecuaciones 3.17 expresamos la masa final en función de los valores de energía final obtenidos en la simulación

$$m_1 = \frac{252 e_{i(2)}}{e_{i(1)} + e_{i(2)}} \quad (3.18)$$

En resumen, dado que, en el experimento que se esta simulando [21] sólo tenemos valores de energía inicial y masas iniciales, es a partir de esos datos que debemos obtener las energías finales (lo cual se realiza con la ecuación 3.15) y las masas finales después del proceso de fisión (lo cual se realiza aplicando la ecuacion 3.18). La implementación final de los cálculos realizados en subrutinas de FORTRAN se muestra detalladamente en el apéndice (C)

Capítulo 4

Resultados e Interpretación

En este capítulo, describiremos el análisis realizado para obtener los resultados necesarios para nuestro estudio, a partir de los datos obtenidos de la simulación y siguiendo el método del capítulo anterior, comenzaremos con el método de aproximaciones sucesivas con modificaciones manuales cuyo objetivo es obtener la distribución de masa inicial. Con estos resultados podemos apreciar cuales son las diferencias entre la desviación estándar final y la desviación estándar inicial.

En los gráficos 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4 podemos observar los datos experimentales a partir de los cuales comenzaremos nuestro estudio de la fisión del ^{252}Cf , los valores fueron tomados, como se dijo anteriormente, del experimento en el CBNM [21].

4.1. Análisis

Para comenzar nuestro análisis partimos del hecho que, en los experimentos realizados para estudiar la fisión de los núcleos radiactivos, en particular para el ^{252}Cf , los datos obtenidos son detectados después del proceso de fisión, es decir, los detectores de los fragmentos emitidos después de sucesivas fisiones registran las energías FINALES luego de la emisión de los respectivos neutrones. La idea podríamos enfocarla de la

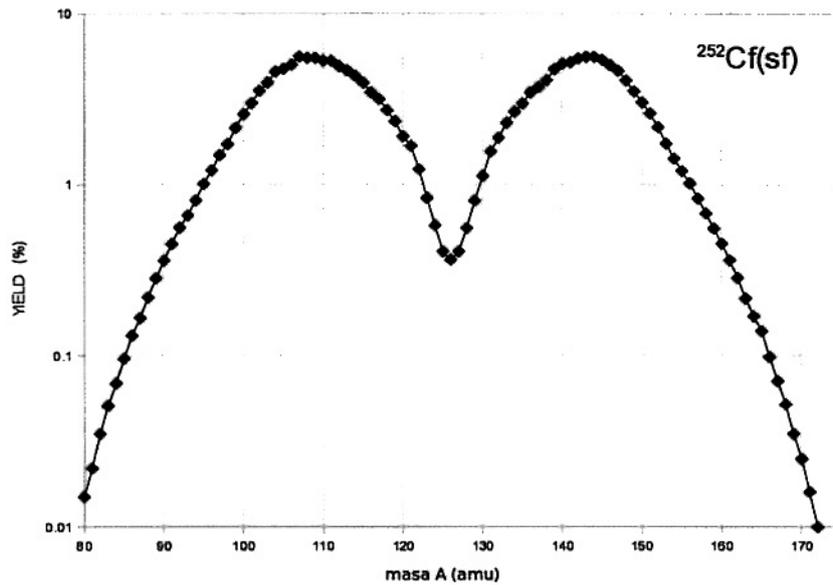


Figura 4.1: Datos experimentales del rendimiento porcentual de todos los fragmentos de fisión (en escala logarítmica) en función de la masa atómica, tomados de la tabla A.1 y basados en el experimento del CBNM [21].

siguiente manera: el proceso de fisión se realiza en un instante de tiempo en el cual las características físicas y la distribución de los núcleos obedece única y exclusivamente al fenómeno de la fisión propiamente dicho. Es a partir de este momento, que los núcleos viajan a través del espacio modificando su energía cinética y dando lugar a otros procesos que distorsionan esta distribución inicial. De esta manera, cuando los fragmentos finales llegan al detector lo que se registra es una distribución apreciablemente diferente a la inicial. Aún más, los errores experimentales propios del proceso de registro, así como la imperfección de los instrumentos, ahonda más la brecha entre el proceso original y el consiguiente resultado final obtenido.

En suma, nuestro programa de simulación utiliza como valores de entrada, en primera aproximación, datos finales de un proceso de fisión registrados como producto

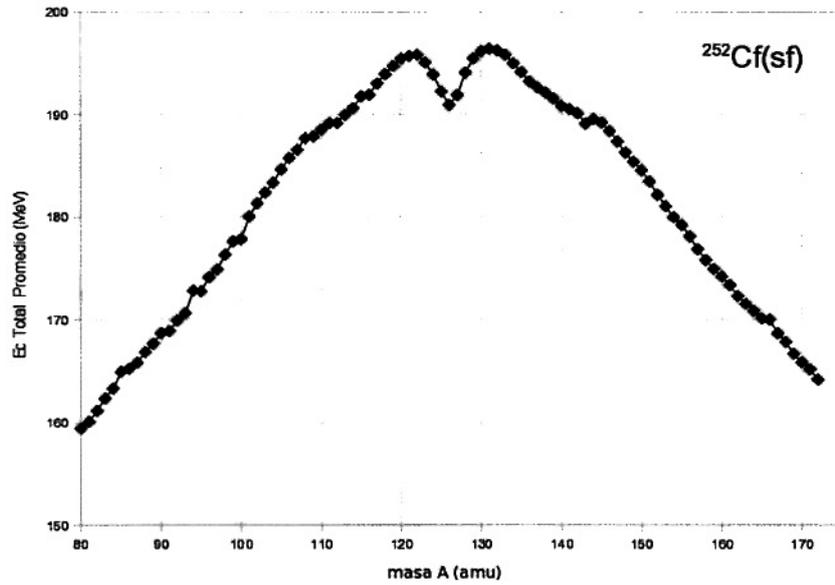


Figura 4.2: Datos experimentales de la energía cinética total promedio de todos los fragmentos de fisión (MeV) en función de la masa atómica, tomados de la tabla A.1 y basados en el experimento del CBNM [21].

de un experimento descrito en [21]. Es a partir de estos datos experimentales que la aplicación de nuestro programa sobre ellos, primero simula los valores de entrada (*datos simulados iniciales*) $Y(A)$, \bar{E}_T , σ_{E_T} y $\bar{\nu}_E$ (que deberían reproducir casi idénticamente los datos experimentales, si nuestro programa ha sido bien implementado) y arroja resultados de $Y(m)$, \bar{e}_T , σ_{e_T} y $\bar{\nu}_e$ que serían nuestros *datos simulados finales* a partir de los *datos experimentales* asumidos como *datos de entrada*. Es decir, en esta primera aproximación

$$\text{datos de entrada} = \text{datos experimentales}$$

y efectivamente, al graficar los *datos experimentales* y compararlos con los *datos simulados iniciales* vemos que son casi idénticos, con lo cual queda validada la generación

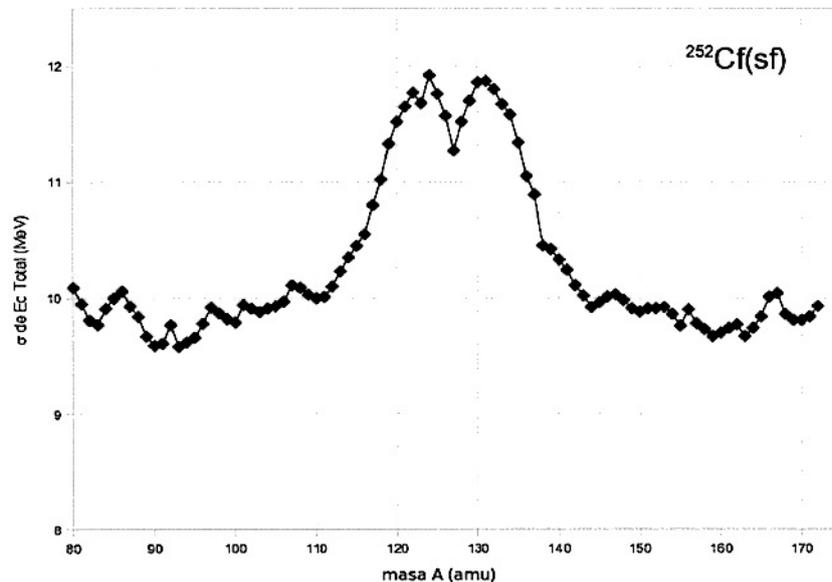


Figura 4.3: Desviación Estándar de la energía cinética de todos los fragmentos de fisión (MeV) en función de la masa atómica, datos tomados de la tabla A.1 y basados en el experimento del CBNM [21].

aleatoria de datos iniciales (ec. 3.2) a partir de los experimentales, es decir

$$\text{datos de entrada} \approx \text{datos simulados iniciales} \quad (4.1)$$

esto se muestra en las figuras 4.5 y 4.6 donde se incluyen además los primeros *datos simulados finales*.

A partir de esta primera aproximación tenemos un esbozo inicial de como pudieron haber sucedido los eventos de fisión en el mismo instante de su ocurrencia. Entonces, si en la figura 4.6 observamos los *datos finales simulados* y logramos de alguna manera hacer que estos (en verde) sean aproximadamente los mismos que los *datos experimentales* (en azul), el programa debería mostrarnos también los datos iniciales que dieron origen a esa configuración final, que proporcionaría una buena aproximación de la configuración experimental. De esta forma obtendríamos la distribución de masa y

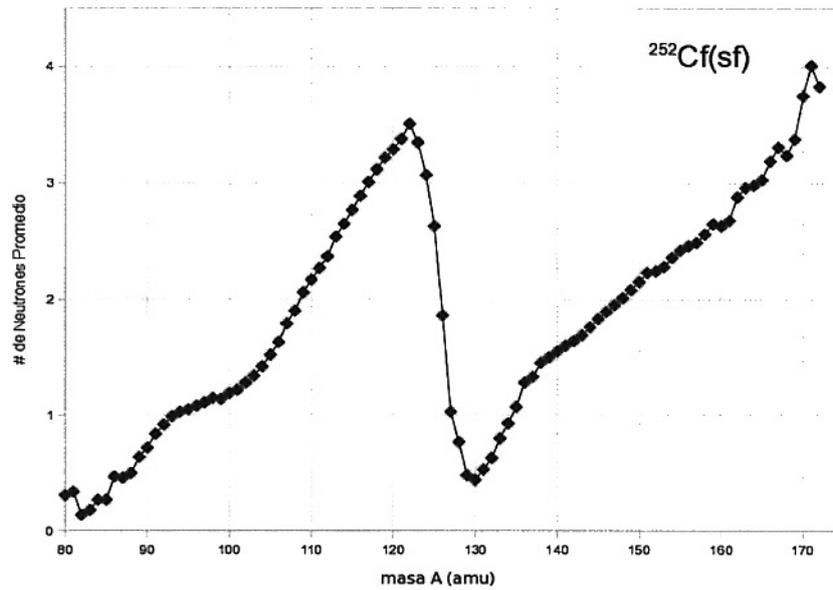
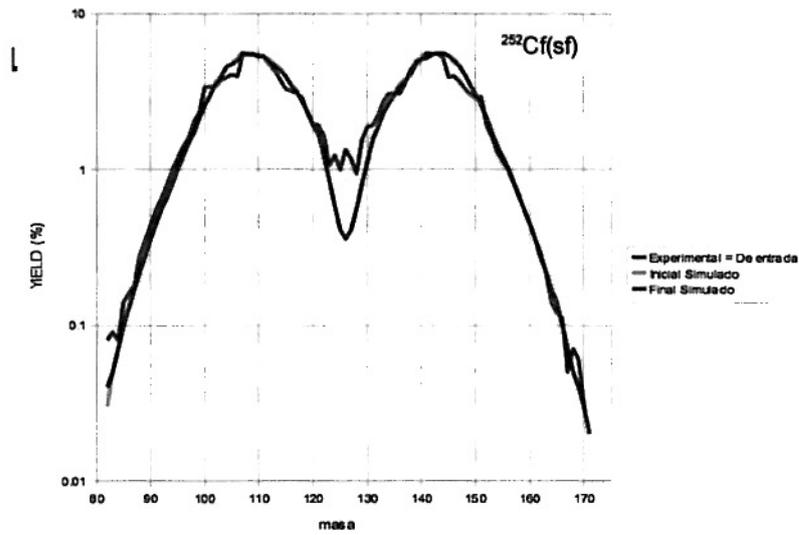


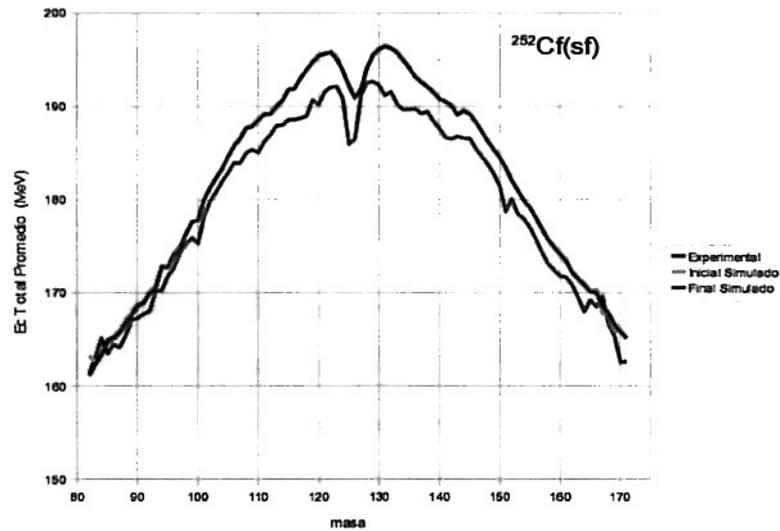
Figura 4.4: Número de neutrones promedio emitidos por todos los fragmentos fisionados en función de la masa atómica, datos tomados de la tabla A.1 y basados en el experimento del CBNM [21].

energía cinética primaria.

El proceso que seguimos fue el siguiente: a partir de los datos experimentales y los resultados obtenidos en la primera aproximación (figura 4.6) modificar los valores del rendimiento Y , es decir, la distribución de masas experimentales, manualmente. De manera que logremos un acercamiento entre los valores experimentales y finales, a continuación, de manera sucesiva, reducir la diferencia entre estos aumentando el acercamiento hasta lograr una aproximación lo mas cercana posible, a este método se le llamó *método de aproximaciones sucesivas manuales* y se explicará más detalladamente en la siguiente sección.



(a)



(b)

Figura 4.5: Resultados de la simulación de los parámetros de fisión Y y \bar{E} correspondientes al rendimiento porcentual y a la energía cinética total promedio respectivamente, los *datos experimentales* (en azul) como datos de entrada, coinciden casi exactamente con los *datos simulados iniciales* (en amarillo), es por ello que estos últimos casi no se observan. Los *datos simulados finales* (en verde) son nuestra primera aproximación a los resultados del experimento realizado en la referencia [21].

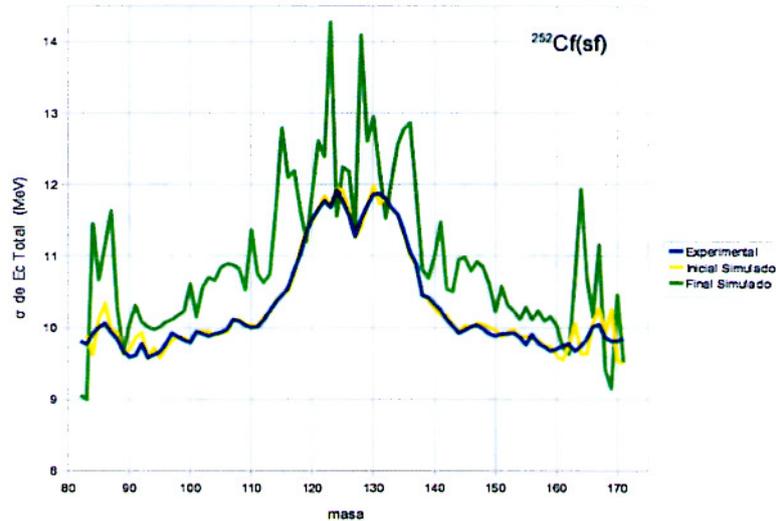
4.2. Método de aproximaciones sucesivas manuales

Partimos de la diferencia entre los *datos experimentales* del rendimiento porcentual de entrada YE y los *datos simulados finales* de rendimiento porcentual YF ($YF - YE$). En este primer paso los *datos de entrada* YD son iguales a los *datos experimentales*.

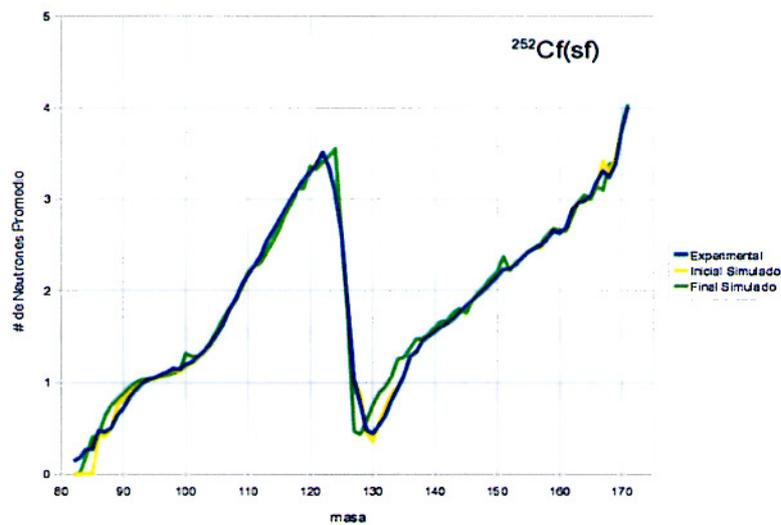
De la figura 4.7 podemos apreciar que, para un total de $\approx 2 \times 10^6$ eventos, donde los más probables, de acuerdo a la tabla A.1, abarcan, como máximo el 5,6% de fisiones producidas, existen diferencias de casi 1,5% de estas fisiones, lo cual distorsiona de manera significativa el estudio de nuestra distribución de masa. A continuación, modificamos *los datos de entrada* buscando reducir las diferencias que se muestran en la figura 4.7 bajo los siguientes criterios:

- I. Un núcleo de masa A puede, o no, emitir k neutrónes lo cual trae como consecuencia que después de la fisión existan núcleos A y núcleos $A - k$. De la misma forma, el núcleo $A + k$ puede, o no, emitir k neutrones con lo cual existirían, después de la fisión, núcleos $A + k$ y núcleos A .
- II. Este proceso se repite con diferentes valores de k para dar lugar a la generación de nuevos núcleos distribuidos de acuerdo a una contribución dependiente del valor de k , es decir, de si el núcleo emite neutrones o no, el valor de k define que tipo de núcleo es el que resulta después de la fisión.
- III. Entonces, un supuesto núcleo B con $k = 0$ reduciría la contribución hacia ciertos núcleos y si la reducción de esta contribución es mayoritaria para algún núcleo particular C , podríamos decir que la creación del núcleo C depende mayoritariamente de B .

Bajo el criterio anterior, podríamos usar esta *dependencia mayoritaria* para controlar manualmente la generación de los núcleos finales modificando los núcleos iniciales



(a)



(b)

Figura 4.6: Resultados de la simulación de los parámetros de fisión correspondiente a la desviación estándar y al número de neutrones promedio, los *datos experimentales* (en azul) como datos de entrada, coinciden casi exactamente con los *datos simulados iniciales* (en amarillo), es por ello que estos últimos casi no se observan. Los *datos simulados finales* (en verde) son nuestra primera aproximación a los resultados del experimento realizado en la referencia [21].

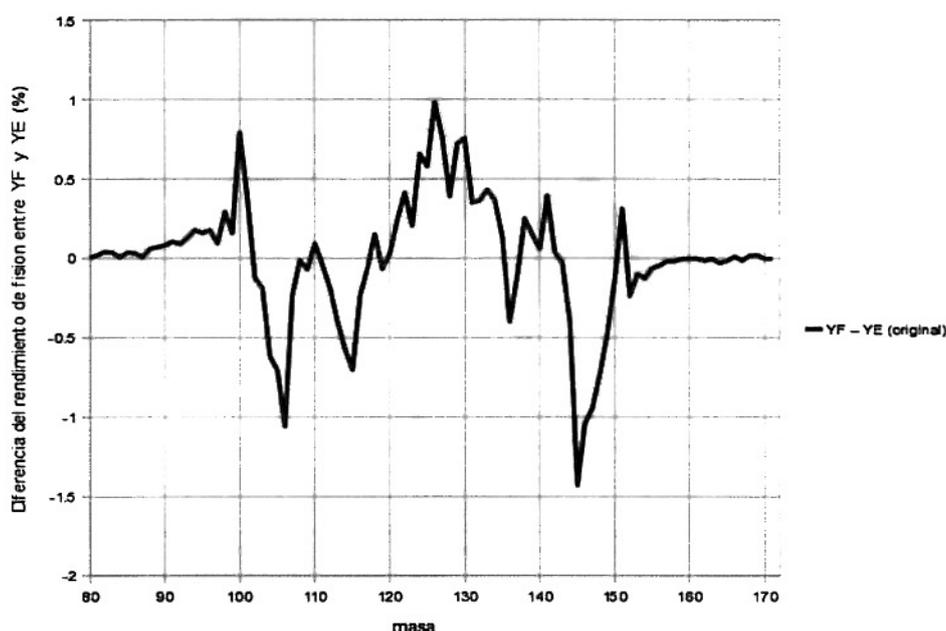


Figura 4.7: Diferencia del rendimiento de fisión entre los valores experimentales Y_E y los simulados finales Y_F , en el gráfico se observa que, tomando como referencia el 0 horizontal, que implica $Y_E = Y_F$ los valores positivos indican que $Y_F > Y_E$ y los valores negativos, que $Y_F < Y_E$.

(datos de entrada) de tal manera que la consecuente modificación en los núcleos finales reduzca la brecha entre *datos experimentales* y *datos simulados finales* que es nuestro objetivo.

Para comprobar la validez de nuestros criterios de aproximación se muestra en la figura 4.8 lo que ocurriría sobre un núcleo de masa 100. Podemos observar que para un valor de $Y_E(100) = 0$ (rendimiento de fisión igual a 0%), es decir, sin fisiones que produzcan núcleos con masa = 100, la diferencia $Y_F - Y_E$ decae de manera muy pronunciada para el núcleo de masa 99, es decir, se cumple el criterio III y la *dependencia mayoritaria* en el caso $Y_E(100) = 0$ recae sobre $m = 99$ es claro que también afecta a otros núcleos y a la misma masa $m = 100$ (de acuerdo con los criterios I

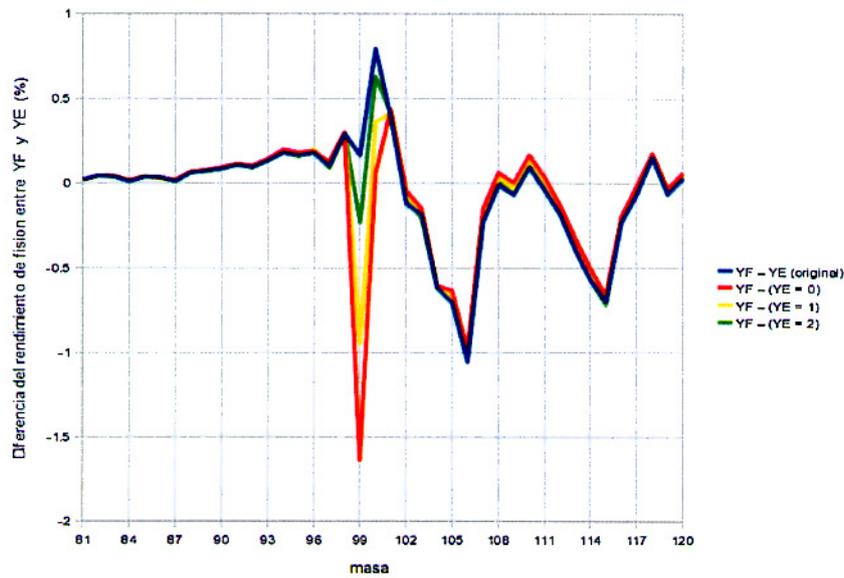


Figura 4.8: Diferencia entre los valores experimentales YE (con $YE(100)$, es decir, para la masa $A = 100$ y tomando los valores de rendimiento de fisión iguales a 0%, 1% y 2%) y los simulados finales YF , en el gráfico se observa que la dependencia mayoritaria corresponde a $m = 99$, donde el gran valor negativo implica que $YF < YE$, es decir, el valor de masa final a disminuido apreciablemente cuando $YE(100) = 0$.

y II esto tiene sentido ya que para $YE(100) = 0$ existen contribuciones de otros núcleos, porque de no ser así $YE(100)$ sería cero) pero su influencia no es tan apreciable, aún más, podemos apreciar que si aumentamos el valor de $YE(100)$ la diferencia se reduce y para $YE(100) = 2$ (rendimiento de fisión igual a 2%) la diferencia es casi cero. Es de esta manera que podemos proceder con las demás masas encontrando, primero sobre que núcleo recae la *dependencia mayoritaria* y luego modificando el valor de YE para reducir la diferencia $YF - YE$ en cada caso (YD sería el YE modificado sucesivamente). De esta manera, reducimos la diferencia inicial $YF - YE(\text{original})$ aproximando sucesivamente cada núcleo de manera que $YF - YE \approx 0$, en este punto, el valor de YD que era originalmente igual a YE se ha modificado apreciablemente.

Los gráficos obtenidos, producto de las distintas aproximaciones realizadas se muestran en la figura 4.9, donde $YF - YD$ corresponde a los valores que se han ido modificando para lograr las aproximaciones mas cercanas a un diferencia 0.

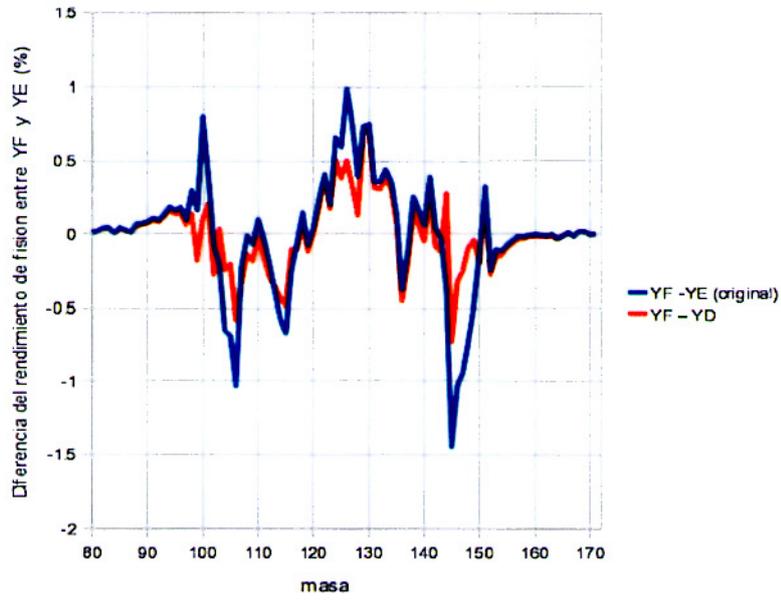
4.2.1. Distribución de masa primaria

El proceso de reducci3n de la diferencia $YF - YE$ realizado anteriormente nos proporcion3 *datos de entrada* YD diferentes a los valores iniciales (recordar que antes de los ajustes, los *datos de entrada* eran iguales a los *datos experimentales*). Cada ajuste realizado a los *datos de entrada* sobrevino en una consiguiente reducci3n de la diferencia $YF - YE$, como se puede ver en las figuras 4.9 donde 4.9a muestra el primer intento de ajuste y 4.9g muestra el mejor ajuste producto de las continuas aproximaciones sucesivas, es decir, el resultado final de los *datos de entrada* ahora es muy distinto al experimental y en consecuencia, como se explic3 en la secci3n 4.1, nos da la distribuci3n de masa primaria.

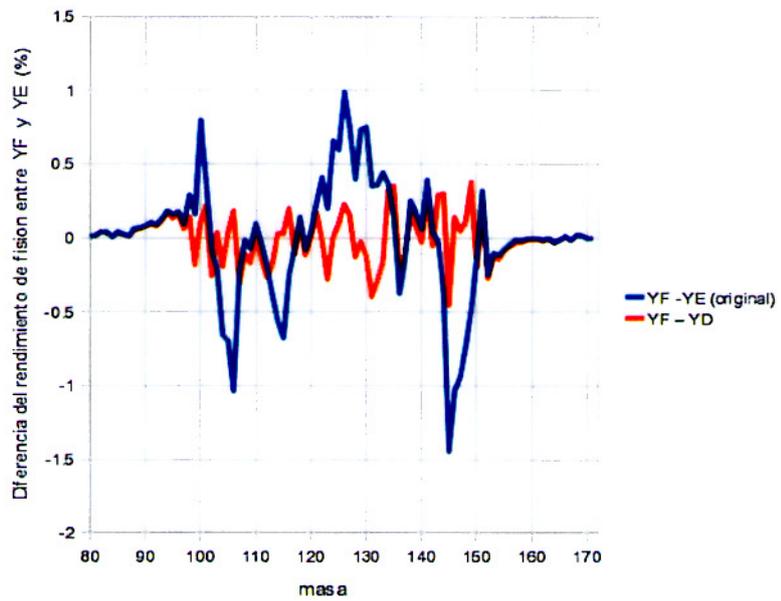
A continuaci3n, veremos la consecuencia de utilizar estos datos de entrada YD en nuestro programa. Los resultados se muestran en la figura 4.10 en la cual se observa una distribuci3n de masa primaria de entrada (en rojo) que nos da como resultado, despu3s de la simulaci3n, casi la misma distribuci3n experimental (distribuci3n de masa final \approx distribuci3n de masa experimental) confirmando nuestro an3lisis previo, realizado en la secci3n 4.1, como v3lido.

4.2.2. Distribuci3n de energ3a cin3tica primaria

En este caso tambi3n tenemos valores de entrada que inicialmente nos dan una distribuci3n de energ3a cin3tica que se puede apreciar en la figura 4.5b. Utilizamos el m3todo anterior para reducir la diferencia, en este caso, de *energ3a total final promedio*

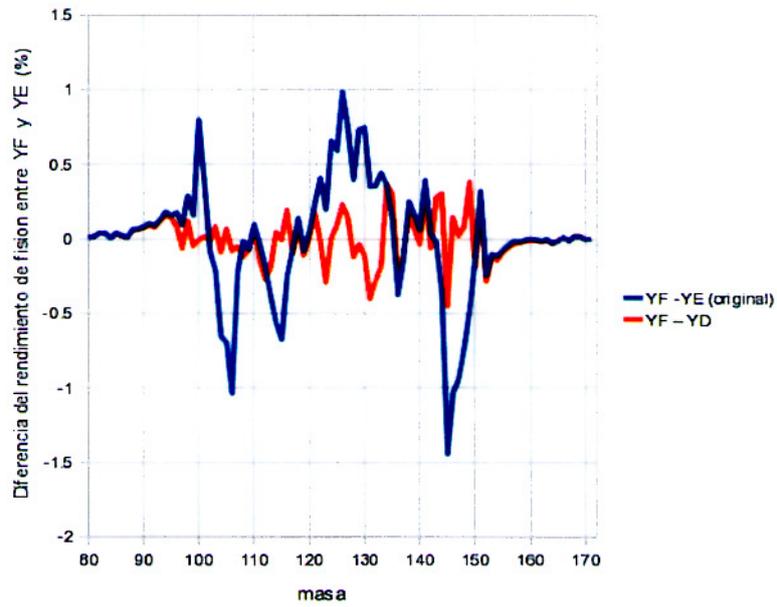


(a)

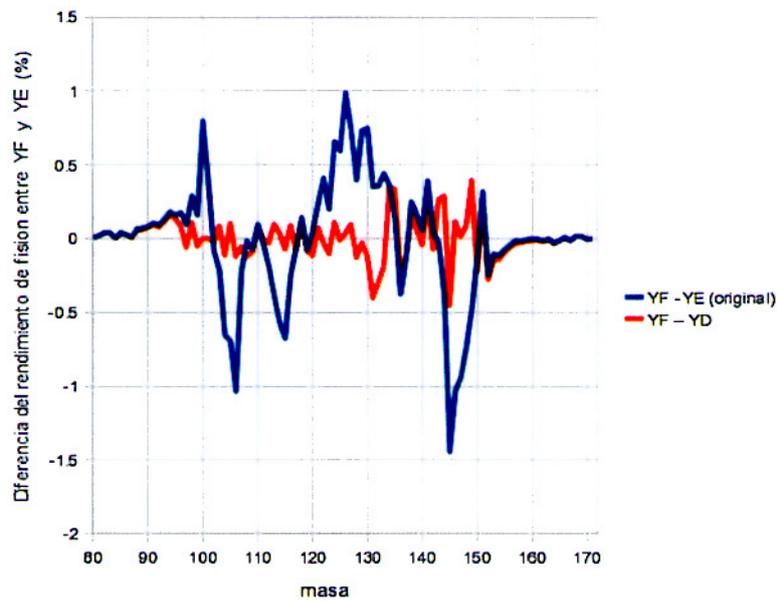


(b)

Figura 4.9

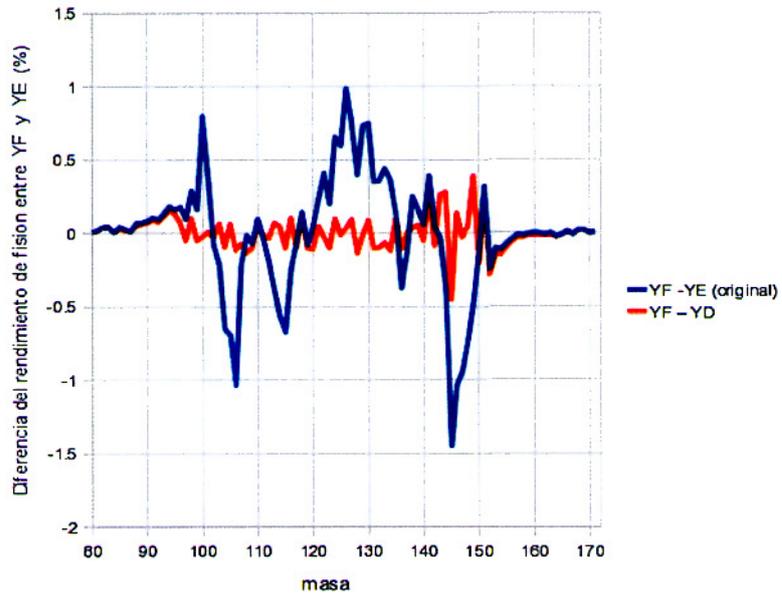


(c)

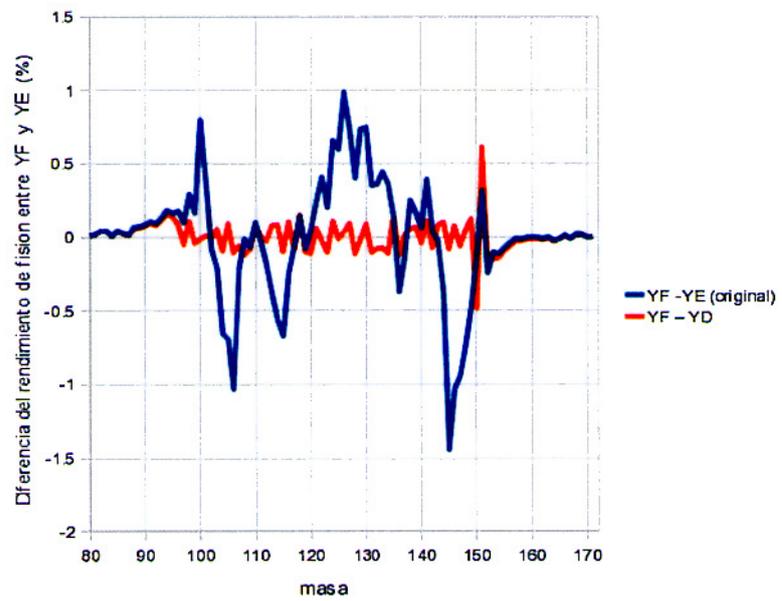


(d)

Figura 4.9

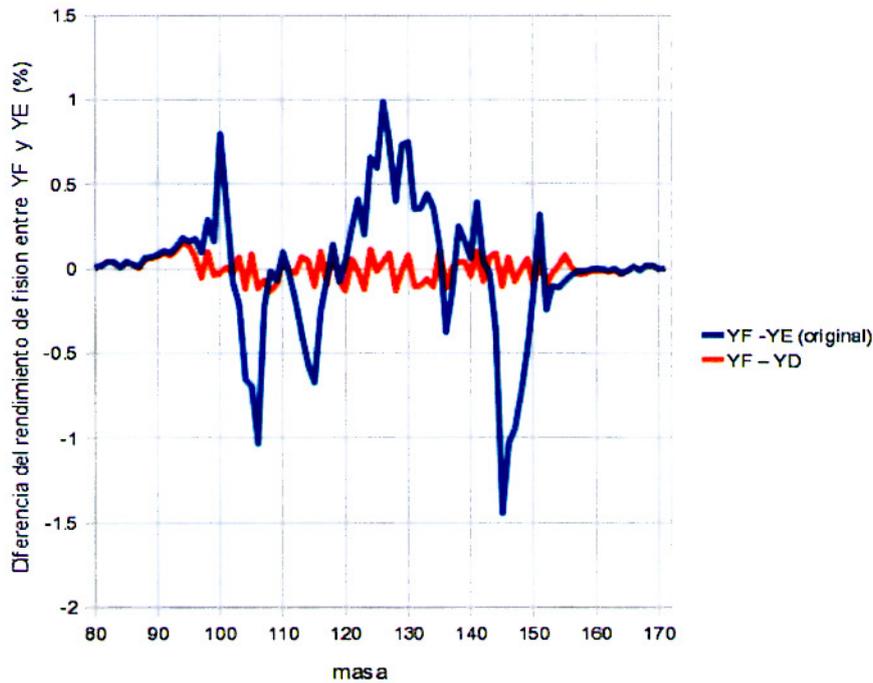


(e)



(f)

Figura 4.9



(g)

Figura 4.9: Resultado de las aproximaciones sucesivas donde se muestra la manera en que la diferencia $YF - YE$ se reduce finalmente a menos del 0,2% (los gráficos mostrados son sólo algunos de los más significativos ya que el proceso pasó por diversas etapas obteniendo la dependendencia mayoritaria núcleo por núcleo como se observa en la figura 4.8), $YF - YD$ corresponde a los valores que se han ido modificando para lograr las aproximaciones mas cercanas a un diferencia 0 ($YD = YE$ modificado).

($PETF$) - energía total experimental promedio ($ETPE$). La diferencia inicial $PETF - ETPE$ así como el resultado final de las aproximaciones sucesivas, se muestran en la figura 4.11

El objetivo final es el mismo que en el caso de las masas, reducir la diferencia para lograr una distribución de energía cinética primaria de manera que esta , aplicada como dato de entrada en el programa, nos de una distribución final lo mas cercana posible a la experimental. En la figura 4.12 se muestra el resultado del método en la obtención de la distribución requerida.

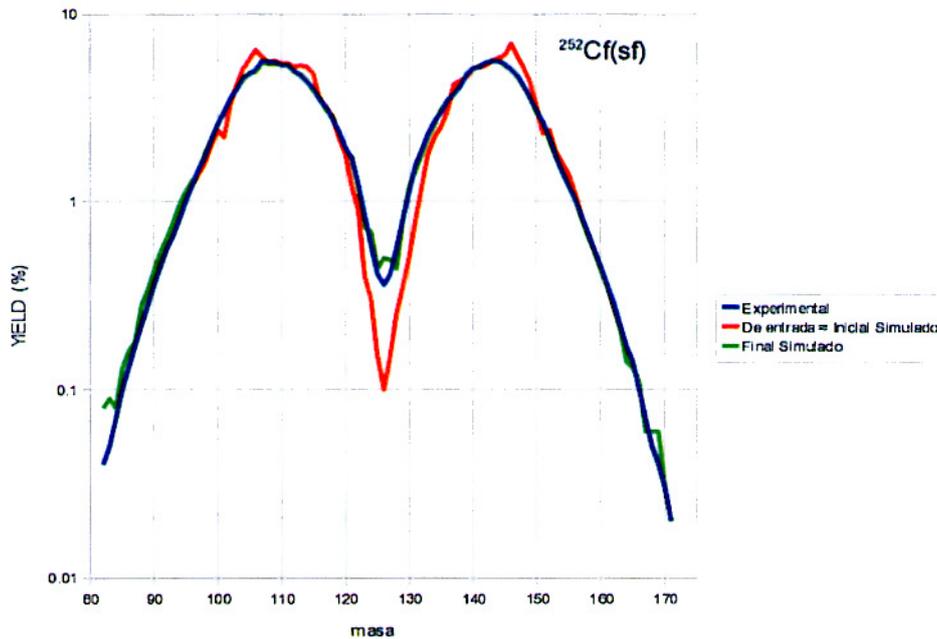


Figura 4.10: Distribución de masa primaria inicial (en rojo) como resultado de la aplicación del método de aproximaciones sucesivas manuales. Se observa que la distribución de masa final simulada (en verde) es casi igual que la experimental (en azul). La distribución de masa inicial simulada es casi la misma que la de entrada como ya se mencionó en 4.1.

4.2.3. Emisión de neutrones y Desviación Estándar (SD)

En la figura 4.13, mostramos el número de neutrones promedio inicial NI y final NF simulados. Obtenido mediante el bucle de generación aleatoria explicado en la sección C.1 y comparado a su vez con los valores experimentales $\bar{\nu}$ utilizados en la ecuación 3.14. Se observa que casi no hay mucha diferencia entre los neutrones iniciales (en el mismo instante de la fisión) y finales (los neutrones detectados), es decir estos valores experimentales bien pueden considerarse como los que realmente se obtienen durante la fisión del ^{252}Cf .

A continuación, en la figura 4.14 se muestran los resultados obtenidos por nues-

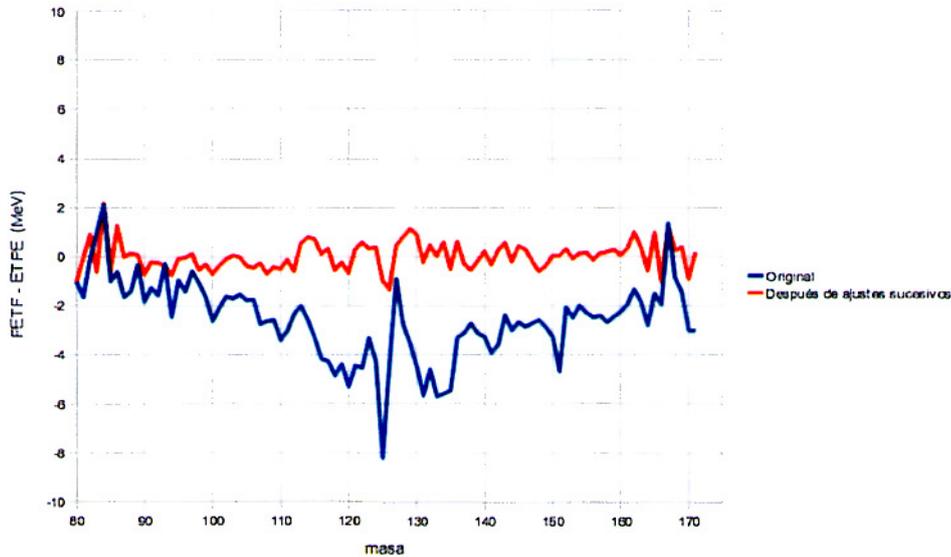


Figura 4.11: Aplicación del método de ajustes sucesivos manuales para reducir la diferencia inicial $PETF - ETPE$ (en azul). En rojo se muestra el resultado después de diferentes ajustes núcleo por núcleo.

tro programa para la desviación estándar de la energía cinética inicial $DETI$ y final $DETF$. Como se puede observar, la distribución simulada final de la desviación estándar presenta diversos picos, veremos ahora cual es la justificación de la existencia de estos.

Según el experimento en el cual se ha basado esta investigación, la desviación estándar presenta sendas estructuras compuestas de diversos picos a lo largo del rango de masas (80 a 172) como se ve en la figura 4.3, estos valores nos muestran que tanto se han alejado los valores de energía, obtenidos en la fisión, de los valores promedio de energía cinética total (ver la tabla A.1). Como se sabe, es la cantidad de neutrones emitidos, la que controla la energía final de los fragmentos de fisión (un fragmento que pierde más neutrones tendrá menos energía cinética final), entonces, siempre que el número de neutrones emitidos se aleje del promedio $\bar{\nu}$, al cual está asociado la $\bar{E}(A)$ (ver figura 3.1), se tendrá un mayor valor en la SD y , en consecuencia, la estructura

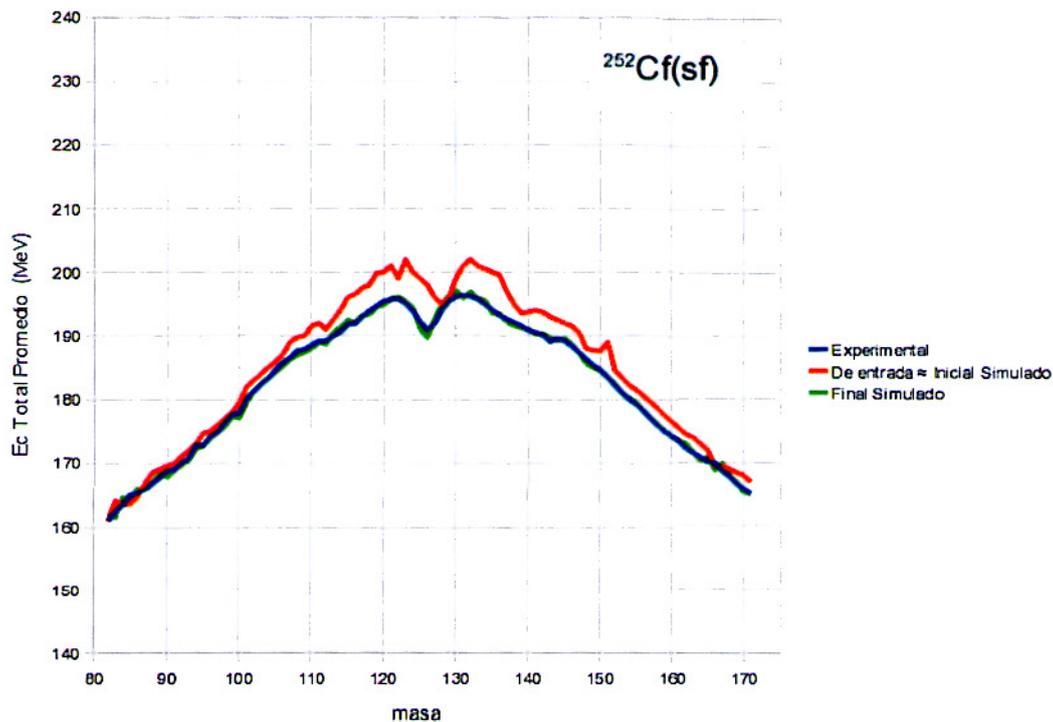


Figura 4.12: Aquí se observa el resultado de la distribución de energía cinética primaria obtenida según la diferencia reducida de la figura 4.11. La distribución de entrada (en rojo), obtenida después de los ajustes, hace que la distribución final (en verde) y la experimental (en azul) coincidan de manera tal que casi se superponen.

presentará picos mas elevados, en los cuales, la SD es mayor.

Veremos ahora si están todos estos picos asociados al proceso de fisión en si mismo o no. Esto porque, como sucede en cualquier arreglo experimental, los errores propios de los instrumentos de calibración o la toma de datos, pueden dar lugar al registro erróneo de valores de energía que derivarían en una errónea interpretación del proceso de fisión que se esta estudiando. Es por ello que, para descartar las estructuras que no corresponden al proceso físico en estudio simularemos nuestro experimento con un valor de entrada $\sigma_E(A) = \text{constante}$ en la SD de manera que si el resultado final nos

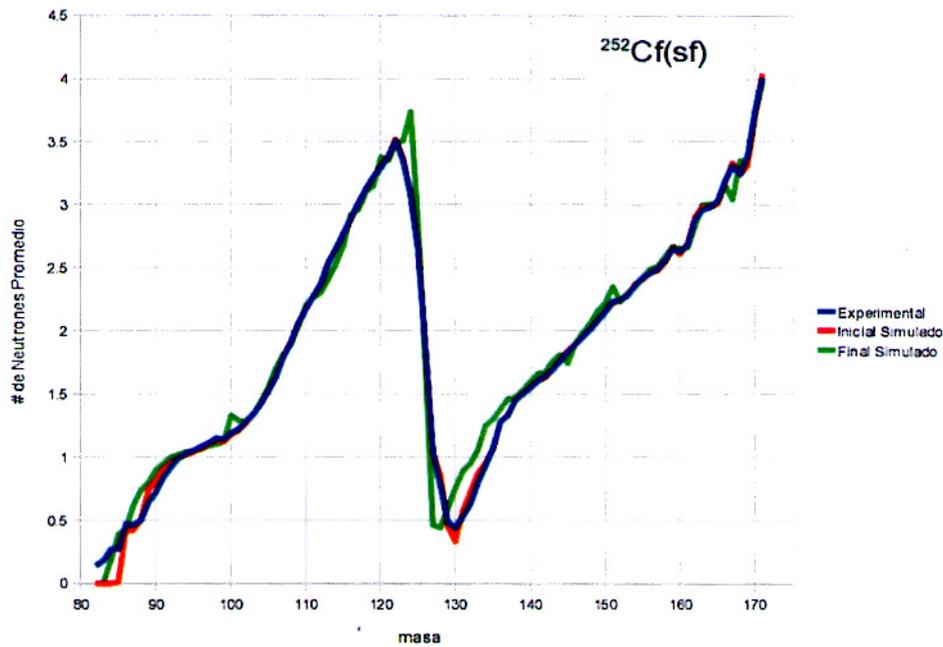


Figura 4.13: El número de neutrones promedio simulado, inicial NI y final NF , comparado con los datos experimentales de la tabla A.1(en azul).

demuestra la existencia de estructuras estas pueden atribuirse a los errores de medición experimental mas no al proceso de fisión que se esta simulando.

Los resultados de la simulación al aplicar un valor constante en la SD $\sigma_E = 9,5 \text{ MeV}$ se muestran en la figura 4.15 aquí podemos ver que los picos observados en la figura 4.14 se mantienen a lo largo de toda la distribución aun cuando el valor de entrada de la SD es el mismo para cada núcleo fisionado. De esta manera, podemos atribuir las estructuras obtenidas en el experimento de fisión a errores propios del proceso de medición y/o adquisición de los datos.

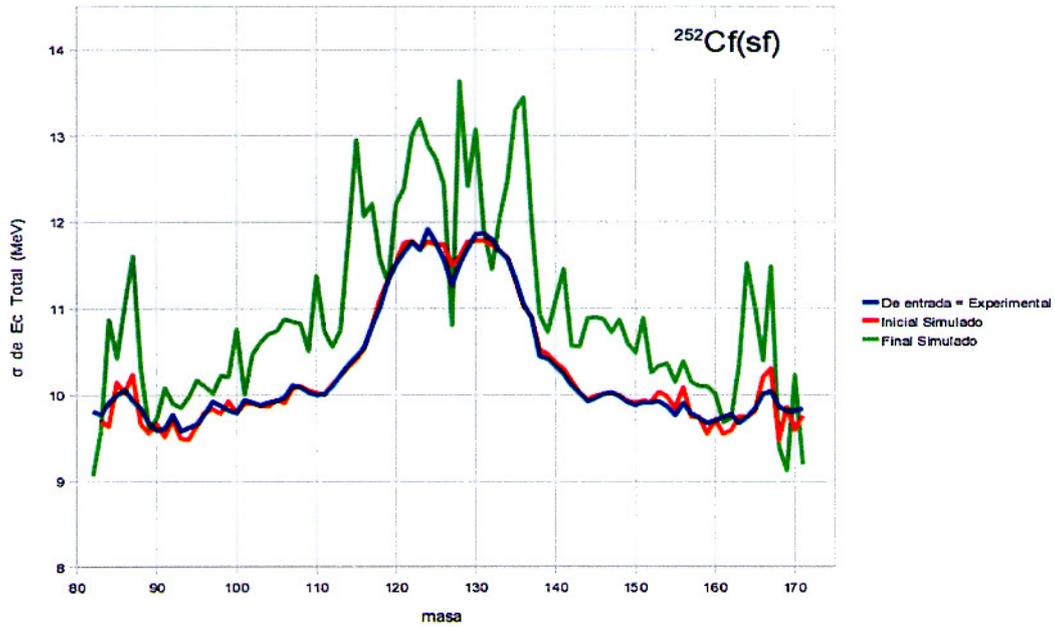


Figura 4.14: La desviación estándar SD obtenida, inicial $\sigma_E(A)$ y final $\sigma_e(m)$, comparado con los datos experimentales de la tabla A.1(en azul), nótese que los valores iniciales muestran una estructura con diversos picos.

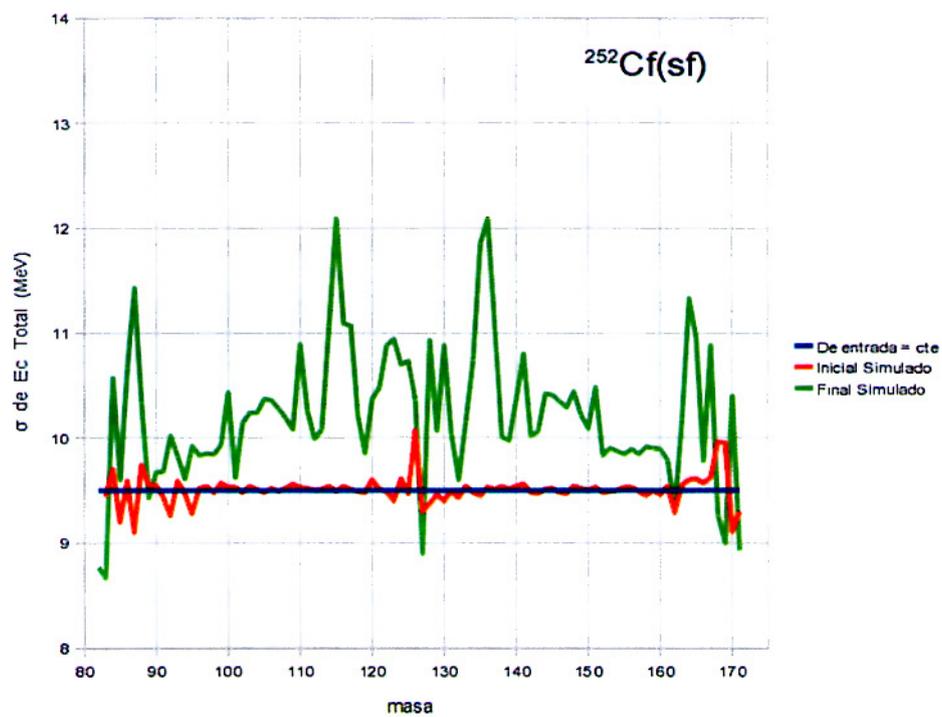


Figura 4.15: Simulación de la SD para un valor constante de entrada igual a $9,5 \text{ MeV}$, se observa que la distribución final con estructuras se mantiene aun con este valor constante inicial lo cual nos confirma que estos picos no se deben al proceso de fisión en estudio sino a errores propios del proceso de medición y adquisición de datos.

Capítulo 5

Conclusiones finales

En este trabajo hemos simulado las condiciones iniciales de la fisión del ^{252}Cf en lo que concierne a la distribución de masa, energía cinética promedio y la desviación estándar de la energía cinética (en función de la masa) como condiciones iniciales, es decir, antes de la emisión de neutrones.

Luego hemos aplicado un programa que considera la emisión de neutrones en un número tal que se logran simular los resultados experimentales [21] y los efectos que estos tienen en el cambio de la energía cinética de los fragmentos obteniendo así una distribución de la energía final de los fragmentos y también el rendimiento de la masa final.

Lo que hemos observado es que simulando una distribución de E_k iniciales con una desviación estándar constante ($\sigma_E = 9,5 \text{ MeV}$) vemos que los fragmentos finales después de la emisión de neutrones tienen una distribución en la E_k con una dispersión que se ensancha en la región de masas entre $A = 110$ y $A = 140$ del orden de 2 MeV siendo la inicial simulada de 10 MeV lo que coincide con el resultado experimental que tiene un ensanchamiento en la misma región. En conclusión podemos decir que este ensanchamiento no es resultado de la emisión de neutrones y no existe en la distribución inicial.

Esto es importante porque otros autores han visto que tal ensanchamiento podría haberse dado en la distribución inicial, por lo que buscaban explicaciones físicas de un ensanchamiento para el cual, a raíz de nuestras simulaciones, no se evidencia esta clase de interpretación.

Bibliografía

- [1] N. Bohr and J.A. Wheeler. *Phys. Rev.*, 56:426, 1939.
- [2] Amaldi U. and Kraft G. Radiotherapy with beams of carbon ions. *Rep. Prog. Phys.* 68 1861, 68(8):1861, 2005.
- [3] R. Vandenbosch and J.R. Huizenga. *Nuclear Fission (Academic, N.Y.)*, page 422, 1973.
- [4] E. Cheifetz, Z. Fraenkel, J. Galin, M. Lefort, J. Peter, and X. Tarrago. *Phys Rev. C2*, page 256, 1970.
- [5] H.R. Bowman, S.G. Thompson, J.C.D. Milton, and W.J. Swiatecki. *Phys. Rev.*, 126:2120, 1962.
- [6] M. Thoennessen, D.R. Chakrabarty, M.G. Herman, R. Butsch, and P. Paul. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2860.
- [7] U. Brosa, S. Grossmann, and A. Müller. *Z. Naturforsch.*, 41a:1141, 1986.
- [8] U. Brosa, S. Grossmann, and A. Müller. *Z. Phys.*, A325:241, 1986.
- [9] DOE Fundamentals Handbook. *Nuclear Physics and reactor Theory*. U.S. Department of Energy, Washington, D.C., 1993.

- [10] Y. A. Akovali. Nuclear data sheets. *National Nuclear Data Center - Brookhaven National Laboratory*, 87(249), 1999.
- [11] H.C. Britt. *Proceedings of Symposium on Physics and Chemistry of Fission 1979 (IAEA, Vienna)*, I:3, 1980.
- [12] Nuclear Fission. *Great Soviet encyclopedia*. The Gale Group, 3rd edition, 1970 - 1979.
- [13] K. Petrzhak and G. Flerov. Spontaneous fission of uranium. *J. Phys. URSS*, 3:275, 1940.
- [14] E. Brown and R. Firestone. *Table of Radioactive Isotopes*. John Wiley & Sons, New York, 1986.
- [15] P. Demetriou, M. Samyn, and S. Goriely. Microscopic calculations of spontaneous fission life-times and neutron-induced fission cross sections. *AIP Conference Proceedings*, 704(1):540–545, 2004.
- [16] M. Brack, Jens Damgaard, A. S. Jensen, H. C. Pauli, V. M. Strutinsky, and C. Y. Wong. Funny hills: The shell-correction approach to nuclear shell effects and its applications to the fission process. *Rev. Mod. Phys.*, 44(2):320–405, 1972.
- [17] S. Nilsson, C. Tsang, A. Sobczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I. Lamm, P. Möller, and B. Nilsson. On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements. *Nuclear Physics A*, 131(1):1–66, 1969.
- [18] Instituto Balseiro. Física de reactores. Apuntes de Curso, 2008.
- [19] S. Glasstone and A. Sesonske. *Ingeniería de reactores nucleares*. Reverté, 1990.

- [20] W.N. Cottingham and D.A. Greenwood. *An introduction to nuclear physics*. Cambridge [Cambridgeshire], 2d ed. edition, 2001.
- [21] C. Budtz-Jorgensen and H.-H. Knitter. Simultaneous investigation of fission fragments and neutrons in ^{252}cf (sf). *Nuclear Physics*, A490:307–328, 1988.
- [22] D. C. Madland and J. R. Nix. Simultaneous investigation of fission fragments and neutrons in ^{252}cf (sf). *Nuclear Science Engineering*, 81:213–217, 1982.
- [23] U. Brosa. Multimodal fission and neutron evaporation. *Phys. Rev. C*, 38(4):1944–1947, 1988.
- [24] Yu. Pyatkov. Preliminary results of experiment aimed at searching for collinear cluster tripartition of ^{242}pu . In M. G. Itkis J. Kliman and Scaron. Gmuca, editors, *Dynamical Aspects of Nuclear Fission*, pages 248–258, November 2008.
- [25] M. Beresova, J. Kliman, L. Krupa, A. A. Bogatchev, O. Dorvaux, I. M. Itkis, M. G. Itkis, S. Khlebnikov, G.Ñ. Kniajeva, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, V. Lyapin, I. V. Pokrovsky, W. Rubchenia, L. Stuttge, W. Trzaska, and D. Vakhtin. Manifestation of average γ -ray multiplicity in the fission modes of ^{252}cf (sf) and the proton - induced fission of ^{233}pa , ^{239}np and ^{243}am . In Scaron. Gmuca J. Kliman, M. G. Itkis, editor, *Dynamical Aspects of Nuclear Fission*, pages 271–280, November 2008.
- [26] Nicholas Metropolis and S. Ulam. The monte carlo method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(247):335–341, 1949.
- [27] M. Montoya, I. Lobato, and J. Rojas. *Rev. Mex. Fis.*, 54 (6):440–445, 1986.
- [28] W. E. Burcham. *Nuclear physics; an introduction [by] W. E. Burcham*. Longman [London], 2d ed. edition, 1973.

- [29] L.W. Alvarez. The production of collimated beams of monochromatic neutrons in the temperature range 300 – 10k. *Phys. Rev.*, 54(8):609–617, Oct 1938.
- [30] Ch. Straede, C. Budtz-Jorgensen, and H. H. Knitter. $^{235}\text{U}(n, f)$ fragment mass-, kinetic energy- and angular distributions for incident neutron energies between thermal and 6 mev. *Nuclear Physics A*, 462(1):85 – 108, 1987.
- [31] N. Nifenecker, C. Signarbieux, R. Babinet, and J. Poiton. *3rd IAEA Symp. on the physics and chemistry of fission*, 2:117, 1973.
- [32] The gfortran team. *Using GNU Fortran*. Free Software Foundation, 51 Franklin Street - Boston (USA), 2007.