



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ANALISIS DE DATOS DE FUSION-
EVAPORACION PARA EL SISTEMA

$^{28}\text{Si} + ^{29}\text{Si}$.

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
F I S I C O
P R E S E N T A I
HUMBERTO MANUEL BERDEJO RAMIREZ

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE

Agradecimientos.	i
Dedicatorias.	iii
Capítulo I. Fusión, evaporación y uso de modelos estadísticos.	1
1. Introducción.	1
2. Sección eficaz de fusión y fusión de iones pesados.	2
3. Modelos estadísticos en reacciones de iones pesados.	14
4. La densidad de niveles nucleares.	16
5. Modos de decaimiento	24
5.1 Decaimiento γ .	24
5.2 Emisión de nucleones y cúmulos.	25
5.3 Fisión.	26
5.4 La razón total de decaimiento.	27
6. Cálculos en los modelos de evaporación.	28
6.1 El formalismo de Hauser-Feshbach.	28
6.2 El código CASCADE.	31
Capítulo II. Descripción y uso del programa LILITA-Monte Carlo.	33
1. Introducción.	33
2. Aproximación en la evaluación de la fórmula de Hauser-Feshbach.	33
3. El método Monte Carlo y el orden en los cálculos.	39
4. Evaporación sucesiva y competición de rayos γ .	41
5. El parámetro de densidad de niveles de FGLD.	42
6. Archivos de entrada de LILITA.	43
7. Modificaciones realizadas al programa LILITA.	45

Capítulo III. Ajuste con el programa LILITA de los datos
de fusión- evaporación para el sistema $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. 48

1. Introducción.	48
2. Valores de entrada de LILITA.	51
3. Análisis con la opción de T.D. Newton	54
4. Análisis con la opción de Gilbert-Cameron.	57
5. Análisis para ALMAS = 0.20.	62

Capítulo IV. Secuencias de evaporación para el sistema $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ y
últimos ajustes con el programa LILITA. 71

1. Introducción.	71
2. Secuencias de evaporación.	73
3. Cierre del canal de decaimiento $^{44}\text{Ti}(3A)$.	83
4. Funciones de excitación.	86
5. Análisis en las energías de excitación.	94
6. Ajuste con AID dependiente de la energía.	113

Conclusiones.	119
Apendice A. Tablas de secciones eficaces.	124
Apendice B. Espectros de evaporación.	132
Referencias.	135

CAPÍTULO I : FUSIÓN, EVAPORACIÓN Y USO DE MODELOS ESTADÍSTICOS.

1. Introducción.

Las reacciones de fusión han sido motivo de interés para muchos investigadores desde la década de los sesentas con la llegada de los aceleradores Vann de Graaff-Tandem. Este interés es debido por un lado, a que en las reacciones de fusión se da uno de los más drástico rearrreglos que un sistema multicuerpo nuclear puede experimentar, y por otro lado está relacionado con la posibilidad de producir nuevos núcleos que no se encuentran de manera natural como son los núcleos superpesados. El núcleo compuesto producido en la reacción esta generalmente altamente excitado y busca deshacerse de su energía por medio de decaimientos gamma o emisión de partículas ligeras como pueden ser neutrones, protones y partículas α , o en caso de núcleos muy pesados por medio de fisión. En estos modos de decaimiento y en los modelos estadísticos que nos ayudan a explicarlos se centra el objetivo principal de este trabajo de tesis. A la fecha los modelos estadísticos de reacciones nucleares y estructura nuclear reciben una amplia aplicación en el análisis de datos de reacciones de iones pesados, y se han convertido en una importante herramienta para la explicación de los productos provenientes del decaimiento del núcleo compuesto. En el transcurso de este capítulo haremos una breve revisión de las ideas más relevantes que nos ayuden a entender el proceso de fusión de iones pesados así como también trataremos las ideas básicas sobre las que están contruidos los modelos estadísticos que se usan para explicar los datos experimentales del proceso de evaporación subsecuente a la fusión de iones pesados.

2. Sección eficaz de fusión y fusión de iones pesados.

En experimentos de bombardeos de núcleos blanco por partículas, una idea útil para entender la probabilidad de que la partícula incidente y el núcleo blanco interactúen nos la da el concepto de sección eficaz. La sección eficaz se puede pensar como el área que presenta el núcleo blanco a la partícula incidente para que una reacción particular pueda suceder (Fig. 1.1). La unidad de medida para secciones eficaces es el barn (b) (1 barn = 10^{-28} m²). En las reacciones nucleares dos tipos de procesos pueden presentarse y así se habla, de la sección eficaz de dispersión σ_{disp} y la sección eficaz de absorción σ_{abs} . En este contexto entendemos la palabra *absorción* como aquella que incluye todos los procesos excepto la dispersión sin pérdida de energía (elástica). La expresión usual para calcular la sección eficaz para algún proceso de absorción puede escribirse de la siguiente manera,

$$\sigma = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}(E) P_{\ell}(E) \quad (1.1)$$

donde λ es la longitud de onda asintótica de la función de onda asociada a la partícula incidente, ℓ es el momento angular orbital, y los $T_{\ell}(E)$'s representan los coeficientes de transmisión del modelo óptico, y $P_{\ell}(E)$ es la probabilidad de que un tipo de reacción en particular ocurra. Si se toma una aproximación de corte rápido ("sharp cut-off"), para los T_{ℓ} 's de la siguiente manera,

$$T_{\ell} = \begin{cases} 0, & \ell > \ell_0 \\ 1, & \ell \leq \ell_0 \end{cases} \quad (1.2)$$

donde ℓ_0 representa el momento angular más alto de la función de onda de la partícula incidente, y además se toma $P_{\ell}(E) = 1$, se

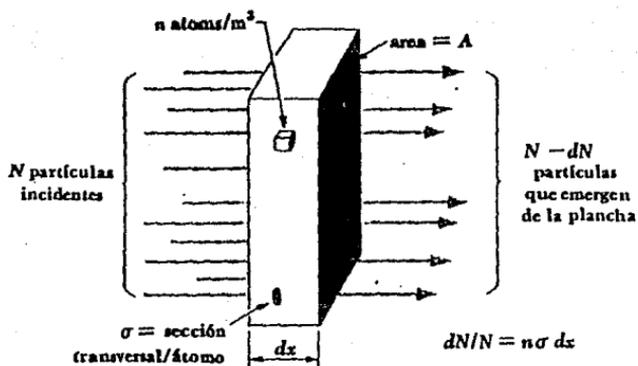


Figura 1.1.- Representación gráfica de la sección eficaz (sección Transversal), que presenta un átomo a un haz de partículas incidentes. Tomado de A. Beiser, Conceptos de Física Moderna, Mc Graw-Hill, p.419(1977).

obtiene para la ecuación (1.1),

$$\sigma = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_0} (2\ell + 1) = \pi \lambda^2 (\ell_0 + 1)^2 \quad (1.3)$$

Las secciones eficaces de absorción y dispersión no son independientes. Si hay absorción debe de haber dispersión sin embargo, lo inverso no es cierto. A la suma de σ_S y σ_A se le conoce como sección eficaz total σ_T . Uno de los procesos de absorción de mayor interés es el proceso de fusión. La sección eficaz de fusión nos da la probabilidad de que la partícula incidente sea capturada por el núcleo blanco para así formar el núcleo compuesto. Las secciones eficaces pueden representarse en función de la energía, a estas funciones se les conoce como funciones de excitación (Fig. 1.2).

Cualitativamente se puede entender el proceso de fusión en términos de una interacción entre fuerzas conservativas y disipativas. Cuando los núcleos involucrados en la reacción están muy próximos entre sí, sienten una interacción núcleo-núcleo. Si éstos se ponen en contacto pueden suceder primero reacciones periféricas como son excitaciones inelásticas y transferencia de partículas simples, dando lugar a reacciones más violentas que pueden convertir la energía cinética en excitaciones intrínsecas del núcleo resultante (Mo80). Esto clásicamente puede verse como una fricción. Si la energía que pierde el núcleo incidente es suficientemente grande, éste puede ser atrapado por el pozo de potencial creado en la reacción e interaccionar con el núcleo blanco un tiempo suficientemente grande para permitir la formación del núcleo compuesto. El núcleo compuesto no tiene memoria de como ha sido formado, puesto que los nucleones se encuentran mezclados sin tener en cuenta su origen y la energía que aporta el núcleo incidente se reparte entre todos ellos.

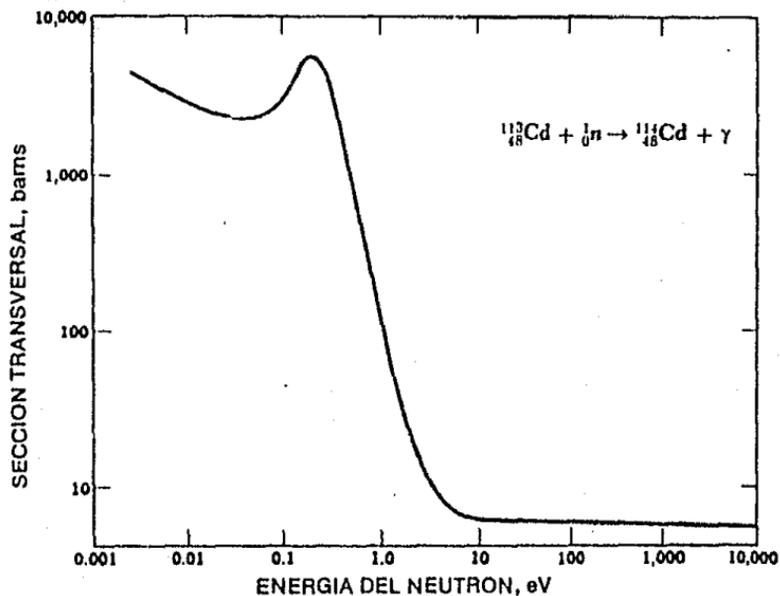


Figura 1.2.- Función de excitación para la reacción ${}^{113}_{48}\text{Cd} + {}^1_0\text{n}$.

Tomado de A. Beiser, Conceptos de Física Moderna,
Mc Graw-Hill, p.419(1977).

Para explicar las características de la sección eficaz de fusión observadas experimentalmente existen varios modelos basados en una superficie de energía potencial y el movimiento colectivo de los núcleos. Como el objetivo principal de este trabajo no es el de explicar el proceso de fusión sino el proceso subsecuente cuando el núcleo compuesto decae por medio de la emisión de partículas ligeras, sólo haremos una breve descripción de estos modelos.

Para calcular las secciones eficaces de fusión para energías abajo de la barrera, se supone que los efectos de fricción tienen lugar fuera de esta. Se asume que el momento angular l_0 y la energía de centro de masas E_{CM} de la partícula bombardeada se va perdiendo en pasos Δl y ΔE , y desaparecen en el momento que alcanza la barrera, obteniéndose para este caso una expresión para la sección eficaz de fusión dada por (Mo84),

$$\sigma_f = \pi R_B^2 \left[1 - \frac{V(R_B)}{E_{CM}} \right] \quad (1.4)$$

donde R_B es el radio de la barrera y $V(R_B)$ es el valor del potencial núcleo-núcleo en R_B . Gutbrod (Gu73), fue el primero en encontrar los valores de los parámetros R_B y $V(R_B)$ ajustando los datos experimentales a la ecuación (1.4) y da para éstos,

$$R_B = 1.128A^{1/3} + 2.009A^{-1/3} - 1.5A^{-1} \text{ (fm)}$$

$$V(R_B) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_B} \quad (1.5)$$

Si se hace una revisión cuidadosa de los datos a energías abajo de la barrera puede verse por ejemplo (Fig. 1.3), que las secciones eficaces medidas son en general mayores a las predichas por la ecuación (1.4). Esta diferencia es debido a una penetrabilidad mecánico-cuántica de la barrera a energías abajo de

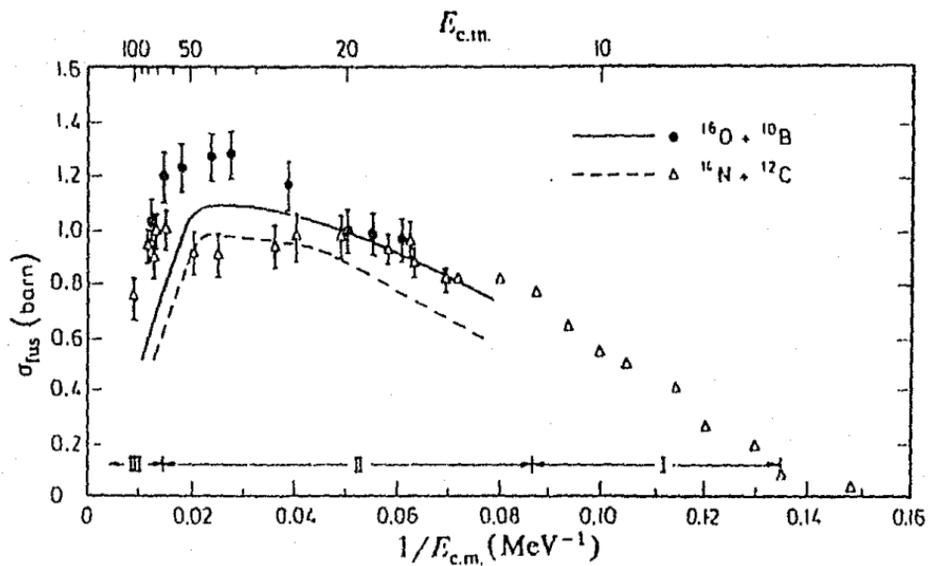


Figura 1.3.- Secciones eficaces obtenidas para las reacciones $^{16}\text{O} + ^{10}\text{Be}$ y $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$. Los círculos y los triángulos representan los resultados obtenidos experimentalmente. Tomado de U. Mosel, Plenum Press, New York & London (1984), Vol. 2, p. 10.

$V(R_n)$. Wong (Wo73), obtiene una generalización para obtener la sección eficaz de fusión reemplazando los coeficientes de transmisión de la ecuación (1.1), por los correspondientes a una barrera parabólica, incluyendo así algunos efectos de penetración de barrera.

Birkenlund y Huizenga (Bi78, Bi79), criticaron estos resultados ya que asumen que la energía y el momento angular se pierden antes que R_n sea alcanzada. Esta suposición no es del todo correcta, ya que las reacciones periféricas que aparecen en primer lugar se deben a una alta energía relacionada con la partícula incidente. Ellos obtienen una solución completa para encontrar una expresión de la sección eficaz utilizando un modelo de trayectoria clásica (Fig. 1.4). El modelo consiste de un tratamiento derivado de disipación que contiene una fricción radial y tangencial como factores. En estos cálculos las trayectorias de los núcleos están dadas como una función del tiempo. Si una trayectoria queda atrapada en el pozo de potencial núcleo-núcleo el evento queda especificado como de fusión. Los momentos angulares máximos ℓ_0 de las ondas parciales que son atrapadas son determinados y así las secciones eficaces de fusión pueden ser obtenidas al resolver las ecuaciones de movimiento del modelo de la gota de líquido propuestas por Randrup (Ra78a, Ra78b), sustituyendo el valor de ℓ_0 en la ecuación (1.3).

Quizas el modelo más sencillo para explicar las secciones eficaces de fusión para energías arriba de la barrera Coulombiana sea el modelo de distancia crítica. La curva de σ_f arriba de la barrera (región III de la Fig. 1.5), refleja el hecho de que no toda onda parcial puede fusionarse. El modelo de distancia crítica (Ga74, Ba74, G174, G175), postula la existencia de una distancia crítica R_c en la cual dos núcleos pueden llegar a fusionarse. Todo núcleo que alcanza esta distancia será atrapado por el pozo de potencial núcleo-núcleo. En este modelo la fusión se describe en términos de la distancia de dos masas puntuales con un

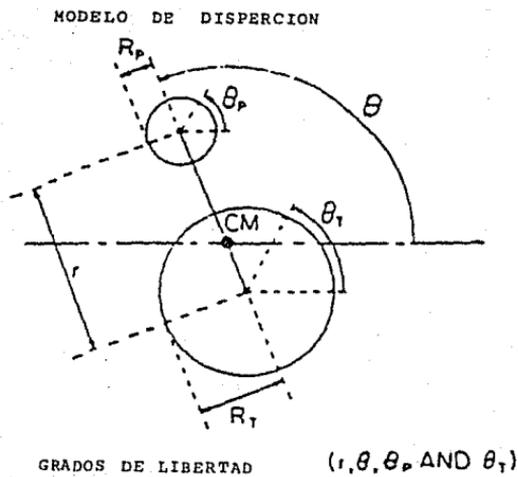


Figura 1.4.- Modelo de trayectoria clásica utilizado por Birkenlund y Huiizenga, para explicar el concepto de sección eficaz. Tomado de J.R. Birkenlund, Physics Rep., 56:3 (1979).

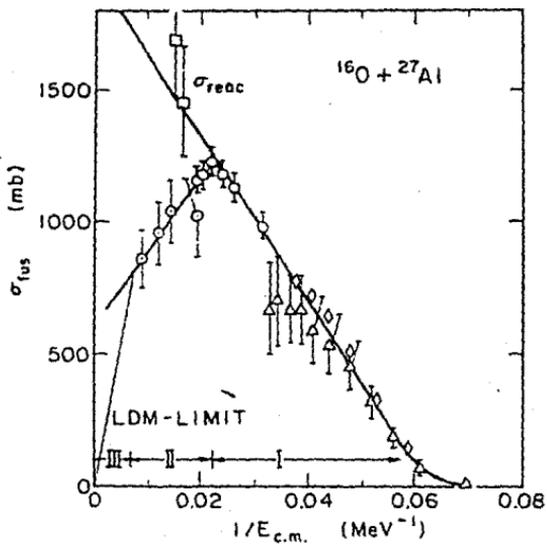


Figura 1.5.- Sección eficaz de fusión para la reacción $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$. Tomado de U. Mosel, Treatise on Heavy-Ion Science, (D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, -- New York & London(1984), Vol.2,p.8.

acoplamiento a otros grados de libertad hasta que R_c sea alcanzada, en este punto se asume que existe una fricción infinita que es lo que lleva a los dos núcleos a fusionarse. La expresión para la sección eficaz de fusión en este modelo es muy similar a la de la ecuación (1.4),

$$\sigma_f = \pi R_c^2 \left[1 - \frac{V(R_c)}{E_{CM}} \right] \quad (1.6)$$

A los modelos mencionados anteriormente se les conoce como modelos de canal de entrada. Aunque estos modelos dan un razonable ajuste a los datos experimentales, ellos muestran discrepancias entre sí cuando comparaciones más detalladas son realizadas. Es bien conocido por ejemplo, que la sección eficaz de fusión máxima para $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ y $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$ en donde a pesar que el núcleo compuesto formado en la reacción difiere solo por un número de masa atómico, existe una diferencia de 150 mb (Ha78, Co78). Otra diferencia más notoria puede verse en la conducta de las reacciones $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ y $^{16}\text{O} + ^{10}\text{Be}$, en las que ambas llevan al mismo núcleo compuesto (Fig. 1.3). Estas diferencias no pueden ser explicadas por medio de los modelos de canal de entrada. Harar (Ha78), hace notar que estas diferencias pueden ser explicadas en términos de la línea de YRAST. La línea de YRAST nos indica el momento angular total máximo que puede poseer un núcleo antes de desintegrarse. Si la línea de YRAST limita el número de ondas parciales que pueden fusionarse entonces un momento angular crítico l_c puede ser identificado con el espín de la línea de YRAST y uno tiene la relación,

$$E_{l_c}^* = E_{CM} + Q = \frac{I(I+1)}{2J^2} \quad (1.7)$$

donde J es el momento de inercia de la línea de YRAST. Sustituyendo esta expresión en la ecuación (1.3) se tiene,

$$\sigma_f = \frac{\pi J}{\mu} \left[1 - \frac{Q}{E_{CM}} \right] \quad (1.8)$$

donde μ es la masa reducida del sistema. Ya que Q es positivo y $V(R_c)$ negativo esta forma es muy parecida a la ecuación (1.6). Sin embargo, las secciones eficaces que se obtienen de la ecuación (1.8), son muy grandes. Harar (Ha78), sugiere entonces sumar una banda de energía calorífica ΔQ a la energía rotacional de la ecuación (1.7), cambiando la ecuación (1.8) a la forma,

$$\sigma_f = \frac{\pi J}{\mu} \left[1 - \frac{Q + \Delta Q}{E_{CM}} \right] \quad (1.9)$$

Aunque en el caso de las reacciones $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ y $^{16}\text{O} + ^{10}\text{Be}$ (Fig. 1.3), las funciones de excitación son sorprendentemente diferentes, estas diferencias desaparecen si los datos son graficados como una función de $E^{\frac{1}{2}}(I_c)$ (Fig. 1.6), lo que relaciona el valor Q de la reacción con estas diferencias. La misma observación es cierta para un gran número de combinaciones blanco-proyectil que llevan a un mismo núcleo compuesto.

Es obvio que la verificación de los efectos de la línea de YRAST, dependen del conocimiento de ésta para el núcleo compuesto. Desafortunadamente los estados de YRAST en la región de masas de núcleos pesados no son conocidos más allá de $I \approx 10$, lo que limita a este modelo.

Los modelos discutidos anteriormente emplean una descripción macroscópica del proceso. En ellos se eligen ciertos grados de libertad que se consideran los más importantes y junto con un cierto número de hipótesis específicas como pueden ser el tomar a la fricción como factor o condiciones sobre los momentos angulares son de importancia para llegar a una expresión para la sección

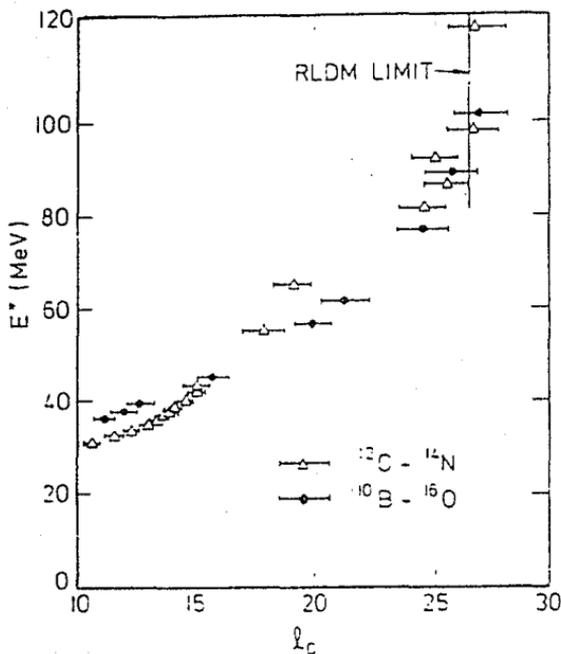


Figura 1.6.- Gráfica de $E^*(l_c)$ vs. l_c para las reacciones $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$ y $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ al tomar en cuenta los efectos de la línea de YRAST. Tomado de U. Mosel, *Treatise on Heavy-Ion Science*, (D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, New York & London (1984), Vol. 2, p. 21.

eficaz. Por otro lado, las formulaciones de los modelos de canal de entrada y el modelo de la línea de YRAST, son mutuamente exclusivos así que, los dos mecanismos no pueden competir dinámicamente.

Debido a esto es muy deseable tener una descripción del proceso de fusión que este libre de estos inconvenientes y en la cual el sistema multicuerpo nuclear pueda ser seguido dinámicamente. Una descripción de este tipo la proporciona la Teoría de Hartree-Fock dependiente del tiempo (TDHF), (Da84).

3. Modelos estadísticos en reacciones de iones pesados.

Los conceptos y modelos estadísticos han sido usados para entender al núcleo y sus reacciones con otros núcleos desde el comienzo de la Ciencia Nuclear. El núcleo es un sistema multicuerpo complejo el cual si le damos un pequeño aumento en su energía de excitación, puede experimentar muchas configuraciones diferentes. Es decir, la densidad de estados mecánico-cuánticos se incrementa rápidamente con la energía de excitación. En bombardeos de núcleos blanco por partículas, el núcleo compuesto formado en la reacción puede tener una gran densidad de estados posibles a los que puede decaer. Debido a esta complejidad los modelos estadísticos se vuelven esenciales para la comprensión y predicción de muchos fenómenos nucleares.

Los modelos estadísticos asumen que todos los diferentes modos de decaimiento son igualmente posibles y esta probabilidad está gobernada por factores de penetración de barrera y por la densidad de estados finales. La probabilidad de que un decaimiento particular ocurra es inversamente proporcional al número total de posibles decaimientos. Esta suposición estadística cuando se combina con las leyes de conservación y el principio del balance

detallado lleva a un modelo para el cálculo de secciones eficaces promedio.

La Física Nuclear comenzó con pruebas de iones ligeros y neutrones, por lo que el desarrollo de los modelos estadísticos fue influenciado fuertemente por el tipo de datos experimentales obtenidos en las reacciones. Este desarrollo proviene de dos temas distintos pero no independientes, los estudios de estructura nuclear y reacciones nucleares. El estudio de estructura nuclear involucra la caracterización de muchos niveles cerca de la energía de separación de un neutrón en términos de la distribución de sus espaciamientos (distribución Wigner) y anchuras (distribución Porter-Thomas). la variación con la energía de excitación de la densidad de niveles fue descrita por las propiedades estadísticas de fermiones no interactivos.

Al estudio de reacciones nucleares concierne el análisis de datos de secciones eficaces en términos de un modelo estadístico para la formación y decaimiento del núcleo compuesto. Los modelos desarrollados por Bethe, Weiskopf y Ewing entre 1937 y 1940 fueron suficientes para explicar la mayoría de los datos experimentales adquiridos en las siguientes dos décadas. Estos modelos basados en la hipótesis de independencia de Bohr para la formación y decaimiento del núcleo compuesto, carecen sin embargo de una consideración directa de momento angular y paridad. Estos defectos fueron remediados en 1952 por Hauser y Feshbach.

La llegada de haces de iones pesados en la década de los 50's trajo consigo un nuevo fenómeno y una necesidad de nuevas aplicaciones de los modelos estadísticos. La introducción de grandes aumentos de momento angular asociados con las grandes masas del proyectil tuvo muchas consecuencias. Procesos que pueden disipar momento angular como son la emisión de partículas α , cúmulos y fisión ganaron importancia. No solamente el núcleo compuesto sino también el núcleo residual que se obtiene después

que la evaporación fue completada fueron objeto de estudio. Nuevas preguntas tenían que ser contestadas acerca de la conducta del núcleo bajo la acción de fuerzas centrífugas intensas y acerca de como la estructura nuclear podría reflejarse en los productos de decaimiento.

Con la incorporación del momento angular en la expresión de densidad de niveles nucleares y en la teoría de reacciones nucleares compuestas, los modelos estadísticos fueron en cierta forma ajustados para el análisis de reacciones inducidas por iones pesados. El comienzo de la década de los 60's vió las primeras aplicaciones de la teoría del núcleo compuesto en la evaporación de núcleos compuestos formados por la fusión de iones pesados. Los resultados no solamente fueron alentadores, sino sorprendentemente buenos considerando que una de las aproximaciones básicas hechas en la derivación de la fórmula de Hauser-Feshbach fue violada por la naturaleza fuertemente absorbente de los iones pesados.

La gran cantidad de canales de salida posibles que pueden ser poblados en las reacciones de iones pesados requieren de mejores programas de cómputo para la predicción y análisis de los productos de decaimiento del núcleo compuesto. La emisión de rayos gamma y la fisión nuclear fueron incluidos en los modelos como procesos competitivos. El estudio de efectos de momento angular sobre la multiplicidad de rayos γ y la probabilidad de fisión tuvieron una interpretación significativa en la década de los 60's y continúa hasta hoy en día. Entre los años de 1965 y 1975 una gran cantidad de comparaciones con los datos proporcionados por los modelos estadísticos para estructura nuclear y reacciones nucleares se realizaron. Hoy los modelos estadísticos encuentran una amplia aplicación fuera del área para la cual fueron desarrollados originalmente.

4. La densidad de niveles nucleares.

En un vistazo rápido a cualquier compilación de esquemas de niveles nucleares (Fig. 1.7), se puede ver que la densidad de niveles se incrementa rápidamente al aumentar la energía de excitación. También es aparente que la densidad de niveles varía marcadamente cerca del estado base dependiendo del número par o impar de neutrones y protones, la vecindad de una capa cerrada, y la naturaleza esférica o deformada del núcleo. La exactitud para predecir los productos de decaimiento de un núcleo excitado requiere de la habilidad no sólo de describir estas variaciones en la densidad de niveles con la energía de excitación sino también de extrapolar la densidad de niveles dentro de regiones de energía de excitación, momento angular, y forma nuclear para las cuales se tiene poco conocimiento experimental. Por tal razón la caracterización de la densidad de niveles es en gran parte fenomenológica. Un modelo teórico básico y simple puede proveer la dependencia de energía y momento angular en términos de parámetros que pueden ser ajustados para proporcionar una aproximación a las densidades de niveles conocidas.

Existen tres métodos para obtener la densidad de niveles de una partícula simple. El primero y más antiguo, que se denomina *aproximación termodinámica* usa las técnicas matemáticas de la mecánica estadística (Be36). Una función que es la que contiene toda la información estadística necesaria, es escrita en términos de los niveles de partícula simple. Cuando la densidad de niveles de partícula simple tiene propiedades básicas la solución es analítica. En el segundo método un gran número de cálculos para determinar todas las combinaciones y maneras en que la energía de excitación y momento angular se reparte en un número restringido de nucleones excitados y orbitales posibles se realiza (Gr67, Hi69, Wi72, Hi74). Estos dos métodos parten de la misma base, los niveles de partícula simple, y difieren solamente en los métodos matemáticos usados para obtener la densidad de niveles. La aproximación combinatorial es más exacta cuando la densidad de

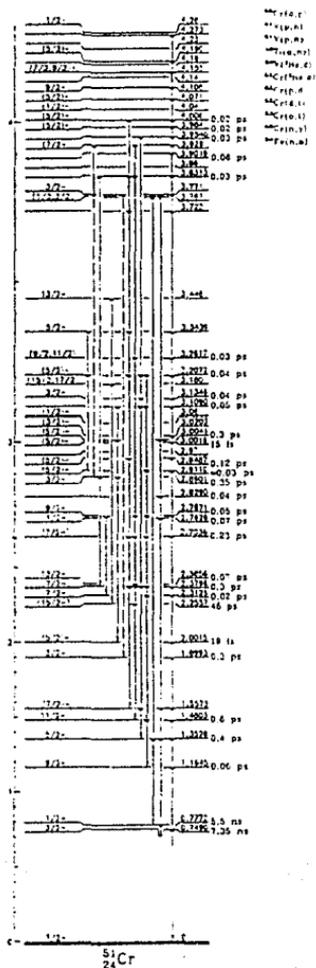


Figura 1.7.- Esquema de densidad de niveles para el ^{51}Cr . Tomado de C.M.Lederer, Table of Isotopes 7th. edition, John Wiley & Sons Inc., p.141.

niveles es más baja, por ejemplo, cerca de la línea de YRAST. El tercero y más reciente método introducido, de distribuciones espectrales, usa la observación de que las densidades de estados del modelo de capas son muy parecidas a una Gaussiana y sólomente los momentos angulares más bajos del Hamiltoniano nuclear son necesarios para describirla (Ch71, Gi73, Ay74).

La distribución de niveles de partícula simple más sencilla posible que se puede hallar es aquella en que los niveles están igualmente separados por una energía ρ^{-1} Mev (Fig. 1.8.a). Esta representa una excelente aproximación a un sistema de partículas no interactuantes; por ejemplo, un gas de Fermi, en el cual el espaciamiento de niveles de partícula independiente decrece con la raíz cuadrada de la energía (Hu72). La densidad de estados para un gas de dos componentes en este modelo equidistante es,

$$\omega(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp\{2(\alpha E)^{1/2}\}}{E^{5/4} \rho^{1/4}} \quad (1.10)$$

donde $\alpha = \pi^2 \rho / 6$ y ρ es la suma de las densidades de niveles de partícula simple para protón y neutrón de un gas de Fermi, evaluada en la superficie de Fermi (Hu72). A las expresiones del tipo de la ecuación (1.10) se le conoce como densidad de niveles de gas de Fermi.

Borh y Mottelson dan una exposición muy útil de la aproximación hecha en la derivación de esta fórmula y de los significados físicos de las cantidades que involucra (Bo69). Resumiendo esta discusión la ecuación (1.10) es válida sobre el rango $\epsilon_F \ll E \ll A^{1/3} \epsilon_F$, donde $\epsilon_F \approx 3.7$ Mev es la energía de Fermi y $A = Z + N$ el número de nucleones. La temperatura nuclear T definida por,

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \omega}{dE} \quad (1.11)$$

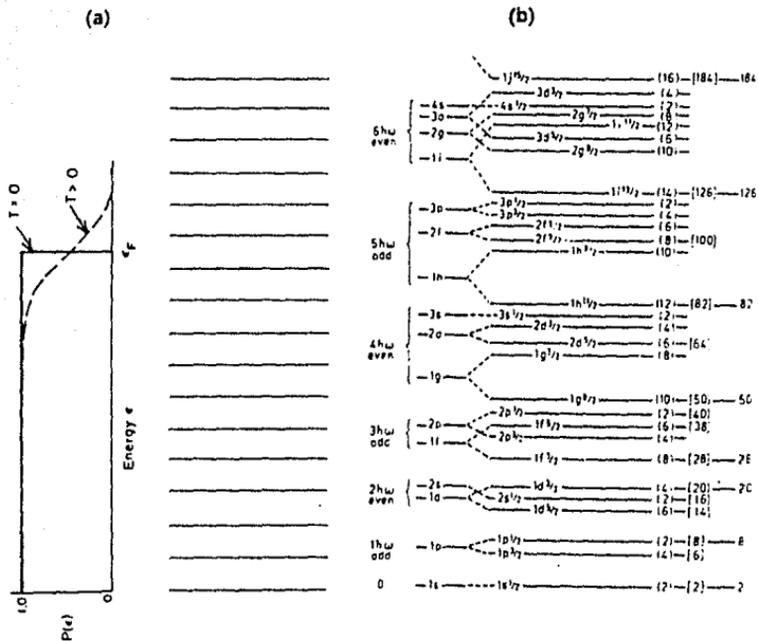


Figura 1.8.- Distribución de densidad de niveles. a) Espaciamento uniforme. b) Espaciamento no uniforme. Tomado de R.G. Stokstad, Treatise on Heavy-Ion Science, (D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, New York & London(1984), Vol.3, p.89.

está dada por,

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\alpha}{E} \right)^{1/2} - \frac{5}{4E} \quad (1.12)$$

y es la región alrededor de la energía de Fermi en la cual el número de ocupación promedio de un orbital difiere substancialmente de 1 a 0 (Fig 1.8.a). También T es la energía promedio por nucleón excitado. A la temperatura nuclear T una temperatura termodinámica o estadística t , puede definirse por la relación $t \equiv dS/dE$ donde S es la entropía. En el límite de grandes energías de excitación, $\rho E \gg 1$, la temperatura termodinámica $t = \langle E/\alpha \rangle^{1/2}$ y T son iguales. El número promedio de nucleones removidos del estado base para este caso es $n_{ex} \approx \rho t$.

Va que $\alpha \approx E/T^2$, el argumento de la exponencial, que es el factor principal que gobierna la dependencia de ω con la energía, es proporcional a E/T . Se tiene que la densidad de niveles en bajas energías puede ser descrita por la expresión,

$$\rho(E) = C \exp(E/T) \quad (1.13)$$

en donde T y C son constantes. La ecuación (1.13) es comunmente llamada fórmula de temperatura constante. En la Fig. 1.9 se muestra un ejemplo de esto para el ^{20}Ne .

En general, las densidades de estados para paridad negativa y positiva del momento angular se suponen como iguales. En muchos cálculos de modelo estadístico y ciertamente en aquellos que involucran reacciones de iones pesados, la densidad de niveles para un momento angular dado puede ser conocida. Bohr y Mottelson (Bo69), dan una fórmula de densidad de niveles para un momento angular dado y ambas paridades, $\pm \pi$:

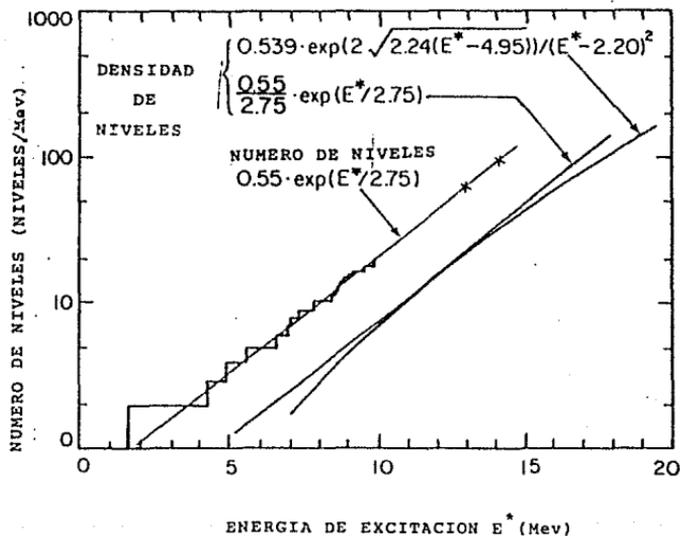


Figura 1.9.- Densidad de niveles obtenida al utilizar la fórmula de temperatura constante para el ^{20}Ne . La fórmula de temperatura constante se muestra como la línea recta. La expresión de gas de Fermi se muestra como la línea curva. Tomado de R. G. Stokstad, *Treatise on Heavy-Ion Science*, (D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, New York & London (1984), Vol.3, p.91.

$$\rho(E) = \frac{2I+1}{12} \sqrt{a} \left[\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \right]^{3/2} \frac{1}{(E-E_{rot})^2} \exp\left\{2\left[a(E-E_{rot})\right]^{1/2}\right\} \quad (1.14)$$

donde $E = (\hbar^2/2\mathcal{I})I(I+1)$ es la energía rotacional y \mathcal{I} es el momento rígido de inercia. La ecuación (1.14) difiere de las usadas por otros autores (La65, Gi70, Hu72), en que la energía rotacional es restada en el denominador también como en el argumento de la exponencial. Sin embargo la ecuación (1.14) sólo es válida para $E \gg E_{rot}$ por lo que podemos escribir,

$$\begin{aligned} \exp\left[2\left[a(E-E_{rot})\right]^{1/2}\right] &\approx \exp\left[2(aE)^{1/2}\right] \exp\left[-\frac{E_{rot}}{E}\right] \\ &= \exp\left[2(aE)^{1/2}\right] \exp\left[-\frac{I(I+1)}{2\sigma^2}\right] \end{aligned} \quad (1.15)$$

donde σ^2 es el factor "cut-off" de espín. Esta última ecuación es la más frecuentemente usada. Hay que hacer notar que,

$$\rho(E) \propto \frac{\exp\left[2(aE)^{1/2}\right]}{E^2} \quad (1.16)$$

corresponde a la densidad de niveles con espín 0.

Como se mencionó anteriormente sólo unos cuantos niveles de partícula simple en la vecindad de la superficie de Fermi, contribuyen a la densidad de niveles. Por lo tanto el mayor efecto de capa que se podría esperar en energías de excitación moderadas es una variación del parámetro g (o α) cuando se agregan nucleones y la localización de la superficie de Fermi se mueve de regiones de densidad de partícula simple bajas en números mágicos a regiones de densidad de partícula simple alta en núcleos a mitad de capa. La transición de un espaciado uniforme a uno no uniforme como el dado en el modelo de capas (Ma55), es ilustrado

en las figuras 1.8.a y 1.8.b. En promedio a puede variar con el número de nucleones A , pero puede mostrar grandes desviaciones de este promedio cerca de las capas cerradas. Dado un núcleo particular A , con superficie de Fermi E_F , el espaciamento de los niveles de partícula independiente puede ser no muy uniforme y la dependencia de $\rho(E)$ puede diferir de las expresiones (1.10) y (1.13). Ciertos tipos de espaciamentos no uniformes producen una dependencia con la energía semejante a la ecuación (1.10) en altas energías de excitación E , excepto cuando ésta se reemplaza por una energía de excitación $E^* = E - \Delta$ (Ka66). El valor de Δ es positivo para un núcleo cerca de una capa cerrada y es negativo para un núcleo a mitad de capa. Si a y Δ son considerados parámetros que pueden ser ajustados para un núcleo dado, puede ser posible reproducir aproximadamente la dependencia de ω con la energía.

5. Modos de decaimiento.

Los modos de decaimiento son clasificados de acuerdo al tipo de radiación emitida o al tipo de productos obtenidos. Podemos considerar el decaimiento de rayos γ , la emisión de nucleones (n o p), y la fisión nuclear. Es conveniente considerar para el cálculo de la probabilidad de un decaimiento dado las *razones parciales de decaimiento* (decaimientos por segundo), para los diferentes canales o modos. Estas razones pueden convertirse en probabilidades normalizadas si se conoce el número total de decaimientos o el número total de canales abiertos.

5.1 Decaimiento γ .

Cuando tenemos un núcleo excitado este busca deshacerse de su energía de excitación por medio de la emisión de radiación electromagnética para llegar a su estado base. A este tipo de

radiación se le conoce como radiación gamma γ .

La razón promedio con la cual un conjunto de núcleos con energía de excitación inicial entre el intervalo E_i y $E_i + dE$, momento angular J_i y densidad de niveles $\langle E_i, J_i \rangle$, emite radiación gamma de energía E y multipolaridad λ para producir núcleos con energía final entre E_f y $E_f + dE$ y momento angular j puede ser descrita por (Sa67, Gr67),

$$R(E_i, J_i; E_f, j) dE = \left[C_\lambda \langle \epsilon_\gamma \rangle \right]_A \left[\epsilon_\gamma^{2\lambda+1} \right]_B \left[\frac{\rho(E_i, J_i)}{\rho(E_f, j)} \right]_C dE \quad (1.17)$$

donde el factor A representa a un elemento de matriz intrínseco cuadrado promedio que puede tener alguna dependencia con $\epsilon = E_i - E_f$. El siguiente factor B, proviene del límite de longitud de onda larga $\lambda_\gamma / R_{\text{nuc}} \gg 1$, que causa que la razón de emisión se incremente rápidamente con la energía del rayo gamma ϵ_γ . El tercer factor C, representa la razón de las densidades iniciales y finales. Los momentos angulares J_i y j están relacionados por $\bar{J} = \bar{\lambda} + \bar{j}$.

5.2 Emisión de nucleones y cúmulos.

Un núcleo compuesto formado en una reacción de fusión está generalmente altamente excitado y decae por medio de la emisión de partículas preferentemente. Si se considera un conjunto de núcleos con energía E_i a $E_i + dE$ y momento angular J_i , que emite una partícula μ con energía cinética ϵ , espín s , momento angular l y producen lo que se conoce como *núcleo hijo* con energía de excitación entre E_f y $E_f + dE$ y espín j . El promedio de la razón de emisión sumada sobre los momentos orbitales es (Th64),

$$R_\mu(E_i, J_i; E_f, j) dE = \frac{1}{\Lambda} \sum_{s=|J_i-s|}^{J_i+s} \sum_{l=|J_i-s|}^{J_i+s} T_l(\epsilon) \frac{\rho(E_f, j)}{\rho(E_i, J_i)} dE \quad (1.18)$$

donde $\bar{S} = \bar{j} + \bar{s}$ es el canal de espín (el acoplamiento espín-orbita (Sa67), no es considerado). Las energías E_i y E_f están relacionadas por $E_i = E_f + S_\mu + \epsilon$, donde S_μ es la energía de separación para una partícula tipo μ . El término $T_\ell(E)$ se refiere a los coeficientes de transmisión del modelo óptico.

La cantidad T_ℓ incorpora los efectos de Coulomb V_C , las barreras centrifugas V_ℓ , y el potencial nuclear V_N en el cálculo de la probabilidad para la emisión de una partícula. Si en la superficie nuclear $V_C + V_\ell + V_N \leq \epsilon$, entonces $T_\ell \geq 1/2$. Para ϵ muy abajo de la barrera $T_\ell \rightarrow 1$.

Cuando el núcleo compuesto esta en estados de momento angular altos éste decae preferentemente por la emisión de partículas α (o por medio de fisión en casos de núcleos muy pesados), mientras que en estados con momento angular bajo decae por medio de protones o neutrones.

5.3 Fisión.

El decaimiento por fisión puede ser tratado de una manera análoga al decaimiento de partículas ligeras. Una buena aproximación para la razón de decaimiento de fisión está dada por (St84),

$$R_f(E_i, J_i; E_f, j) dE \sim \frac{2J_i + 1}{h} \frac{\rho(E_f, j)}{\rho(E_i, J_i)} dE \quad (1.19)$$

donde

$$E_f = E_i - E_B(J_i) - \epsilon^* \quad (1.20)$$

donde $E_B(J_i)$ es la barrera de fisión que depende explícitamente del momento angular y ϵ^* es la energía cinética del núcleo compuesto en el momento en que éste comienza a fisionarse. La energía E_f en este caso no se ve como la energía final sino como

la energía del estado de transición en el momento en que el núcleo compuesto se fractura.

5.4 La razón total de decaimiento.

La razón total promedio $R(E_i, J_i) dE$ con la cual los niveles (E_i, J_i) decaen es la suma total de todas las razones de decaimiento posibles. Esta puede ser sumada para cualquier modo de decaimiento como sigue,

$$R_{\gamma} dE = \sum_{\lambda} \sum_j \int_{\epsilon=0}^{E_i} R_{\lambda}(E_i, J_i; E_i - \epsilon, j) dE \quad (1.21)$$

$$R_{\text{evap}} dE = \sum_{\mu} \sum_{j, s} \int_{\epsilon=0}^{E_i - S_{\mu}} R_{\mu}(E_i, J_i; E_i - S_{\mu} - \epsilon, j, s) dE \quad (1.22)$$

$$R_{\text{fision}} dE = \sum_j \int_{\epsilon=0}^{E_i - E_B(J_i)} R_{\text{fision}}(E_i, J_i; E_i - E_B(J_i) - \epsilon, j) dE \quad (1.23)$$

Así tenemos que,

$$R(E_i, J_i) = R_{\gamma} + R_{\text{evap}} + R_{\text{fision}} \quad (1.24)$$

La probabilidad de que un canal α pueda ser poblado $P(E_i, J_i; \alpha)$ está dada por,

$$P(E_i, J_i; \alpha) = \frac{R(E_i, J_i; \alpha)}{R(E_i, J_i)} \quad (1.25)$$

y la sección eficaz para un canal dado puede escribirse como

$$\sigma(\alpha) = \sum_i \sigma(E_i, J_i) P(E_i, J_i; \alpha) \quad (1.26)$$

donde $\sigma(E_i, J_i)$ es la sección eficaz de un núcleo con energía de excitación E_i y momento angular J_i .

Las ecuaciones (1.21) a (1.26) son las bases para un modelo estadístico de decaimiento nuclear y representan la hipótesis fundamental de que todos los canales de decaimiento son igualmente posibles. Las cantidades importantes en estas ecuaciones son las densidades de niveles y los coeficientes de transmisión.

6. Cálculos en los modelos de evaporación.

6.1 El formalismo de Hauser-Feshbach.

Los modelos de evaporación asumen que el núcleo compuesto pierde memoria de como ha sido formado, excepto para cantidades que pueden ser conservadas, y trata los decaimientos del núcleo compuesto de una manera similar al modelo clásico de evaporación de una gota líquida. En el caso de un núcleo compuesto excitado dentro de una región de energía donde muchos niveles se traslapan, como es el caso de las reacciones de iones pesados, esta hipótesis de independencia, comúnmente llamada de independencia de Borh, se aplica sólo si las secciones eficaces son promediadas sobre un intervalo de energía mayor al tiempo de vida media del núcleo compuesto.

En el formalismo de Hauser-Feshbach, la hipótesis de independencia se expresa por separado para cualquier momento angular J y paridad π . Así, la sección eficaz para llevar de un canal de entrada α a un canal de salida α' se descompone en contribuciones de J y π ,

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \sum_{J, \pi} \sigma_{\alpha\alpha'}^{J, \pi} \quad (1.27)$$

y la hipótesis de independencia se expresa como,

$$\sigma_{\alpha\alpha'}^{J,\pi} = \sigma_{CN}^{J,\pi}(\alpha) P^{J,\pi}(\alpha') \quad (1.28)$$

Aquí, el primer factor es la sección eficaz de formación de núcleo compuesto para el canal α y el segundo factor es la probabilidad de poder decaer al canal α' .

Una expresión para $\sigma_{CN}^{J,\pi}(\alpha)$ puede ser obtenida de la ecuación (1.1) (con $P_{\ell}^{\pi}=1$), si convertimos la suma sobre ℓ en una suma sobre J . Estas dos cantidades están relacionadas entre sí por medio de los ángulos intrínsecos, I y i , del blanco y el proyectil por medio de,

$$\bar{J} = \bar{\ell} + \bar{s} \quad , \quad \bar{s} = \bar{I} + \bar{i} \quad . \quad (1.29)$$

Notese que,

$$\sum_{s=|I-1|}^{I+1} \sum_{J=|\ell-s|}^{\ell+s} (2J+1) = (2\ell+1)(2I+1)(2i+1), \quad (1.30)$$

y la ecuación (1.1) (con $P_{\ell}^{\pi}=1$), puede expresarse como,

$$\sigma_{CN}(\alpha) = \sum_{J,\pi} \sigma_{CN}^{J,\pi}(\alpha) \quad , \text{con} \quad (1.31)$$

$$\sigma_{CN}^{J,\pi}(\alpha) = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{s=|I-1|}^{I+i} \sum_{\ell=|J-s|}^{J+s} T_{\ell}^{\pi}(\alpha) \quad (1.32)$$

donde k_{α} es el número de onda, relacionado con λ_{α} por medio de $\lambda_{\alpha} = 1/k_{\alpha}$, y corre sobre todos los valores par(impar) si el índice α tiene la misma(diferente)paridad.

El segundo factor en la ecuación (1.28), la probabilidad de decaimiento puede relacionarse con $\sigma_{CN}^{J,\pi}(\alpha')$ usando el teorema de reciprocidad que nos dice que las probabilidades de transición

para una reacción $\alpha \rightarrow \alpha'$ y su inversa $\alpha' \rightarrow \alpha$ puede ser la misma. Así, tomando en cuenta el espacio fase posible para cualquier reacción tenemos,

$$(2I+1)(2i+1)k_{\alpha}^2 \sigma_{\alpha\alpha'} = (2I'+1)(2i'+1)k_{\alpha'}^2 \sigma_{\alpha'\alpha} \quad (1.33)$$

La relación de reciprocidad de la ecuación (1.33) puede combinarse con la hipótesis de independencia de Borh para obtener la relación,

$$\frac{P^{J,\pi}(\alpha')}{(2I'+1)(2i'+1)k_{\alpha'}^2 \sigma_{\alpha\alpha'}^{J,\pi}(\alpha')} = \frac{P^{J,\pi}(\alpha)}{(2I+1)(2i+1)k_{\alpha}^2 \sigma_{\alpha'\alpha}^{J,\pi}(\alpha)} \quad (1.34)$$

Ya que el término a la izquierda de la ecuación (1.34), depende sólo de α' y el término a la derecha sólo de α , ambos términos deben ser constantes. Esta constante puede ser fácilmente calculada de la condición $\sum_{\alpha} P^{J,\pi}(\alpha) = 1$ (donde la suma se realiza para todos los posibles canales de decaimiento), con lo que usando la ecuación (1.32) obtenemos la expresión,

$$P^{J,\pi}(\alpha') = \frac{\sum_{s',l'} T_{l'}(\alpha')}{\sum_{\alpha'' s'' l''} T_{l''}(\alpha'')} \quad (1.35)$$

Cuando las ecuaciones (1.35) y (1.32) son substituidas en las ecuaciones (1.27) y (1.28) obtenemos la fórmula de Hauser-Feshbach para la sección eficaz total,

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{J,\pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{s,l} T_{l'}(\alpha) \frac{\sum_{s',l'} T_{l'}(\alpha')}{\sum_{\alpha'' s'' l''} T_{l''}(\alpha'')} \quad (1.36)$$

En cálculos de decaimiento de núcleo compuesto, es conveniente agrupar los canales de decaimiento de acuerdo a la energía de la partícula emitida. Para la emisión de una partícula

de tipo x con energía cinética entre ϵ_x y $\epsilon_x + d\epsilon_x$, que nos lleva a un núcleo residual r con una energía de excitación E_r (descrita como una función de ϵ_x), y *opón* J_r , la probabilidad de decaimiento de la ecuación (1.35) nos lleva a,

$$P^{J_r, \pi}(\epsilon_x, J_r) d\epsilon_x = \frac{\sum_{s, \ell} \rho_r(E_r, J_r) T_{\ell}(\epsilon_x) d\epsilon_x}{\sum_{x', J_r', s', \ell'} \int \rho_r(E_r', J_r') T_{\ell'}(\epsilon_x) d\epsilon_x} \quad (1.37)$$

donde $\rho_r(E_r, J_r)$ es la densidad de niveles del núcleo residual para una energía y *opón* dados, y los canales (α) son ahora explícitamente identificados por el tipo de partícula x .

Una expresión equivalente a la ecuación (1.37) fue derivada por Thomas (Th64) aplicando el teorema de reciprocidad a la etapa de decaimiento de la reacción $CN \rightarrow \alpha'$. De donde se obtiene que la razón de emisión (menor que la probabilidad de decaimiento), es,

$$R^{J_r, \pi}(\epsilon_x, J_r) d\epsilon_x = \frac{\rho_r(E_r, J_r)}{h \rho_{CN}(E_{CN}, J_{CN})} \sum_{s, \ell} T_{\ell}(\epsilon_x) d\epsilon_x \quad (1.38)$$

Muchos programas de computadoras han sido desarrollados, usando diferentes aproximaciones para calcular los modos de decaimiento del núcleo compuesto dentro de el modelo de evaporación. Generalmente, una secuencia de evaporación de neutrones, protones y partículas α , en este orden es obtenida. La emisión de rayos γ es frecuentemente considerada. En la última parte de esta sección se hablara de las características del programa CASCADE, debido a que este fue utilizado por E.F. Aguilera (Ag85), para realizar un ajuste al mismo conjunto de datos de fusión-evaporación para el sistema $Si^{28} + Si^{28}$.

6.2 El código CASCADE.

El programa CASCADE construido F. Pühlhofer (PÜ77), utiliza

la ecuación (1.38) para calcular el tipo de decaimiento, debido a la emisión de una partícula n, p, o α , de un núcleo compuesto altamente excitado. Una expresión similar utiliza para determinar el decaimiento por medio de la emisión de rayos γ , en la cual supone una longitud reducida promedio valida para todas las transiciones. Este programa puede considerar tambien como proceso competitivo a la fisión.

Para cualquier de energía de excitación y momento angular de un posible núcleo residual su población relativa es calculada y se repite el proceso hasta que la energía de excitación es menor a la energía de umbral para poder emitir una partícula.

Los coeficientes de transmisión $T_{\ell}(\alpha)$ para el canal de entrada son aproximados como una función de Fermi y son obtenidos del modelo óptico usando parametros promedios.

La densidad de niveles usada en la ecuación (1.38) es la expresión derivada por Lang (La66), de un modelo de gas de Fermi de niveles equidistantes. Para niveles de paridad no especificada, esta se puede escribir como,

$$\rho(E, J) = W(E, M=J) - W(E, M=J-1), \quad \text{con} \quad (1.40)$$

$$W(E, M) = \frac{1}{12\sqrt{R} a^2 t^3} \exp \left[2\sqrt{a(E - \frac{M^2}{aR} - \Delta)} \right] . \quad (1.41)$$

Donde a es el parámetro de densidad de niveles, Δ es la energía de apareamiento y t es la temperatura termodinámica dada por $E - \Delta = at^2 - \frac{3}{2}t$. El parámetro R esta relacionado con el momento de inercia \mathcal{I} por $aR = 2\mathcal{I}/h^2$.

CAPÍTULO II: DESCRIPCIÓN Y USO DEL PROGRAMA LILITA-MONTE CARLO.

1. Introducción.

En este capítulo se hablará sobre el uso y modo de operación del programa LILITA, que fue utilizado en nuestro análisis de datos experimentales del proceso de fusión- evaporación para el sistema $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Este programa fue construido por Jorge Gomez del Campo y Robert G. Stokstad (Go80), en el ORNL. LILITA utiliza la fórmula de Hauser-Feshbach en conjunción con el método Monte Carlo para modelar el decaimiento al equilibrio de los productos de reacción primarios que aparecen en colisiones de iones pesados. El programa tiene dos aplicaciones importantes; la primera modela el decaimiento al equilibrio de los productos excitados en una colisión de dos cuerpos, ya sea que se trate de una dispersión elástica o cuasielástica. La segunda aplicación y utilizada en nuestro análisis, es la predicción de las producciones relativas de los productos de evaporación que aparecen en una reacción de fusión de iones pesados debido a la emisión de partículas ligeras (α , p, n), del núcleo compuesto en la reacción.

2. Aproximación en la evaluación de la fórmula de Hauser-Feshbach.

El primer paso en la predicción de los residuos de evaporación es especificar las características del núcleo compuesto producido en la reacción de fusión. Esto se hace indicando masa y número atómico A y Z, su momento angular total en magnitud y sentido J, y su energía de excitación E_x . Ya que estas cantidades se han especificado, el siguiente paso es el cálculo de la probabilidad que tiene el núcleo compuesto para poder emitir una partícula ligera (α , p, n), con momento angular l_α . La

probabilidad de emisión normalizada puede expresarse como,

$$p_{\alpha, \ell}^J = \frac{P_{\alpha, \ell}^J}{\sum P_{\alpha, \ell}^J} \quad (2.1)$$

donde el índice $\alpha = 1, 2$ o 3 nos indica la emisión de un neutrón, protón, o partícula α , respectivamente. La cantidad $P_{\alpha, \ell}^J$ nos indica la distribución de probabilidad para el canal α, ℓ_{α} y está dada de la siguiente manera,

$$P_{\alpha, \ell_{\alpha}}^J = \sum_{S_{\alpha} I_{\alpha}} \int \rho(\epsilon, I_{\alpha}) T_{\ell_{\alpha}}(\epsilon) d\epsilon \quad (2.2)$$

En esta última ecuación $S_{\alpha} = I_{\alpha} + i_{\alpha}$ es el spin del canal de entrada, i_{α} puede tomar valores de 0 o $1/2$, $I_{\alpha} = I_0(I_0 + 1)$ donde I_0 es el spin del estado base, y $J = S_{\alpha} + \ell_{\alpha}$ nos representa el momento angular intrínseco del núcleo residual. La cantidad $T_{\ell_{\alpha}}$ se refiere a los coeficientes de transmisión del modelo óptico, estos se ajustan a una función de Fermi con un factor de forma del tipo de Wood-Saxon (Fig. 2.1), y están dados por,

$$T_{\ell_{\alpha}}(\epsilon) = \frac{C_{\alpha}}{1 + \exp\{(B_{\ell_{\alpha}} + \epsilon)/\Delta B_{\ell_{\alpha}}\}} \quad (2.3)$$

donde $B_{\ell_{\alpha}}$ se refiere a la barrera centrífuga más Coulombiana y C_{α} es una constante.

La densidad de niveles utilizada en el programa es la propuesta por Gilbert y Cameron (Gi65), para un gas de Fermi, que está expresada como,

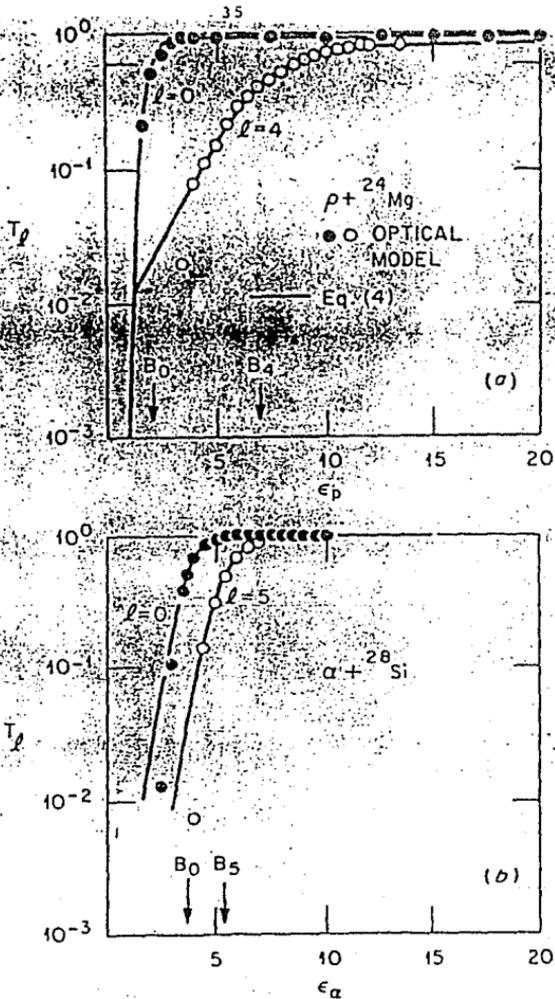


Figura 2.1.- Coeficientes de transmisión del modelo óptico ajustados a una función de Fermi con un factor de forma tipo Wood-Saxon. Tomado de J. Gomez del Campo, reporte técnico --- ORNL-TM-7295, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee (1980).

$$\rho(\epsilon, I_\alpha) = \frac{\text{Exp}\{2(aU)^{1/2}\}}{2a(2aU)^{1/2}at^3} \times \left[\text{Exp}\{-I_\alpha^2/2\sigma^2\} - \text{Exp}\{-(I_\alpha+1)^2/2\sigma^2\} \right] \quad (2.4)$$

donde $c = \mathcal{J}_{\text{rig}} / I_\alpha$, aquí \mathcal{J}_{rig} es el momento rígido de inercia, σ^2 es el factor de corte rápido del spin dado por $\sigma^2 = ct^3$ donde t es la temperatura nuclear dada por $t = (U/a)^{1/2}$, siendo U la energía de excitación efectiva y a el parámetro de densidad de niveles. La energía de excitación efectiva U está definida por $U = E_x - \Delta p - \epsilon$, donde E_x es la energía de excitación del núcleo compuesto al inicio de la evaporación, Δp es la energía de apareamiento y ϵ es la energía con la que es emitida la partícula (Fig. 2.2).

Para rapidez en los cálculos, el programa utiliza en la densidad de niveles de gas de Fermi (FGLD), una aproximación de temperatura constante en la región del continuo. En la región discreta utiliza una densidad de niveles uniforme. La energía en donde termina la región discreta y la región continua está definida como ECT (Fig. 2.2).

Para calcular la distribución de probabilidad el programa puede tomar cuatro casos. En cada uno de estos casos dos intervalos de integración son tomados en cuenta. Estos intervalos de integración, (1) y (2), no necesariamente corresponden a una región continua y a una región discreta pero dependen de la energía de excitación máxima E_0 y de ECT. La energía de excitación máxima E_0 es la energía E_x del núcleo formado en la reacción menos la energía mínima necesaria para poder emitir una de las partículas ligeras que se tomó a consideración.

El primer caso corresponde a $ECT \leq E_0/4$ (Fig. 2.3a), en donde la contribución de los niveles discretos puede ser omitida de la integral de tal modo que la misma aproximación de temperatura constante puede ser utilizada para el cálculo de FGLD en ambos

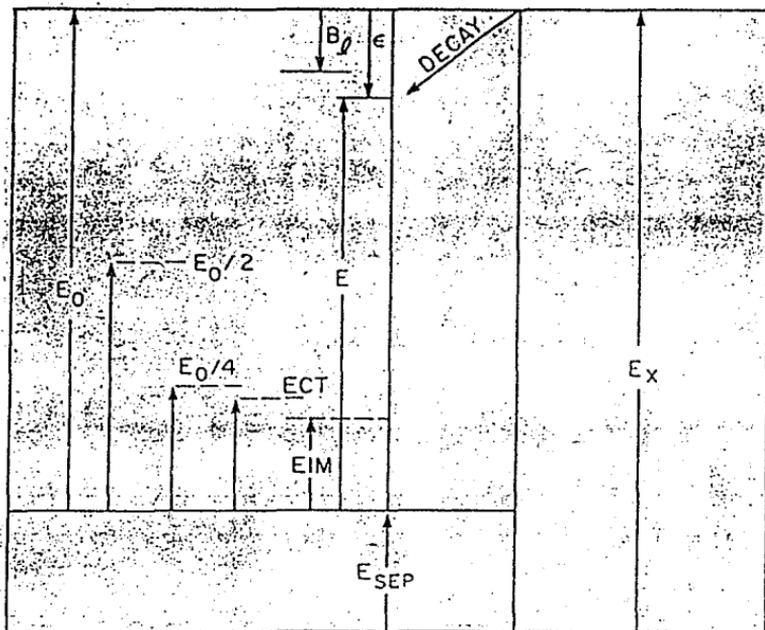


Figura 2.2.- Esquema de las energías que toma en cuenta el programa LILITA. Tomado de J. Gomez del Campo, reporte técnico ORNL-TM-7295, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee (1980).

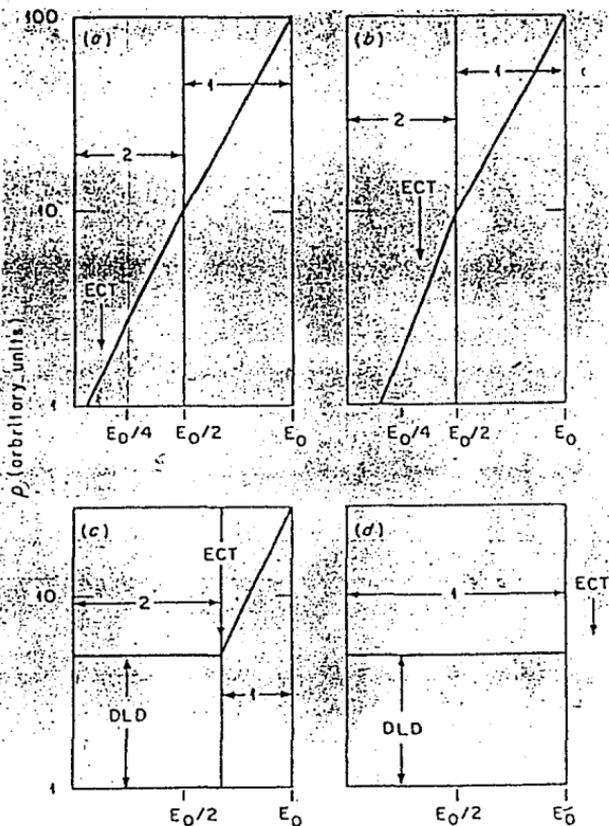


Figura 2.3.- Regiones de integración para el cálculo de probabilidades para la emisión de partículas ligeras tomadas en cuenta por el programa LILITA. Tomado de J. Gomez del Campo, reporte técnico ORNL-TM-7295, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, -- Tennessee (1980).

intervalos. El segundo caso corresponde a $E_0/4 \leq ECT \leq E_0/2$ (Fig. 2.3b), de nuevo la aproximación de temperatura constante puede ser usada, pero será diferente en cada intervalo de integración. En el tercer caso que corresponde $E_0/2 \leq ECT \leq E_0$ (Fig. 2.3c), en el intervalo (1) se usa la aproximación de temperatura constante se utiliza y en el intervalo (2) se aplica una densidad de niveles uniforme DLD. En el cuarto y último caso que corresponde a $E_0 \leq ECT$ (Fig. 2.3d), se utiliza solamente la densidad de niveles uniforme DLD.

3. El método Monte-Carlo y el orden en los cálculos.

En general para una distribución de probabilidad $P(y)$ y un número al azar $0 \leq x \leq 1$, se tiene que,

$$\int_a^b P(y)dy = F(b) - F(a) \quad (2.5)$$

donde $F(y) = \int P(y)dy$. Si a y b cubren todo el intervalo de valores de y ,

$$\int_a^b P(y)dy = 1 \quad (2.6)$$

y en términos de x ,

$$\frac{F(y) - F(a)}{F(b) - F(a)} = x \quad (2.7)$$

En aquellos casos donde $F(y)$ es conocida, uno puede resolver la ecuación (2.7) ya sea por una inversión de $y = g(x)$ o por procedimientos de interacción. Estos sencillos argumentos son utilizados por LILITA para determinar el momento angular inicial

del núcleo compuesto J, su momento angular orbital ℓ_α , y la energía ϵ con la que fue emitida la partícula.

Para determinar la probabilidad P_J de que el núcleo compuesto tenga un momento angular J, utiliza el modelo de corte rápido dado por (Go80),

$$P_J = (2J + 1) / (J_c + 1)^2 \quad (2.8)$$

donde J_c representa el momento angular crítico. Esto se hace partiendo de que,

$$\sum_{J=0}^{J_c} P_J = 1 \quad \text{y} \quad F(J) = (J + 1) / (J_c + 1)^2 \quad (2.9)$$

de lo que se sigue,

$$x = \frac{F(J) - 1 / (J_c + 1)^2}{F(J_c) - 1 / (J_c + 1)^2} \quad (2.10)$$

Despejando J en la ecuación (2.10), se tiene,

$$J = \sqrt{1 + x \{ (J_c + 1)^2 + 1 \}} - 1. \quad (2.11)$$

Cuando J ha sido determinado, obtiene que tipo de partícula (α , p, n), será emitida así como su momento ℓ_α , partiendo de la siguiente expresión,

$$\sum_{n=1}^2 \sum_{\alpha, \ell_\alpha} P_{\alpha, \ell_\alpha}^J(R) = x \quad (2.12)$$

donde R se refiere al intervalo de integración mencionado en la sección anterior. Cuando la suma es igual al número al azar entonces, la partícula ligera que está identificada por el índice α , y su momento angular l_α son determinados así como, la región de integración. De esta manera la masa A y la carga nuclear Z del núcleo residual quedan también determinadas.

El cálculo de la energía del centro de masa ϵ de la partícula emitida está relacionada con el intervalo de integración obtenido de la ecuación (2.12). Para la región de integración R=1 parte de,

$$y = \exp\{-B_{l_\alpha}/T_1\} - x \{ \exp\{-B_{l_\alpha}/T_1\} - \exp\{-(E_0/2)/T_1\} \} \quad (2.13)$$

donde T_1 es la temperatura constante en la aproximación de FGLD. En la región R=2 se tiene,

$$y = \exp\{-(B_{l_\alpha} - E_0/2)/T_1\} - x \{ \exp\{-(B_{l_\alpha} - E_0/2)/T_2\} - \exp\{-(E_x - E_0/2)/T_2\} \} \quad (2.14)$$

para $B_{l_\alpha} > E_0/2$,

$$y = 1 - x \{ 1 - \exp\{-(E_x - E_0/2)/T_2\} \} \quad (2.15)$$

para $B_{l_\alpha} < E_0/2$, donde T_2 es la temperatura constante para el intervalo 2.

Para las dos intervalos la energía ϵ está dada por,

$$\epsilon = E_0/2(R - 1) - T_R \ln(y), \quad R = 1, 2 \quad (2.16)$$

4. Evaporación sucesiva y competición de rayos gamma.

Ya que A , Z , α , I_{α} y c han sido determinadas una nueva energía de excitación E_{xi} es obtenida para el núcleo residual. Si la energía E_{xi} , es mayor que la energía mínima que se necesita para evaporar alguna de las partículas ligeras consideradas (α , p , n), los cálculos para una nueva evaporación son realizados, en caso contrario el proceso se detiene.

El programa también incluye una competencia de emisión de rayos γ con la emisión de partículas ligeras. Esta se realiza sólo cuando la energía de excitación está dentro del intervalo de la región discreta y cualquiera de los canales para la emisión de partículas está abierto. Esta probabilidad es determinada empíricamente conociendo las propiedades de decaimiento del núcleo que está bajo consideración.

5. El parámetro de densidad de niveles de FGLD.

Es conocido que la densidad de niveles de un núcleo, suponiéndolo como un gas de Fermi, cumple con la siguiente relación,

$$\rho \sim \exp(2\sqrt{aE}) \quad (2.17)$$

donde E es la energía del núcleo y a se conoce como el parámetro de densidad de niveles. Bethe en 1936 considera el núcleo atómico como un gas de Fermi de neutrones y protones libres confinados en el volumen nuclear y propone para el valor de a la siguiente relación,

$$a/A = \text{cte.} \quad (2.18)$$

Esto indica claramente un incremento de a con A , y en la

literatura se puede encontrar que el valor de la constante puede ser elegido como $1/7.5$ o $1/8$ (St84). En esta relación Bethe, no toma en cuenta efectos de capas que pueden presentarse en los núcleos y que producen una caída en a , por ejemplo en la región de la capa doblemente cerrada $Z = 82$, $N = 126$ (Fig. 2.4).

T.D. Newton fue el primero en intentar incluir estos efectos en el cálculo del parámetro de densidad de niveles y da para éste,

$$a = \frac{1}{\sigma} n^2 \rho \quad (2.19)$$

donde ρ es el espacio entre los niveles de las partículas independientes en el núcleo. Esta aproximación sin embargo deja mucho que desear debido a que todas las capas caen en lugares equivocados.

Gilbert y Cameron (Gi65), utilizan una fórmula de masa semiempírica para realizar una corrección de capas S y encuentran una relación entre a/A y S , además de encontrar una diferencia notable en el comportamiento de a/A para núcleos esféricos y núcleos deformados. Para núcleos esféricos la relación está dada por,

$$a / A = 0.009175 + 0.142 \quad (2.20)$$

y para núcleos deformados se tiene,

$$a / A = 0.009175 + 0.120 \quad (2.21)$$

6. Archivos de entrada de LILITA.

Para obtener el espectro de los núcleos residuales que

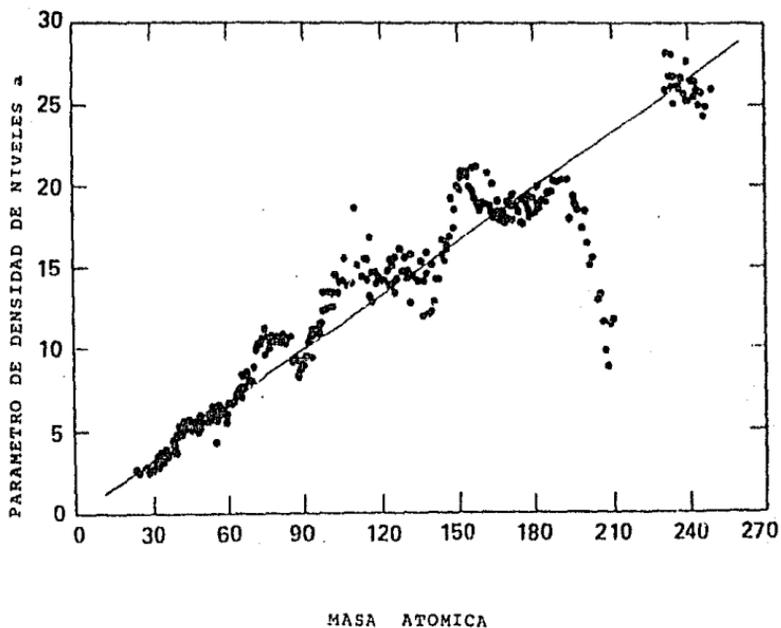


Figura 2.4.- Comparación de los valores del parámetro de densidad de niveles a experimentales (círculos), con los que se obtienen al tomar la relación $a/A = 1/8$ (línea -- continua). Tomado de R.G. Stokstad, Treatise on Heavy-Ion Science, (D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, New York & London (1984), Vol. 3, p.94.

aparecen en la evaporación subsecuente de un proceso de fusión, LILITA se auxilia de dos archivos de datos de entrada. El primer archivo denominado LILINP (Go80), contiene valores que sirven para definir si los datos analizados son de fusión o de un problema de dos cuerpos además, en el se especifican cantidades importantes de los núcleos que intervienen en el proceso así como del núcleo compuesto resultante. El segundo archivo denominado FUSIDAT (Go80), contiene datos que se utilizan para calcular la probabilidad de que un cierto núcleo residual aparezca. Estos datos son específicos de cada posible núcleo. Dos variables de entrada de interés son ALMAS y DLD. La primera representa la ordenada al origen de la relación que dan Gilbert y Cameron para el parámetro de densidad de niveles ALD, para núcleos esféricos y deformados. La segunda es la densidad de niveles constante por Mev para cada uno de los posibles núcleos que pueden aparecer en la evaporación.

7. Modificaciones realizadas al programa LILITA.

En un proceso de fusión, LILITA sólo nos proporciona el espectro de evaporación de los núcleos residuales, es decir nos da la sección eficaz correspondiente por cada canal de decaimiento observado del núcleo compuesto. Al inicio de nuestro análisis se pensó que sería muy conveniente que además del espectro de evaporación el programa proporcionará la secuencia de evaporación del núcleo compuesto para llegar a un cierto núcleo residual. Esta idea pudo ser concretada de la siguiente manera (Go90).

Se sabe que el índice $\alpha = 1, 2$ o 3 de la ecuación (2.1), nos indica la evaporación de un neutrón, protón o partícula α respectivamente. Este índice que está contenido en una variable en la estructura interna del programa es utilizado para construir una secuencia de números por cada evaporación que contiene la secuencia de las partículas emitidas por el núcleo compuesto hasta

llegar a un cierto núcleo residual. La secuencia de números tiene diferentes combinaciones de los números 1, 2, 3, 4, 5 y 6 en donde los tres primeros nos indican la evaporación de n, p o α en el caso que E_{xi} estuviera dentro de una región continua y los últimos tres números nos indican la evaporación de n, p o α cuando la probabilidad es calculada dentro de una región discreta; por ejemplo, el número,

22314

ppann

nos indica que fueron emitidos en primer lugar 2 protones, seguidos de una partícula α y para finalizar dos neutrones. Las cuatro primeras evaporaciones se debían a que la energía de excitación E_{xi} se encontraba dentro de una región continua y la probabilidad del último neutrón emitido fue calculada dentro de una región discreta.

Esta secuencias se van guardando en una matriz tridimensional en donde cada celda de la matriz contiene una secuencia específica para cierto núcleo residual y este a su vez está especificado por el número de renglón y columna de la matriz. Una segunda matriz relacionada con la primera por medio de los índices i, j y k de cada celda nos indica el número de veces que una secuencia dada apareció.

Otra modificación realizada al programa es aquella que nos calcula la energía promedio de la partícula emitida junto con su intervalo de insertidumbre. Si e_i representa la energía de la i-ésima partícula tipo α_i emitida por un cierto núcleo residual, donde el subíndice i = 1, 2 o 3 indica la emisión de un neutrón, protón o partícula α , respectivamente, la energía promedio \bar{e}_{α_i} de N partículas emitidas tipo α_i esta dada por,

$$\bar{e}_{ai} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_i \quad (2.22)$$

y su insertidumbre puede ser expresada como,

$$\delta \bar{e} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_i^2 - \left[\bar{e}_{ai} \right]^2. \quad (2.23)$$

CAPÍTULO III: AJUSTE CON EL PROGRAMA LILITA DE LOS DATOS DE FUSIÓN-EVAPORACIÓN PARA EL SISTEMA $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

1. Introducción.

El presente capítulo, y lo que resta de nuestro trabajo de tesis, se centrará en el análisis de datos de fusión-evaporación del sistema $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Los datos de secciones eficaces utilizados en nuestro análisis son los reportados por Eli Aguilera (Ag85), que fueron medidos usando la técnica de rayos γ y (Mo84), en la región de energías entre 58 y 99.5 Mev en el laboratorio (Tabla A.1, Apéndice A).

El objetivo principal de este análisis es el de mejorar los resultados obtenidos por el programa CASCADE (Ag85) (Tabla A.2, Apéndice A), para el mismo conjunto de datos utilizando ahora el programa LILITA mencionado en el capítulo anterior.

Las funciones de excitación obtenidas con CASCADE en comparación con las funciones de excitación experimentales son mostradas en las figuras (3.1.a) a (3.1.l). A este conjunto de gráficas falta añadir las funciones de excitación correspondientes al ^{40}V y ^{54}Cr , las cuales son predichas con sección eficaz cero por CASCADE (Fig. 3.2).

En la Tabla 3.1 se muestran los valores de ji-cuadrada χ^2 para cada una de las funciones de excitación obtenidas por CASCADE, así como una χ^2 promedio, las cuales servirán como una medida de comparación con los resultados obtenidos por LILITA.

Varios ajustes con LILITA fueron realizados pero sólo algunos de ellos serán reportados en las secciones siguientes de este capítulo.

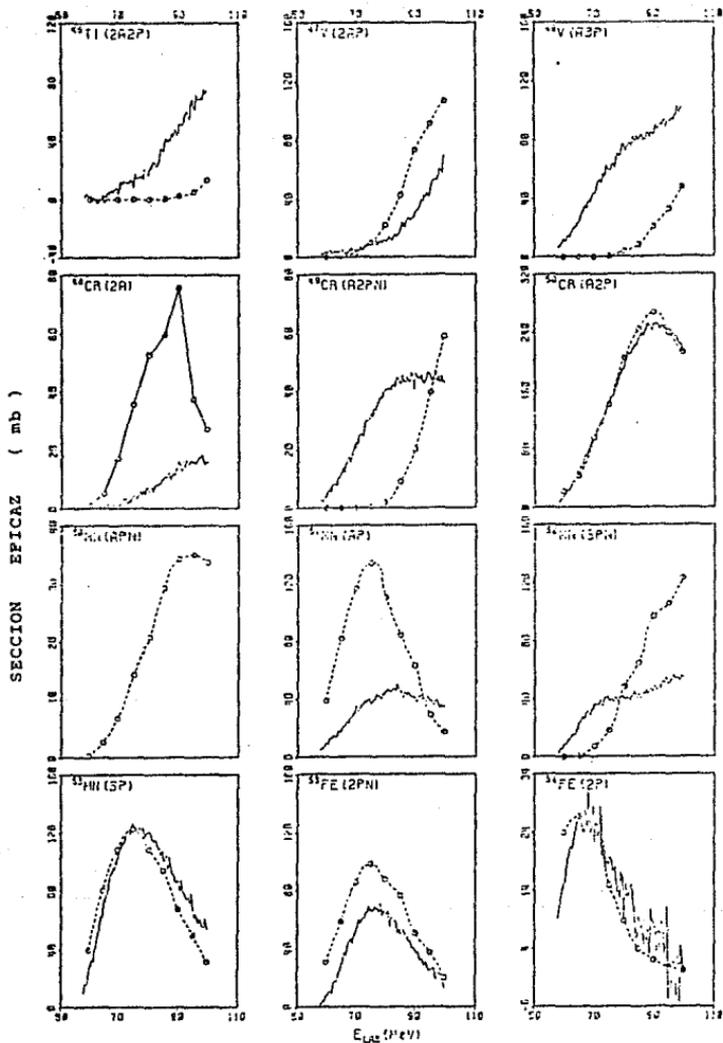


Figura 3.1.- Funciones de excitación obtenidas experimentalmente (línea continua), comparadas con los resultados de CASCADE (guión-círculo) para el sistema $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Tomado de E.F.Aguilera (Ag85), p.190.

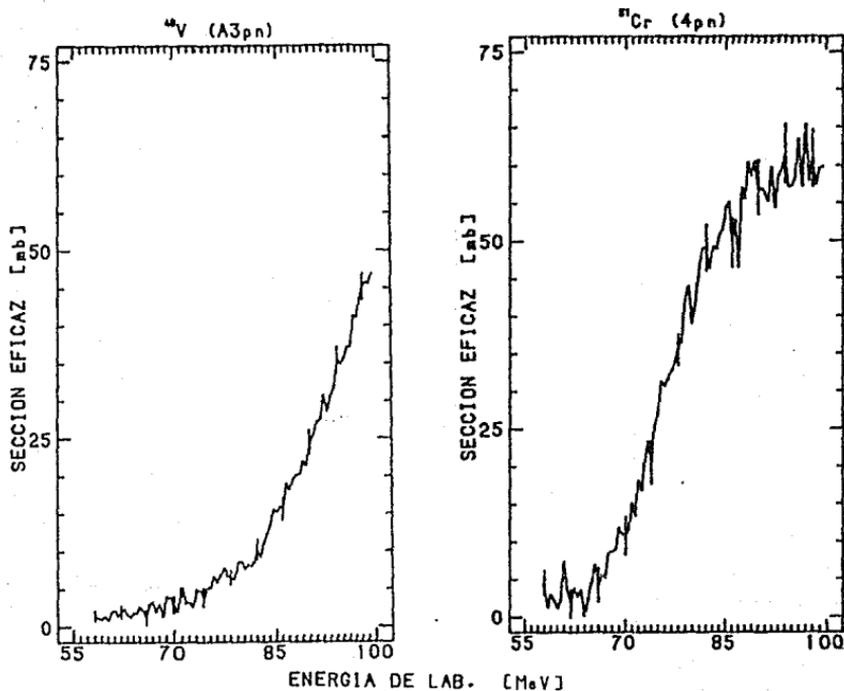


Figura 3.2.- Funciones de excitación experimentales obtenidas para el ^{48}V y ^{51}Cr .

RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2
^{46}Ti	90.24	^{46}Cr	320.09	^{51}Mn	2609.56
^{47}V	104.59	^{50}Cr	6.41	^{52}Mn	285.58
^{48}V	160.23	^{51}Cr	148.34	^{53}Mn	32.68
^{49}V	480.97	^{52}Cr	409.24	^{53}Fe	195.35
^{48}Cr	449.82	^{50}Mn	2260.63	^{54}Fe	5.89

Promedio de $\chi^2 = 503.97$

2. Valores de entrada de LILITA.

Las secciones eficaces obtenidas por LILITA están calculadas para 20,000 eventos de fusión. Esto se hace para tratar de disminuir las fluctuaciones estadísticas que pudieran aparecer (Fig. 3.3), debido a que el programa es en sí, un modelo estadístico. Todos nuestros ajustes fueron realizados tomando 11 puntos en el intervalo de energías entre 58 y 98 Mev en saltos de 4 Mev. Los valores de entrada como son la energía de excitación E_x y el momento angular crítico l_c , que dependen de la energía utilizada en el laboratorio y de la sección eficaz total medida en la reacción, están calculados en base a las siguientes consideraciones.

La energía de excitación del núcleo compuesto al inicio del proceso está dada por la suma de la energía de centro de masa E_{cm} del sistema más el valor Q de la reacción,

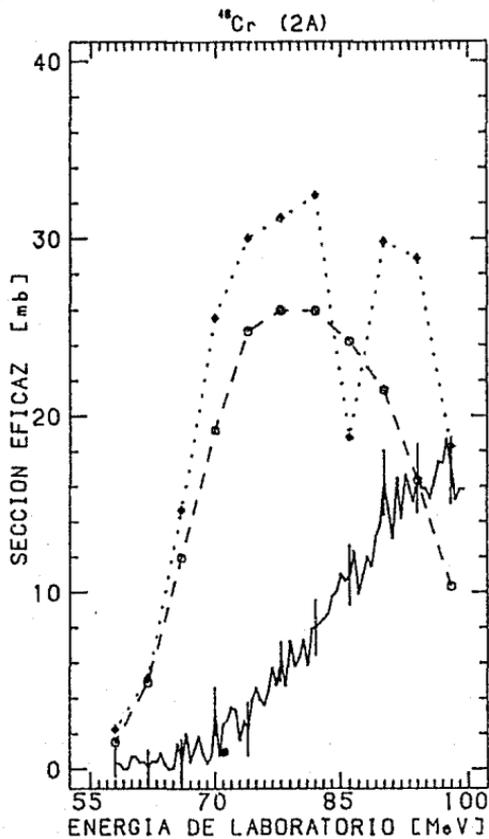


Figura 3.3.- Comparación de las funciones de excitación obtenidas con LILITA para el ^{48}Cr al superarse 1000 eventos (línea punteada), y 20 mil eventos (línea con guiones).

$$E_x = E_{CM} + Q \quad (3.1)$$

donde la energía de centro de masas está dada por (si el sistema es no-relativista),

$$E_{CM} = \frac{m_p}{m_p + m_b} E_{Lab} \quad (3.2)$$

donde E_{Lab} es la energía de laboratorio del proyectil y m_p y m_b son las masas del proyectil y blanco, respectivamente.

Es claro que para nuestra reacción $E_{CM} = E_{Lab}/2$; el valor Q de la reacción está dado por,

$$Q = 2\Delta(^{28}\text{Si}) - \Delta(^{56}\text{Ni}) = 10.9272 \text{ Mev} \quad (3.3)$$

donde $\Delta(^{28}\text{Si})$ y $\Delta(^{56}\text{Ni})$ son los defectos de masa correspondientes a ^{28}Si y ^{56}Ni , respectivamente. Los datos de los defectos de masa son tomados de (Co71).

Para obtener los valores de momento angular crítico ℓ_c se utiliza la relación,

$$\sigma_T = \pi \kappa^2 (\ell_c + 1)^2 \quad (3.4)$$

donde σ_T es la sección total de fusión medida y κ es la longitud de onda asintótica de la onda a fusionarse y está dada por,

$$\kappa^2 = \hbar / \sqrt{2\mu E_{CM}} \quad (3.5)$$

donde \hbar es la constante de Planck y μ es la masa reducida del sistema.

En la Tabla 3.2 se muestran los valores de entrada para E_x , $2\ell_c$ y σ_T utilizados por LILITA para los 11 puntos elegidos en nuestros ajustes.

TABLA 3.2				
VALORES DE ENTRADA DE LILITA				
E_{LAB} (Mev)	E_{CM} (Mev)	E_x (Mev)	σ_T (mbar)	$2\sigma_c$
58	29	39.9272	54.87	9
62	31	41.9272	146.64	17
66	33	43.9272	287.92	26
70	35	45.9272	432.95	33
74	37	47.9272	556.07	39
78	39	49.9272	636.09	43
82	41	51.9272	705.14	47
86	43	53.9272	750.46	50
90	45	55.9272	784.70	53
94	47	57.9272	802.72	54
98	49	59.9272	793.91	55

3. Análisis con la opción de T.D. Newton.

LILITA tiene diferentes opciones para la lectura y cálculo del parámetro de densidad de niveles α (Go80). Como primer intento para lograr un ajuste se optó por utilizar los datos para este parámetro del archivo FUSIDAT, el cual forma parte del paquete de LILITA. El parámetro de densidad de niveles en este archivo está dado por,

$$\alpha = A/7.5 \quad (3.6)$$

donde A es la masa atómica del posible núcleo residual.

Los resultados de la secciones eficaces obtenidas por LILITA, están dados en la Tabla A.3 del Apéndice A y las funciones de

excitación comparadas con las obtenidas experimentalmente son mostradas en la (Fig. 3.4). Los casos de ^{48}V y ^{51}Cr se comentarán más adelante.

Si hacemos una comparación de las funciones de excitación obtenidas por CASCADE (Fig. 3.1) y las proporcionadas con LILITA (Fig. 3.4), a simple vista podemos observar que los resultados proporcionados por LILITA son más deficientes que los obtenidos por CASCADE.

En una revisión más cuidadosa podemos ver que aunque las funciones de excitación de elementos tales como $^{46}\text{Ti}(2A2p)$ y $^{47}\text{V}(2Ap)$ (Figs. 3.4.a y 3.4.b), se ajustan de una manera casi perfecta en el intervalo de energía entre 58 y 82 Mev, superando así los resultados de CASCADE para estos elementos (Figs. 3.1.a y 3.1.b), otros elementos como el $^{50}\text{Cr}(A2p)$ y $^{53}\text{Mn}(3p)$ que son predichos de manera razonable por CASCADE en todo nuestro rango de energías, LILITA sólo los predice bien hasta los 74 y 70 Mev, respectivamente (Figs. 3.1.f, 3.1.g, 3.4.f y 3.4.g), encontrándose diferencias muy altas arriba de estas energías.

Otro elemento que es el $^{54}\text{Fe}(2p)$ que se ajusta bien por medio de CASCADE presenta diferencias notorias de 74 a 90 Mev en LILITA (Figs. 3.1.l y 3.4.l), y otra falla clara de este programa se puede observar en el $^{55}\text{Fe}(2pn)$ que a pesar que CASCADE lo predice con una sección mayor que la reportada en los datos experimentales (Fig. 3.1.k), en LILITA se encuentran diferencias por arriba del 200% y una clara desviación del máximo por aproximadamente 10 Mev (Fig. 3.4.k).

Cabe aclarar que al igual que CASCADE los canales $(4pn)$ y $(A3pn)$ correspondientes al ^{51}Cr y ^{48}V , respectivamente, son predichos con sección cero por LILITA, el $^{52}\text{Mn}(3pn)$ presenta un comportamiento muy similar al que predice CASCADE (Figs. 3.1.i y 3.4.i), y ambos predicen de una manera muy parecida el $^{50}\text{Mn}(Apn)$

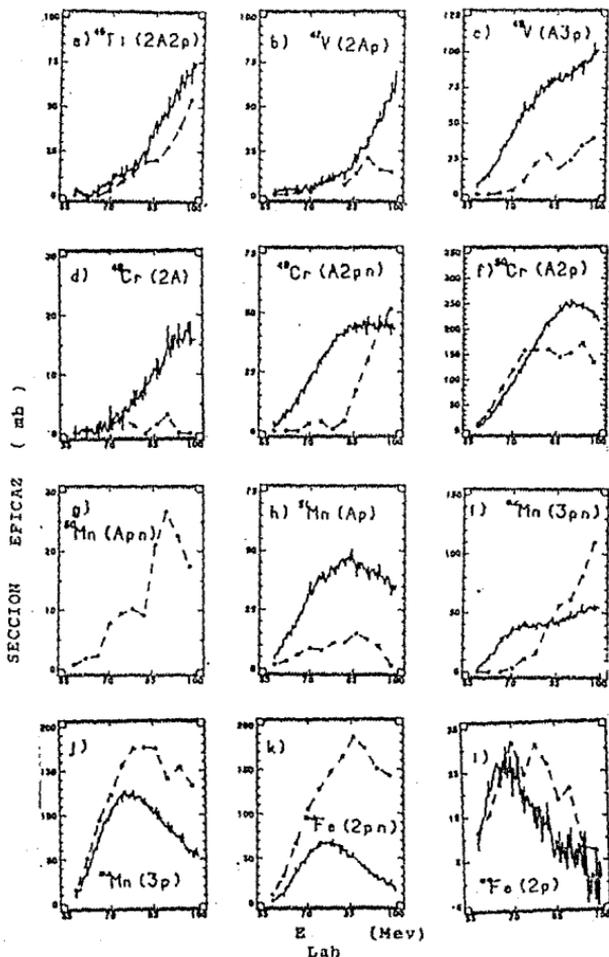


Figura 3.4.- Funciones de excitación obtenidas por LILITA (guión-círculo), al tomar $a = A/7.5$.

(Figs. 3.1.g y 3.4.g).

En la Tabla 3.3 se dan los valores de χ^2 para las funciones de excitación obtenidas con LILITA, que demuestran que CASCADE proporciona un mejor ajuste con los datos experimentales, si se utilizan los datos de entrada mencionados en esta sección para el parámetro de densidad de niveles.

TABLA 3.3					
VALORES DE χ^2 PARA LAS FUNCIONES DE EXCITACIÓN (ALD = A/7.5)					
RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2
⁴⁶ Ti	12.51	⁴⁹ Cr	262.42	⁵¹ Mn	386.92
⁴⁷ V	42.26	⁵⁰ Cr	147.70	⁵² Mn	177.85
⁴⁸ V	140.07	⁵¹ Cr	151.50	⁵³ Mn	268.50
⁴⁹ V	325.68	⁵² Cr	4809.93	⁵⁸ Fe	1695.48
⁴⁸ Cr	25.60	⁵⁰ Mn	2098.74	⁵⁴ Fe	16.97

Promedio de $\chi^2 = 704.13$

4. Análisis con la opción de Gilbert-Cameron.

Es claro de lo discutido en la sección anterior, que el primer ajuste realizado no satisface en nada nuestro propósito de mejorar los resultados de CASCADE. Como segundo intento se introdujeron como datos de entrada para los parámetros de densidad de niveles los valores que proporcionan Gilbert y Cameron (Gi65).

Observando que las masas atómicas de nuestros núcleos residuales se encuentran dentro de la región de núcleos esféricos, de acuerdo a la ecuación (2.20) el parámetro de densidad de

niveles se toma de,

$$a/A = 0.009175 + 0.142 \quad (3.7)$$

donde S es la corrección de modelo de capas que dan estos autores.

Con estos datos de entrada las secciones eficaces predichas por LILITA se encuentran dadas en la Tabla A.4 del Apéndice A y las respectivas funciones de excitación para los canales de decaimiento observados se muestran en la Fig. 3.5.

Se puede observar una clara diferencia de los resultados obtenidos en el primer ajuste con LILITA (Fig. 3.4), y los resultados obtenidos en este segundo ajuste (Fig. 3.5), pero ya no es tan fácil a simple vista decir si estos últimos datos son mejores o no que los obtenidos por CASCADE. Si se realiza una comparación de las funciones de excitación de la Fig. 3.1, con las obtenidas en este ajuste podemos resumir lo siguiente:

El canal de decaimiento $^{46}\text{Ti}(2A2p)$ obtenido en el segundo ajuste presenta muy buen comportamiento hasta los 90 Mev mejorando por mucho los resultados de CASCADE (Figs. 3.1.a y 3.5.a). El $^{47}\text{V}(2Ap)$ es predicho con una sección mayor que los datos experimentales y se puede observar que arriba de los 80 Mev su comportamiento es muy similar a la gráfica que proporciona CASCADE (Figs. 3.1.b y 3.5.b), teniendo este último la ventaja de predecir bien la sección eficaz en el intervalo de energías de 58 y 75 Mev. Para el $^{49}\text{V}(A3p)$ los dos programas dan resultados parecidos (Figs. 3.1.c y 3.5.c), pero al hablar de $^{48}\text{Cr}(2A)$ a pesar de que los dos programas difieren bastante con los datos experimentales, la función de excitación proporcionada por LILITA (Fig. 3.5.d), está muy por debajo que la de CASCADE (Fig. 3.1.d), lo que puede verse como una mejoría en el ajuste. En el $^{49}\text{Cr}(A2pn)$ los dos comportamientos son muy similares (Figs. 3.1.e y 3.5.e), aunque CASCADE predice una mayor sección eficaz. Con respecto al

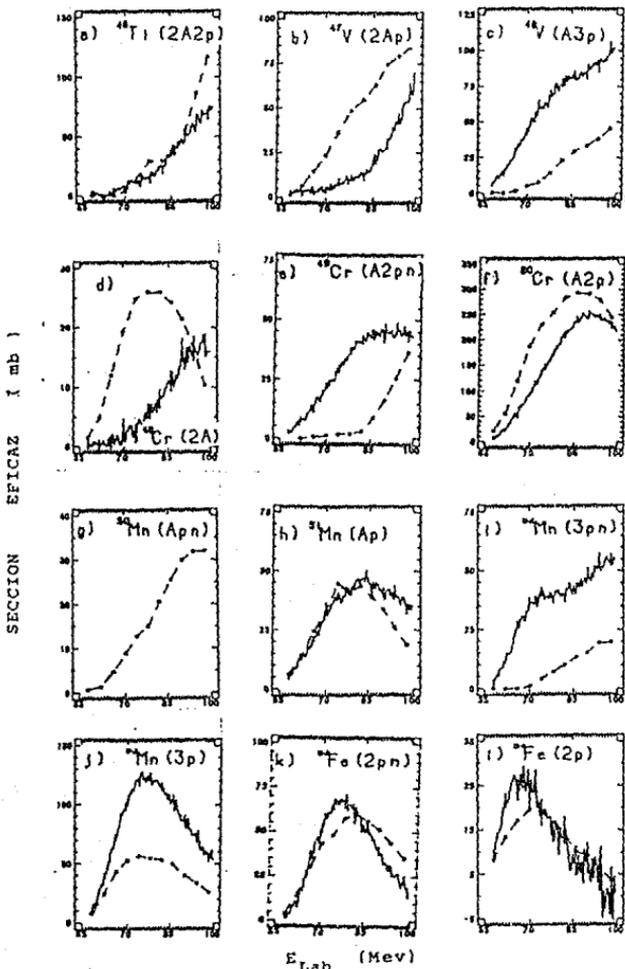


Figura 3.5.- Funciones de excitación obtenidas con LILITA (guión-círculo), con la opción de Gilbert y Cameron.

$^{50}\text{Cr}(A2p)$ (Figs. 3.1.f y 3.5.f), no se mejoran los resultados de CASCADE ya que es notorio una sobrepoblación predicha por LILITA en todo el intervalo de energías analizadas.

Para el $^{50}\text{Mn}(Apn)$ las funciones de excitación son casi idénticas (Figs. 3.1.g y 3.5.g), en cambio en el caso del $^{51}\text{Mn}(Ap)$, CASCADE (Fig. 3.1.h), es superado por LILITA (Fig. 3.5.h), de una manera notoria. Referente al $^{52}\text{Mn}(3pn)$ y $^{53}\text{Mn}(3p)$ LILITA proporciona secciones eficaces muy por debajo de las obtenidas experimentalmente y se puede observar para el primer elemento que el ajuste con respecto a CASCADE (Figs. 3.1.i y 3.5.i), no indica mejoría, aunque éste tampoco lo predice de manera satisfactoria. En cambio para el segundo elemento el buen ajuste obtenido por CASCADE se pierde en LILITA (Figs. 3.1.j y 3.5.j). El $^{58}\text{Fe}(2pn)$ es predicho con mejor exactitud por LILITA (Fig. 3.5.k) y los resultados del $^{54}\text{Fe}(2p)$ son muy similares en ambos programas (Figs. 3.1.l y 3.5.l). De nuevo se puede hacer notar que los canales correspondientes al ^{51}Cr y al ^{48}V son predichos con sección cero por LILITA y por último el canal de decaimiento (3A), que corresponde al ^{44}Ti , aparece con una sección eficaz apreciable dentro de los datos proporcionados por LILITA (Fig. 3.6).

Al calcular los valores de χ^2 correspondientes a este ajuste obtenemos los resultados mostrados en la Tabla 3.4.

Al realizar una comparación de los promedios de χ^2 para CASCADE y el segundo ajuste de LILITA observamos que los datos de CASCADE son mucho mejores que los proporcionados por LILITA, pero es notorio que el mayor peso en el promedio de χ^2 es debido a la aparición del ^{44}Ti que corresponde al canal (3A).

Por otro lado, si suponemos que 5 de los 16 canales de decaimiento (^{48}V , ^{40}V , ^{51}Cr , ^{52}Mn , ^{54}Fe) presentan las mismas desviaciones en χ^2 y las diferencias de ésta son debidas a que el

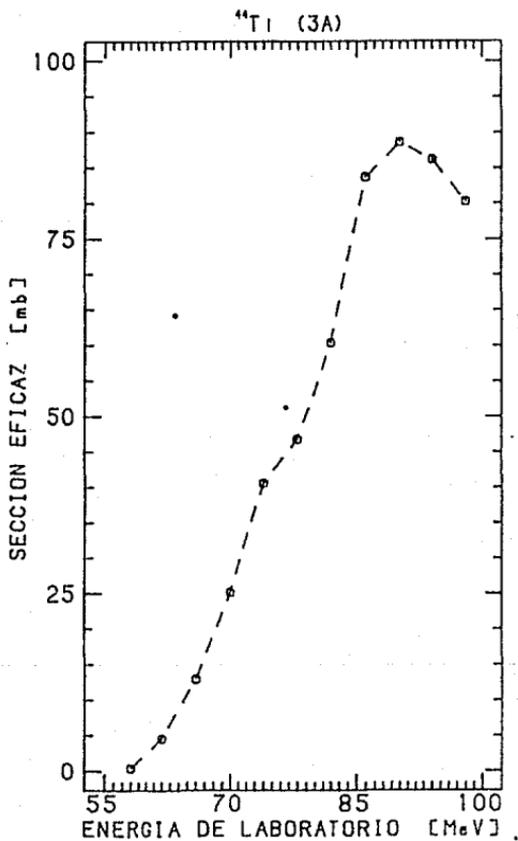


Figura 3.6.- Función de excitación que se obtiene para el ^{44}Ti con la opción Gilbert y Cameron.

análisis de CASCADE fue realizado en sólo 9 puntos del intervalo de energías en el laboratorio, podemos observar que LILITA supera a CASCADE en 7 de las 11 funciones de excitación restantes. Por último mientras CASCADE predice de una manera casi exacta sólo 3 de los canales de decaimiento (^{50}Cr , ^{53}Mn , ^{54}Fe) de los cuales 2 pertenecen a los canales de decaimiento mayoritarios en el experimento (^{50}Cr , ^{53}Mn), LILITA predice bien el comportamiento de 4 funciones de excitación (^{46}Ti , ^{51}Mn , ^{53}Fe , ^{54}Fe). Sin embargo, ninguno de estos canales es mayoritario.

TABLA 3.4					
VALORES DE χ^2 PARA LAS FUNCIONES DE EXCITACIÓN (ALMAS = 0.142)					
RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2
^{44}Ti	13457.47	^{49}Cr	306.49	^{51}Mn	18.16
^{46}Ti	21.57	^{50}Cr	363.60	^{52}Mn	243.92
^{47}V	450.45	^{51}Cr	151.50	^{53}Mn	250.52
^{48}V	140.07	^{52}Cr	185.92	^{53}Fe	22.51
^{49}V	333.87	^{50}Mn	1629.74	^{54}Fe	3.44
^{48}Cr	93.80				

Promedio de $\chi^2 = 1109.99$

5. Análisis para ALMAS = 0.20.

Debido a la gran diferencia entre el primer y segundo ajuste realizado con LILITA (Figs. 3.4 y 3.5), y tomando en cuenta que el segundo ajuste es más competitivo con CASCADE para explicar las funciones de excitación experimentales a pesar que el promedio de χ^2 es mucho mayor que el obtenido en el primer ajuste, se intentó variar algunos parámetros de entrada de LILITA para ver si algún cambio en uno o un conjunto de ellos producía un mejor ajuste.

Después de varios intentos se observó que el parámetro ALMAS del archivo de entrada LILINP (Go81), al modificar su valor producía cambios notables en los espectros de evaporación que se obtenían con LILITA. Este parámetro de entrada es el que contiene el valor de la ordenada al origen de la relación α/A vs. S que dan Gilbert y Cameron (G165), para el parámetro de densidad de niveles,

$$\alpha/A = 0.00917S + \text{ALMAS}. \quad (3.8)$$

Por supuesto al variar este parámetro estamos variando la densidad de niveles de nuestros posibles núcleos residuales y por consiguiente la probabilidad de decaimiento de estos. En la Fig. 3.7 se encuentra la gráfica de χ^2 vs. ALMAS que se obtiene al comparar los 16 canales de decaimiento de la Tabla 3.4 con los datos experimentales a 90 Mev tomando un rango en el valor de ALMAS entre 0.10 y 0.65, y en la Tabla 3.5 se muestran los valores respectivos.

Se puede observar en la gráfica de la Fig. 3.7 y de los resultados de la Tabla 3.5 que χ^2 presenta un mínimo entre ALMAS = 0.20 y 0.25. Al realizar este mismo procedimiento para todas nuestras energías elegidas en nuestros ajustes se puede ver en 7 de ellas que el mínimo coincide con el valor de ALMAS = 0.20 y que en las restantes como en el caso de 90 Mev mencionado anteriormente el valor de χ^2 es muy cercano al mínimo que se obtiene. En la Fig. 3.8 se muestran las gráficas de χ^2 obtenidas para cada energía.

Debido a esto un nuevo análisis con LILITA se realizó tomando ahora el valor de entrada de ALMAS = 0.20 en sustitución de 0.142 que proporcionó Gilbert-Cameron para este parámetro, obteniéndose las funciones de excitación mostradas en la Fig. 3.9 que corresponden a los datos de secciones eficaces de la Tabla A.5 del Apéndice A. En la Tabla 3.6 se dan los valores de χ^2 para los canales de decaimiento correspondientes a este ajuste, comparados

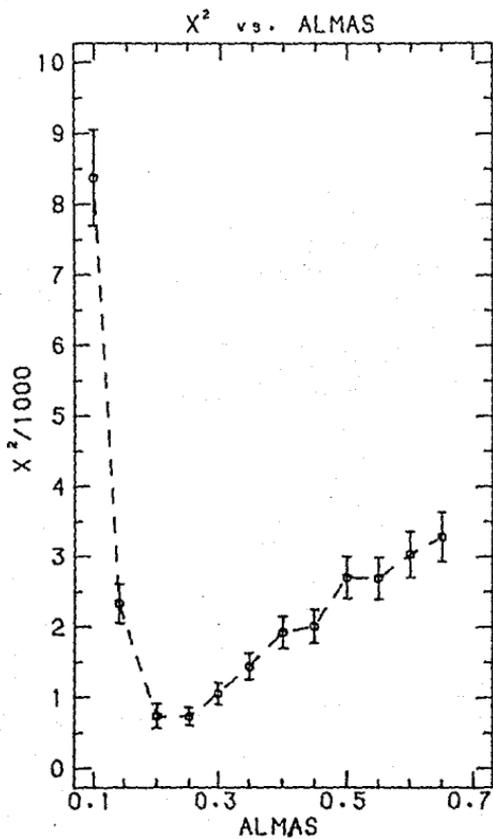


Figura 3.7.- Gráfica de ji-cuadrada vs. ALMAS para 90 Mev.

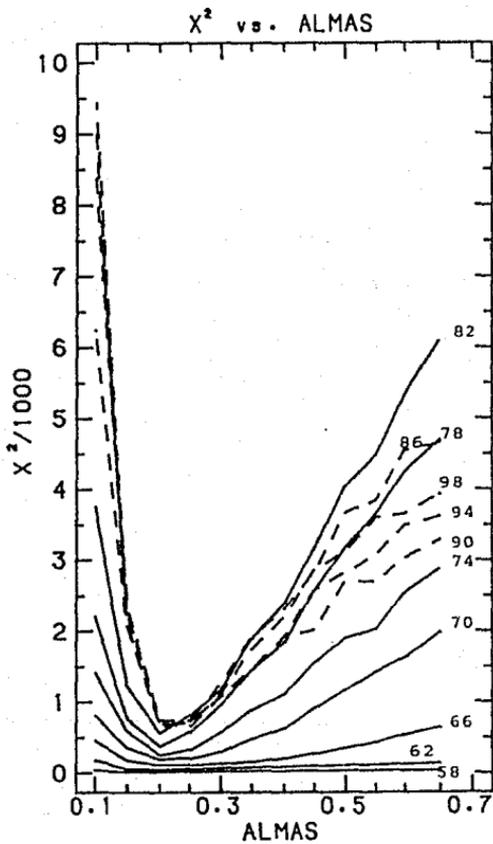


Figura 3.8.- Gráfica de χ^2 -cuadrada vs. ALMAS para cada una de las energías elegidas en nuestro análisis.

con los obtenidos en CASCADE y en LILITA cuando se toma la opción Gilbert-Cameron.

De acuerdo a los resultados anteriores vemos que LILITA supera el ajuste de CASCADE aunque por muy corto margen. De los 16 canales de decaimiento tomados en cuenta en nuestro análisis, en 10 de ellos el ajuste obtenido por LILITA supera a los datos de CASCADE.

Los canales mayoritarios (A2p) y (3p) correspondientes al ^{50}Cr y ^{55}Mn mejoran los ajuste anteriores de LILITA, en el primer caso disminuyendo de manera notoria la población final (Fig.3.1.f,

TABLA 3.5		
VALORES DE χ^2 DE LOS ESPECTROS DE EVAPORACIÓN EN 90 MEV AL VARIAR EL PARÁMETRO ALMAS		
ALMAS	χ^2	$\delta\chi^2$
0.10	8371.75	675.81
0.142	2334.63	277.87
0.20	738.63	174.31
0.25	731.75	126.37
0.30	1058.85	153.56
0.35	1443.62	189.12
0.40	1925.41	229.00
0.45	2009.99	237.18
0.50	2705.02	296.81
0.55	2690.94	298.93
0.60	3030.85	328.12
0.65	3281.44	352.93

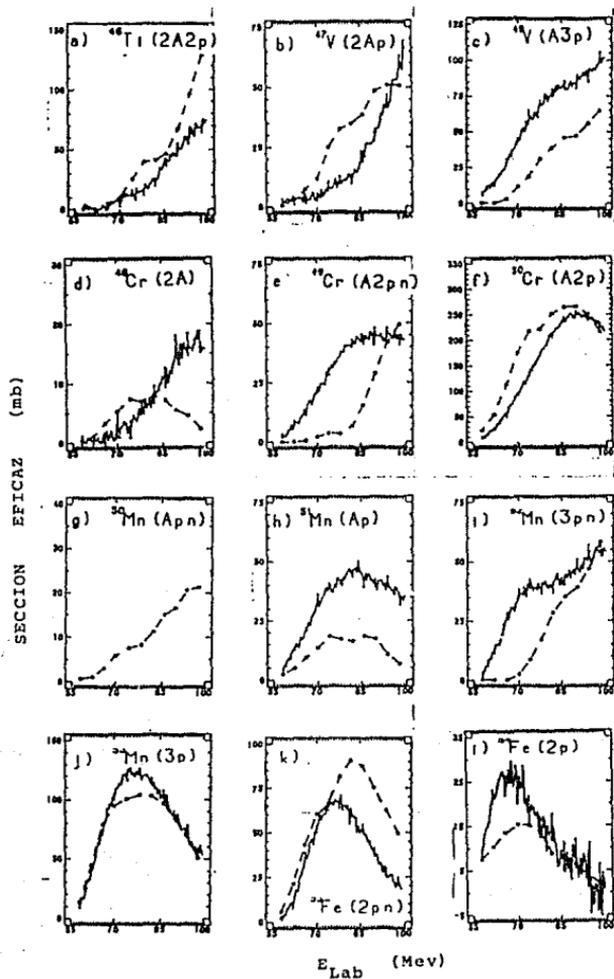


Figura 3.9.- Funciones de excitación obtenidas con LILITA (guión-círculo), al tomar el valor de ALMAS = 0.20.

TABLA 3.6					
VALORES DE χ^2 PARA LAS FUNCIONES DE EXCITACIÓN (ALMAS = 0.20)					
RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2
⁴⁴ Ti	2605.67	⁴⁹ Cr	243.52	⁵¹ Mn	233.17
⁴⁶ Ti	45.91	⁵⁰ Cr	247.50	⁵² Mn	120.39
⁴⁷ V	54.73	⁵¹ Cr	151.50	⁵³ Mn	14.01
⁴⁸ V	140.07	⁵² Cr	1538.66	⁵³ Fe	112.04
⁴⁹ V	188.30	⁵⁰ Mn	233.40	⁵⁴ Fe	7.98
⁴⁸ Cr	14.73				

Promedio de χ^2 (ALMAS=0.20) = 394.95

Promedio de χ^2 (ALMAS=0.142) = 1109.99

Promedio de χ^2 (CASCADE) = 472.47

3.9.f), y en segundo caso incluso mejora el ajuste obtenido por CASCADE (Figs. 3.1.j y 3.9.j). Estos dos elementos junto con el ⁴⁶Ti y el ⁵⁴Fe presentan comportamientos muy similares a los datos experimentales (Figs. 3.9.a y 3.9.1).

Otro cambio apreciable puede verse en ⁴⁹V que aumenta su sección eficaz dando la impresión que esta nueva función de excitación tiene un comportamiento similar a la función de excitación experimental (Figs. 3.1.c y 3.9.c). Por otro lado el canal ⁴⁸Cr(2A) trata de ajustarse de 58 a 82 Mev (Fig. 3.9.d), mientras que el ⁵³Mn lo hace de 82 a 98 Mev (Fig. 3.9.j), mostrando ambos un buen ajuste en las regiones de energías mencionadas. El cambio que se observa en el ⁵³Fe también es importante ya que por arriba de 74 Mev los datos teóricos predichos en este ajuste son muy altos, descomponiendo bastante el ajuste que daba para este elemento la opción de Gilbert-Cameron (Fig. 3.5.k y 3.9.k). Respecto al ⁴⁴Ti, su población se reduce casi a la mitad de la obtenida anteriormente (Fig. 3.10).

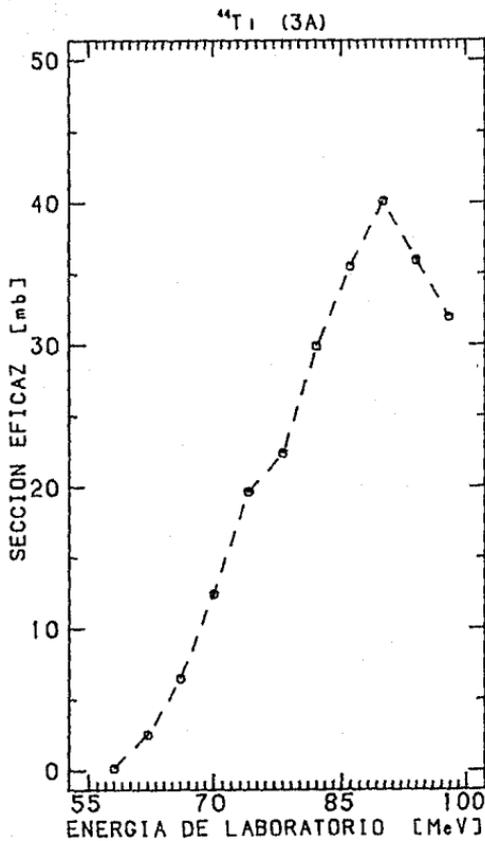


Figura 3.10.- Función de excitación que se obtiene para ^{44}Ti cuando se toma el valor de ALMAS = 0.20.

De nuevo los elementos ^{51}Cr y ^{40}V son predichos por LILITA con sección eficaz cero.

Hasta ahora parece ser que nuestro objetivo ha sido cumplido pero nuevas preguntas como la del porque los canales de decaimiento $^{40}\text{V}(A3p)$ y $^{51}\text{Cr}(4pn)$ no son predichos por ninguno de los dos programas cuando estos presentan una sección eficaz apreciable en el experimento surgen. También aparece la inquietud de poder explicar de una manera más explícita los resultados obtenidos por LILITA siguiendo las secuencias de evaporación del núcleo compuesto, ya que posiblemente estas nos proporcionen una explicación del por que algunos canales de decaimiento como los mencionados anteriormente o como es el caso de $^{40}\text{V}(A3p)$ o $^{40}\text{Cr}(A2pn)$ presentan una muy baja sección eficaz ya que si observamos estos canales necesitan de 4 partículas evaporadas para que el núcleo compuesto formado en la reacción se transforme en alguno de ellos y posiblemente las energías con las que son emitidas las partículas dentro de estas secuencias son muy altas de tal forma que la energía de excitación de nuestro sistema al inicio del proceso desaparece en el modelo más rápido de lo esperado, lo que impide realizar un ajuste más exacto utilizando el programa LILITA.

Este tipo de análisis pudo ser realizado con ayuda de las modificaciones que se hicieron a LILITA, mencionados en la sección 7 del capítulo II. Los resultados obtenidos sobre las secuencias de evaporación y las energías de las partículas emitidas serán presentados en el siguiente capítulo, así como los últimos ajustes realizados en base a estos resultados.

CAPÍTULO IV: SECUENCIAS DE EVAPORACIÓN PARA EL SISTEMA $^{20}\text{Si}+^{20}\text{Si}$ Y ÚLTIMOS AJUSTES CON EL PROGRAMA LILITA.

1. Introducción.

En el capítulo anterior fueron presentados tres ajustes diferentes para los datos del proceso de fusión-evaporación del sistema $^{20}\text{Si}+^{20}\text{Si}$. La diferencia entre estos ajustes radica en los valores de los parámetros de densidad de niveles usados para los posibles núcleos residuales. El tercero de ellos, denominado como ajuste para ALMAS = 0.20, mejora los resultados de CASCADE de acuerdo a los valores de χ^2 obtenidos para las funciones de excitación en consideración. Este resultado que puede calificarse como positivo, sin embargo no es completamente satisfactorio ya que varias de nuestras funciones de excitación siguen teniendo diferencias muy marcadas con los datos experimentales. En la Fig. 4.1 se muestra la función de excitación del ^{20}Cr en este ajuste en el cual se ve que la sección eficaz predicha por LILITA, está todavía muy arriba de la que se reporta experimentalmente.

En todos los ajustes realizados con LILITA los parámetros de densidad de niveles de los posibles núcleos residuales son afectados de la misma forma. En base a la sugerencia de Jorge Gomez del Campo (Go90), de cambiar sólo algunos de estos parámetros y no todos a la vez, una serie de nuevos intentos para ajustar los datos experimentales fueron realizados.

Se pensó que si conociéramos las secuencias de evaporación de las partículas emitidas, éstas podrían proporcionar alguna idea de cuales parámetros de densidad de niveles podrían ser modificados. En este capítulo se comentarán dichos ajustes y se mencionarán algunas posibles explicaciones del por qué LILITA proporciona

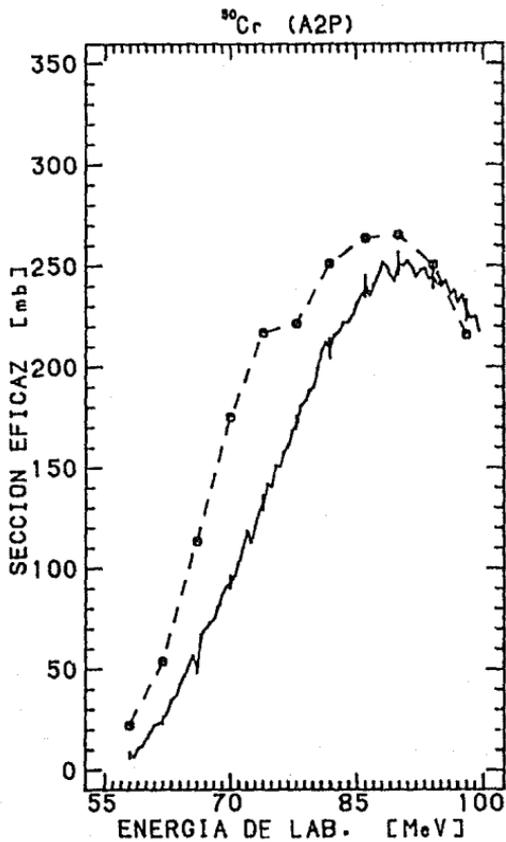


Figura 4.1.- Función de excitación del ^{50}Cr obtenido con LILITA al tomar ALMAS = 0.20.

comportamientos diferentes en algunas funciones de excitación.

2. Secuencias de evaporación.

Antes de presentar las secuencias de evaporación de los eventos de fusión obtenidas por LILITA cuando se toma la opción Gilbert-Cameron para núcleos esféricos (ALMAS = 0.142), daremos una breve explicación del por qué se elige esta opción y no la de ALMAS = 0.20 o $a = A/7.5$, siendo que estas proporcionan un mejor ajuste con los datos experimentales de acuerdo a la χ^2 promedio que se dan en la Tabla 3.6.

ELEMENTO	PARÁMETRO DE DENSIDAD DE NIVELES			X	
	C_2 $a=A/7.5$	C_3 GILBERT Y CAMERON	C_4 ALMAS=0.20	C4/C2	C4/C3
⁴⁴ Ti	5.86	6.42	8.97	153.1	139.7
⁴⁶ Ti	6.12	6.93	9.59	156.7	138.4
⁴⁷ V	6.26	6.78	9.50	151.8	140.1
⁴⁸ V	6.39	6.77	9.55	149.5	141.1
⁴⁹ V	6.52	6.76	9.60	147.2	142.2
⁴⁸ Cr	6.39	6.58	9.36	146.5	142.2
⁴⁹ Cr	6.52	6.56	9.40	144.2	143.3
⁵⁰ Cr	6.65	6.54	9.44	142.0	144.3
⁵¹ Cr	6.79	6.44	9.39	138.3	145.8
⁵² Cr	6.92	6.15	9.16	132.4	148.9
⁵⁰ Mn	6.66	6.31	9.21	138.3	146.0
⁵¹ Mn	6.79	6.29	9.24	136.1	146.9
⁵² Mn	6.92	6.17	9.18	132.7	148.8
⁵³ Mn	7.05	5.87	8.94	126.8	152.3
⁵³ Fe	7.05	5.88	8.95	127.0	152.2
⁵⁴ Fe	7.19	5.56	8.69	120.9	156.3
	N PROMEDIO			140.22	145.53

Dentro de la literatura (Ne56, Ho76, Wo80, Gi65), se puede encontrar una serie de conjuntos o relaciones diferentes para los valores del parámetro de densidad de niveles que pueden estar

relacionados con la masa atómica, efectos de capas o la energía de excitación de los núcleos. En LILITA podemos elegir entre trabajar con los valores que propone Newton (Ne56), o los valores que dan Gilbert y Cameron (Gi65). La validez de usar estos conjuntos está respaldada en comparaciones realizadas con los datos experimentales, lo que no sucede al tomar $ALMAS = 0.20$. En la Tabla 4.1 se muestran los parámetros de densidad de niveles para los 16 núcleos residuales que se han tomado a consideración en los ajustes del capítulo anterior.

Se puede ver en esta Tabla que los valores obtenidos para el parámetro de densidad de niveles al utilizar $ALMAS = 0.20$ difieren en promedio 40.22% por arriba de los valores correspondientes a $a = A/7.5$ y 45.53% por arriba de los propuestos por Gilbert y Cameron. Ahora bien, si en estos nuevos ajustes los parámetros de densidad de niveles se cambian en base a los valores que se obtienen al tomar $ALMAS = 0.20$ éstos pudieran alejarse mucho más de los valores que se pueden encontrar en la literatura por lo que se optó no usarlos desde un principio.

Si se observa en la Fig. 4.2 los valores experimentales de los parámetros de densidad de niveles para la región de masa atómica entre 40 y 60, vemos que éstos se ajustan más a los valores que dan Gilbert y Cameron que los que proporciona Newton, además los valores de Gilbert y Cameron toman en cuenta una corrección de capas que no considera Newton. Esta es la razón por la cual a pesar que los valores de Newton proporcionan un χ^2 promedio menor que la que se obtiene con los valores de Gilbert y Cameron, tampoco son utilizados. En la Fig. 4.3 se puede ver la diferencia que existe en el comportamiento de estos dos conjuntos de datos. Otra razón de peso para utilizar los valores de Gilbert y Cameron para el parámetro de densidad de niveles es la de poder ajustar la función de excitación del ^{50}Cr ya que este elemento es el que presenta una mayor sección eficaz y la función de

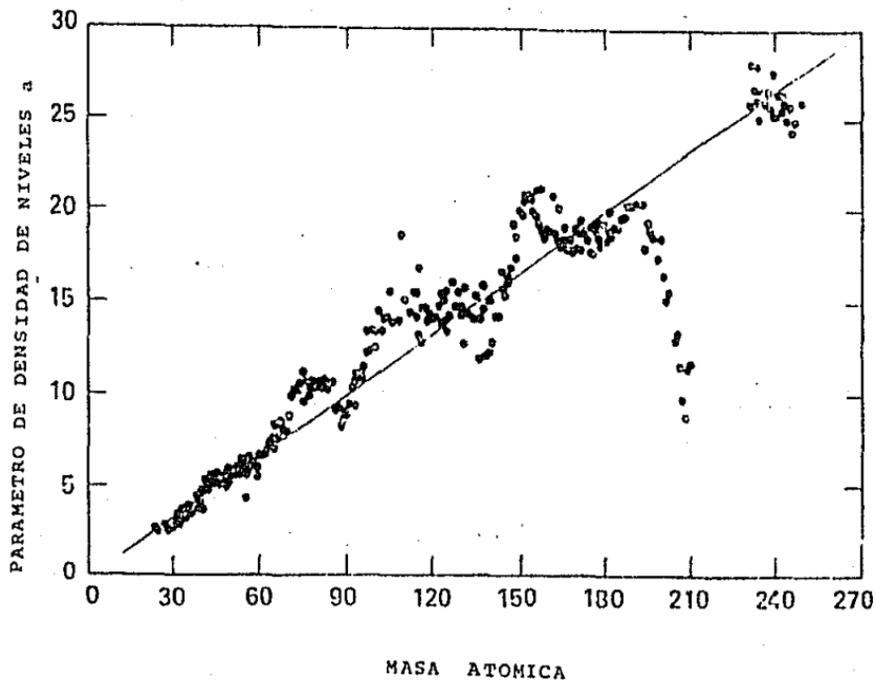


Figura 4.2.- Valores experimentales para el parámetro de densidad de niveles α (círculos).

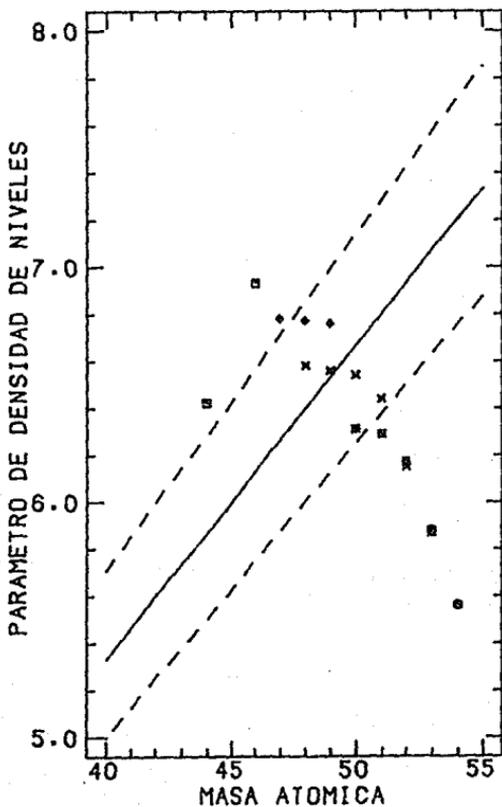


Figura 4.3.- Valores del parámetro de densidad de niveles a. a) $a=A/7.5$ (línea continua). b) Valores de Gilbert y Cameron (Ti=cuadrado, V=rombo, Cr=x, Mn=*, Fe=hexagono).

excitación obtenida al utilizar esta opción presenta un comportamiento más parecido a los datos experimentales que la que se obtiene al tomar $\alpha = A/7.5$.

En estos ajustes se suponen sólo 1000 eventos de fusión con lo cual se obtiene un mayor riesgo en fluctuaciones estadísticas a cambio de una mayor velocidad en los cálculos del programa. Esto no parece ser tan crítico si hacemos notar que las fluctuaciones como las mostradas en la Fig. 3.3 aparecen en 1 de cada 6 corridas en LILITA y son más marcadas en los canales de decaimiento que presentan una sección eficaz más pequeña. Tomando en cuenta además que los valores de χ^2 que se obtienen con este número de eventos de fusión están dentro del orden de magnitud de los que se obtienen al tomar 20,000 eventos como se muestra en la Tabla 4.2, los datos obtenidos con LILITA para 1000 eventos pueden ser calificados como buenos.

Las secuencias de evaporación obtenidas con LILITA para 62, 78 y 90 Mev son mostradas en las Tablas 4.3, 4.4 y 4.5, respectivamente.

TABLA 4.2		
VALORES DE χ^2 DE LOS ESPECTROS DE EVAPORACIÓN PARA $ALMAS=0.142$		
ENERGIA (Mev)	$\chi^2 \pm \delta\chi^2$ (1000 eventos)	$\chi^2 \pm \delta\chi^2$ (20000 eventos)
62	66.40±18.05	56.57±14.81
78	843.41±147.78	754.49±121.93
90	2269.51±282.56	2334.63±277.87

TABLA 4.3

SECUENCIAS DE EVAPORACION EN 62 MEV PARA 1000 EVENTOS AL TOMAR LA OFICINA DE GILBERT Y CAMERON. LOS NUMEROS 1(4), 2(5) Y 3(6) EN LA SEGUNDA COLUMNA SE REFIEREN A NEUTRONES, PROTONES Y PARTICULAS ALFA, RESPECTIVAMENTE. EMITIDAS EN LA REGION DEL CONTINUO (DISCRETO). LAS PARTICULAS PRIMERO EMITIDAS APARECEN PRIMERO EN LA SECUENCIA, CONTANDO DE IZQUIERDA A DERECHA.

ELEMENTO	SECUENCIA	EVENTOS	TOTALES
TI44	333	22	27
	336	5	
V47	332	35	59
	233	2	
	335	22	
CR48	33	35	35
CR50	325	167	336
	235	82	
	232	56	
	223	24	
	226	3	
	322	4	
MN50	231	14	16
	213	1	
	132	1	
MNS1	23	18	102
	32	84	
MNS3	222	74	156
	225	82	
FE53	125	34	134
	212	24	
	215	51	
	122	11	
	224	1	
	221	13	
FE54	22	90	91
	25	1	
		SUB-TOTAL	956
		OTROS NUCLEOS	44
		TOTAL	1000

TABLA 4.4
 SECUENCIAS DE EVAPORACION EN 78 MEJ PARA 1000 EVENTOS AL TOMAR LA OPCION
 DE GILBERT Y CAMERON.

ELEMENTO	SECUENCIA	EVENTOS	TOTALES
TI44	332	70	88
	336	18	
TI46	3325	32	47
	2332	4	
	2236	3	
	2335	5	
	2326	2	
	3322	1	
V47	233	13	78
	331	34	
	335	27	
	323	4	
V49	2235	7	17
	2325	7	
	3225	3	
CR48	33	49	49
CR49	2315	2	3
	1325	1	
CR50	322	102	397
	232	79	
	235	38	
	325	127	
	223	28	
	226	23	
CR52	2225	8	8
MNS0	213	2	19
	231	5	
	315	1	
	312	6	
	132	2	
	135	1	
	321	3	
	MNS1	32	
23		7	
MNS2	1225	6	10
	2215	3	
	2125	1	
MNS3	222	63	74
	225	11	
FE53	312	24	

ESTA TESIS NO DEBE
 SALIR DE LA BIBLIOTECA

80

122	23	
221	18	
215	3	
125	4	72

FR54	20	28	28
------	----	----	----

SUB-TOTAL	971
OTROS NUCLEOS	29
TOTAL	1000

TABLA 4.5

SECUENCIAS DE EVAPORACION EN 90 MEV PARA 1000 EVENTOS AL TOMAR LA OPCION DE GILBERT Y CAMERON. LOS NUMEROS 1(4), 2(5) Y 3(6) EN LA SEGUNDA COLUMNA SE REFIEREN A NEUTRONES, PROTONES Y PARTICULAS ALFA, RESPECTIVAMENTE. EMITIDAS EN LA REGION DEL CONTINUO (DISCRETO). LAS PARTICULAS PRIMERO EMITIDAS APARECEN PRIMERO EN LA SECUENCIA, CONTANDO DE IZQUIERDA A DERECHA.

ELEMENTO	SECUENCIA	EVENTOS	TOTALES
TI44	333	111	137
	336	26	
TI46	3325	20	59
	3235	19	
	2335	8	
	2336	3	
	3226	5	
	2332	2	
	2326	1	
3232	1		
V47	332	35	104
	232	10	
	323	43	
	335	16	
V49	3225	21	36
	2223	1	
	2325	2	
	2235	10	
	2232	2	
CR48	33	38	38
CR49	2132	4	22
	3215	2	
	3125	4	
	2315	1	
	1232	4	
	1235	1	
	2231	1	
	2135	1	
	3224	1	
	1322	1	
3122	2		
CR50	322	179	341
	232	76	
	223	36	
	235	12	
	325	35	
	226	3	
CR52	2225	14	14
MNSO	312	17	31
	213	3	
	315	2	
	321	14	

CONTINUACION TABLA 4.5

MN50	231	5	
	132	3	
	133	4	-8
MN01	30	3	
	23	4	43
MN02	1225	9	
	1222	1	
	2125	3	
	2221	1	
	2215	3	19
MN03	222	49	
	225	3	52
FE53	122	16	
	221	18	
	212	18	
	125	1	53
FE54	22	10	10
		SUB-TOTAL	976
		OTROS NUCLEOS	24
		TOTAL	1000

3. Cierre del canal de decaimiento $^{44}\text{Ti}(3A)$.

En el ajuste que se realizó con LILITA en el capítulo anterior cuando se toma la opción Gilbert y Cameron se puede ver en la Tabla 3.4 que el peso de la χ^2 promedio lo tiene de manera notoria el canal decaimiento (3A) que corresponde a la aparición del ^{44}Ti en los cálculos del programa. Es claro que si este canal pudiera ser cerrado por LILITA se tendría un mejor ajuste ya que este elemento no fue observado experimentalmente. Se pensó además que si los eventos que corresponden a este canal se pudieran repartir en otros canales de decaimiento, que fueron observados se mejorarían todavía más los resultados obtenidos hasta ahora. El cierre o la apertura de un canal puede realizarse cambiando los valores de los parámetros ALD y DLD (Go80), ya que éstos afectan directamente la densidad de niveles de los posibles núcleos residuales y a su vez la probabilidad que tienen para poder aparecer.

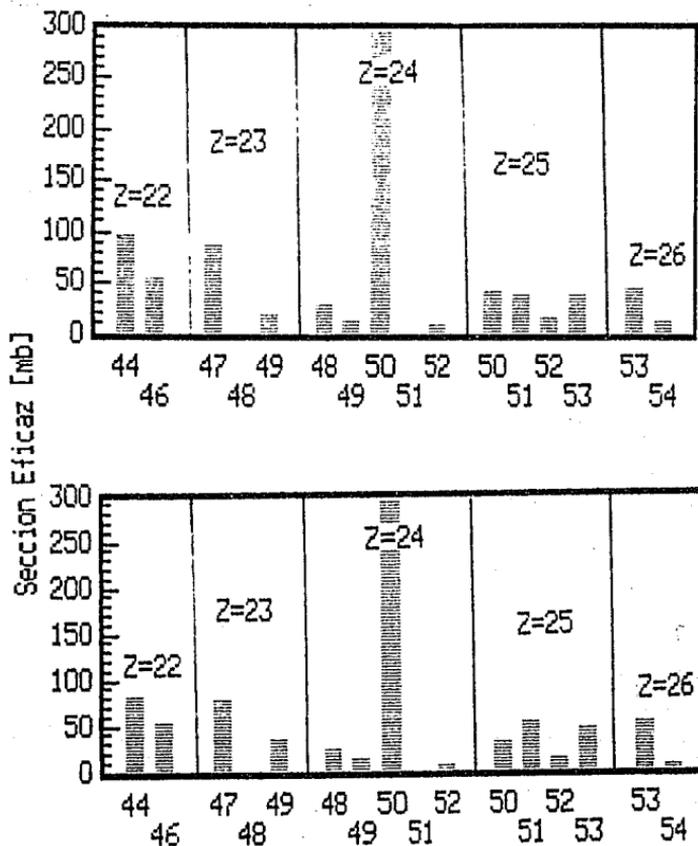
Para no tener diferencias muy grandes con los parámetros de densidad de niveles que dan Gilbert y Cameron, como los que se obtuvieron al sustituir ALMAS = 0.20, nos fijamos un margen del 25% en las variaciones de estos parámetros sobre los valores que estos autores proporcionan.

De acuerdo a las secuencias de evaporación que se obtuvieron y que se muestran en las Tablas 4.3, 4.4 y 4.5, vemos que el ^{44}Ti presenta un mayor número de eventos en 90 Mev, por lo que consideramos conveniente realizar las pruebas de cierre de este canal en esta energía. Como este elemento es predicho tanto en tratamientos continuos y discretos por el programa, y nos interesa cerrarlo de la mejor manera posible se optó por reducir los parámetros de ALD y DLD que le corresponden en un 25%. El espectro de evaporación que se obtuvo al realizar los cambios en 90 Mev es comparado con el que se obtiene en la opción de Gilbert-Cameron, y

observamos que la población del ^{44}Ti disminuye de manera notoria (Fig. 4.4). Al correr varias veces nuestro programa con estos cambios se obtuvieron datos muy similares a la primer corrida y una disminución en la población del ^{44}Ti de más del 30% con respecto a los resultados de la opción de Gilbert-Cameron.

Va que los parámetro ALD y DLD fueron reducidos con el más alto margen que nosotros fijamos como error, optamos por reducir los parámetros ALD del ^{48}Cr que es el único canal que alimenta a ^{44}Ti de acuerdo a las secuencias de evaporación presentadas en la sección anterior.

TABLA 4.6		
VALORES DE χ^2 PARA DIFERENTES CAMBIOS EN ALD Y DLD		
ENERGÍA (MeV)	$\chi^2 \pm 6\chi^2$	CAMBIO REALIZADOS
90	2269.51±282.56	ALD'S PROPUESTOS POR GILBERT Y CAMERON
78	1071.12±154.75	
62	66.40±18.05	
90	791.43±140.50	CAMBIO # 1 DLD(^{44}Ti)=3.15 Y ALD(^{44}Ti)=4.82
78	737.54±126.48	
62	55.07±14.94	
90	568.37±104.50	CAMBIO # 2 DLD(^{44}Ti)=3.15, ALD(^{44}Ti)=4.82 Y ALD(^{48}Cr)=3.20
78	270.65±53.60	
62	62.50±13.92	
90	454.75±92.12	CAMBIO # 3 DLD(^{44}Ti)=3.15, ALD(^{44}Ti)=4.82, ALD(^{48}Cr)=3.20 Y ALD(^{52}Fe)=3.41
78	255.12±59.87	
62	55.18±14.56	



MASA ATOMICA

Figura 4.4.- Espectros de evaporación en 90 Mev. a) Opción Gilbert y Cameron. b) Cuando se disminuyen ALD y DLD del ^{44}Ti un 25 %.

El cierre de este canal puede verse como clave en nuestro intento de lograr un mejor ajuste ya que también se encuentra sobrepoblado (Fig. 3.5.d), al igual que el ^{47}V que es alimentado en parte también por el ^{48}Cr . Se observó que cuando el parámetro de densidad de niveles del ^{48}Cr es disminuido en un 20%, la población del ^{44}Ti baja alrededor de un 85%, además que la población del ^{47}V disminuye marcadamente acercándose a la que se reporta experimentalmente para esta energía. Abajo de este margen ya no se detectaron cambios que pudieran considerarse apreciables. Como última opción para cerrar el canal (3A) se modificó el parámetro ALD para el ^{52}Fe ya que de acuerdo a las secuencias de evaporación de las Tablas 4.3, 4.4 y 4.5 este canal alimenta directamente al ^{48}Cr . Vemos que cuando disminuimos un 10% el parámetro ALD de este elemento, la población del ^{44}Ti puede considerarse despreciable y la sección eficaz para el ^{47}V se ajusta bastante bien a los datos experimentales. Los comportamientos para estos elementos conforme se van realizando los cambios se muestran en la Fig. 4.5 y 4.6 en 62, 78 y 90 Mev.

Por desgracia la población del ^{48}Cr disminuye más de lo deseado en 90 Mev pero al revisar los resultados en 62 y 78 Mev vemos que se produce un buen ajuste (Fig. 4.7).

Al calcular χ^2 para estas corridas se observa en la Tabla 4.6 que el valor de ésta se reduce notablemente conforme se van aplicando los cambios en 78 y 90 Mev.

4. Funciones de excitación.

Después de lograr el cierre del canal de decaimiento $^{44}\text{Ti}(3A)$ y que implicó tener un mejor ajuste para los canales $^{48}\text{Cr}(2A)$ y $^{47}\text{V}(2Ap)$ a la vez, se realizaron cambios del mismo tipo para otros canales que hasta el momento no tenían un buen ajuste, por

Comportamiento del Ti44

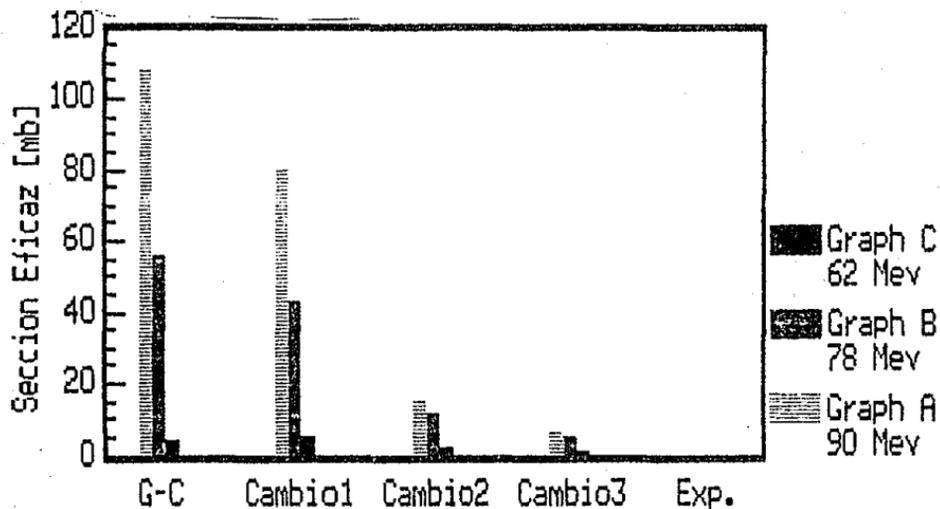


Figura 4.5.- Comportamiento del ^{44}Ti al aplicar los cambios de la Tabla 4.6.

Comportamiento del V47

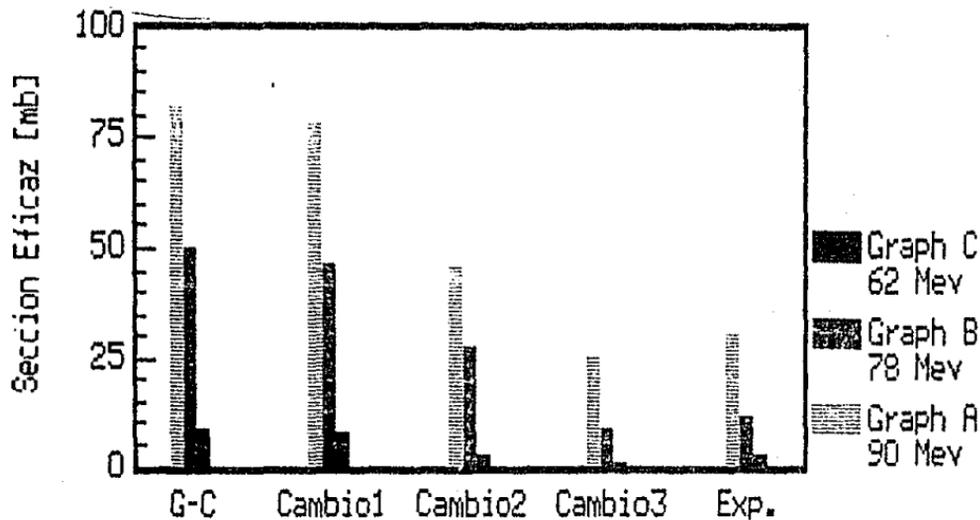


Figura 4.6.- Comportamiento del ^{47}V al aplicar los cambios de la Tabla 4.6.

Comportamiento del Cr48

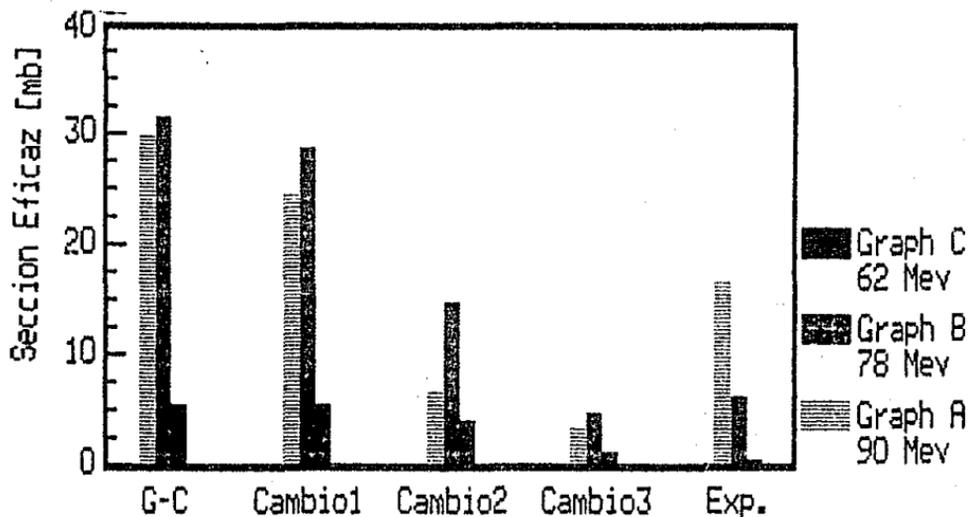


Figura 4.7.- Comportamiento del ^{48}Cr al aplicar los cambios de la Tabla 4.6.

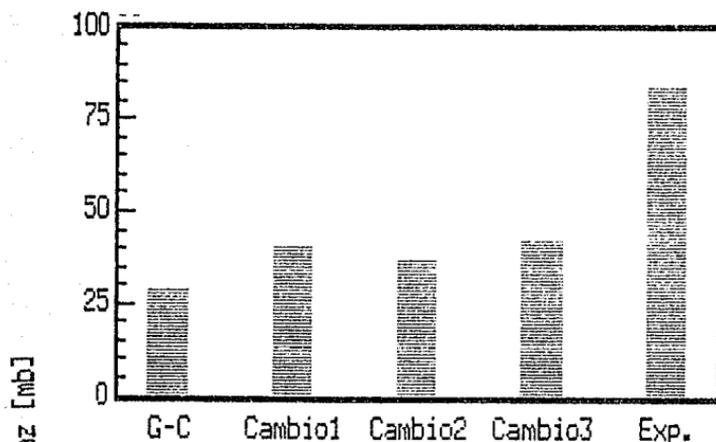
ejemplo: el $^{40}\text{V}(A3p)$ que en todo el intervalo de energía analizado presenta una sección eficaz muy baja (Fig. 3.1c, 3.4.c, 3.5.c y 3.9.c), y que proviene del ^{50}Cr debido a la emisión de un protón de acuerdo a las secuencias de evaporación, se pensó que al aumentar los parámetros ALD y DLD de este núcleo aumentaría su población y a la vez pudiera disminuir la sección eficaz del ^{50}Cr que está muy por arriba de los datos experimentales, produciendo así un doble ajuste. Por desgracia esto no sucede a pesar de haber excedido los márgenes establecidos para las desviaciones de estos parámetros. En la Fig. 4.8 se muestran los comportamientos del ^{40}V y ^{50}Cr para los cambios que se indican en la Tabla 4.7.

Otra tentativa para ajustar estos elementos fue la de cerrar el canal ^{50}Cr y aumentar el canal (3p) que corresponde al ^{55}Mn de tal manera que los elementos que del ^{54}Fe pasan al ^{50}Cr según los cálculos previos, pasarán al ^{55}Mn y éstos a su vez decaerán al ^{40}V . Después de varios intentos no se logró observar cambio en el ^{40}V y si un ligero aumento en la población del ^{55}Mn .

TABLA 4.7		
VALORES DE LOS PARÁMETROS ALD Y DLD PARA EL ^{40}V		
CAMBIO	ALD	DLD
1	9.63	26.25
2	11.56	31.50
3	15.42	42.00

Al igual que el ^{40}V y ^{50}Cr , los canales de decaimiento $^{50}\text{Mn}(A4p)$, $^{51}\text{Mn}(A4p)$, $^{40}\text{Cr}(A2p)$ y $^{55}\text{Fe}(2p)$ se trataron de ajustar

Comportamiento del V49 en 90 Mev.



Comportamiento del Cr50 en 90 Mev.

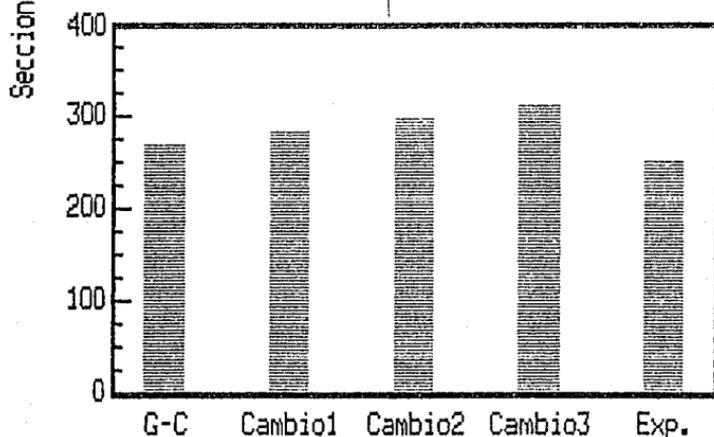


Figura 4.8.- Comportamientos de ^{49}V y ^{50}Cr al aplicar los cambios de la Tabla 4.7.

por medio de variaciones en sus parámetros ALD y DLD pero no se logró ningún resultado positivo, descomponiendo incluso otros canales que se encontraban bien ajustados.

Debido a esto y a los resultados de χ^2 en la Tabla 4.6 se optó por obtener las funciones de excitación de los núcleos residuales realizando sólo los cambios mencionados en la sección 3 de este Capítulo. Este nuevo conjunto de funciones de excitación es mostrado en la Fig. 4.9, y los valores de las secciones eficaces correspondientes se encuentran dadas en la Tabla A.6 del Apendice A.

En la Tabla 4.8 se muestran los valores de χ^2 para cada uno de los canales de decaimiento que se predicen en este ajuste. En ella se puede ver que con sólo 4 cambios en los parámetros de densidad de niveles, ALD y DLD, se mejoran los resultados de CASCADE e incluso los obtenidos en el ajuste de ALMAS = 0.20 (ver Tabla 3.6).

TABLA 4.8					
VALORES DE χ^2 PARA LAS FUNCIONES DE EXCITACIÓN					
CON LOS CAMBIOS MENCIONADOS EN LA SECCIÓN 3 PARA ALD Y DLD					
RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2
^{44}Ti	—	^{40}Cr	208.09	^{51}Mn	124.39
^{46}Ti	5.17	^{50}Cr	264.44	^{52}Mn	132.47
^{47}V	26.88	^{51}Cr	151.50	^{53}Mn	12.91
^{48}V	143.64	^{52}Cr	885.75	^{53}Fe	402.18
^{49}V	177.75	^{50}Mn	1882.13	^{54}Fe	11.90
^{48}Cr	10.79				

Promedio de $\chi^2 = 277.50$

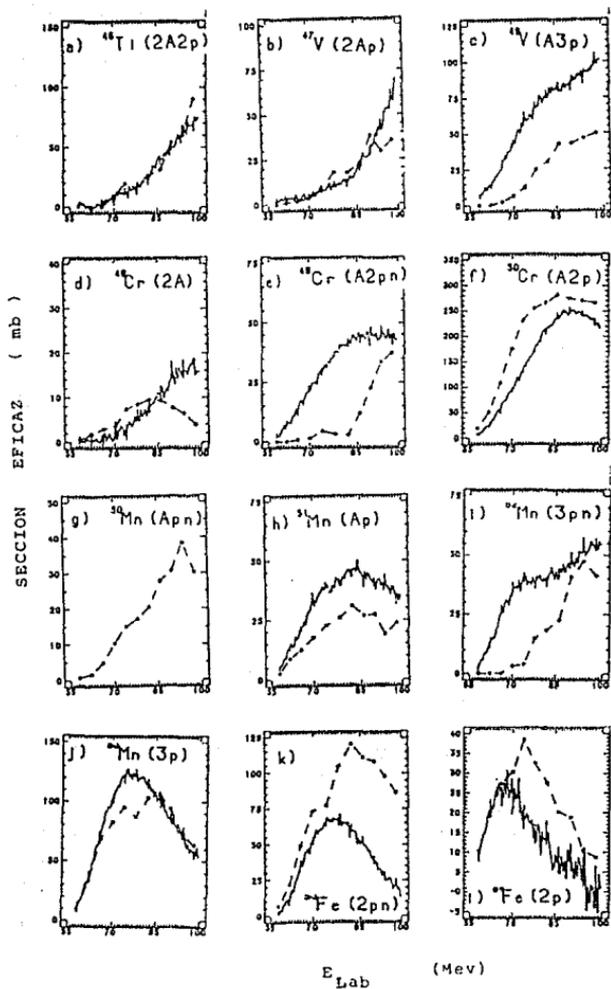


Figura 4.9.- Funciones de excitación obtenidas con LILITA con los cambios mencionados en la sección 3.

5. Análisis en las energías de excitación.

Debido a la imposibilidad de lograr un mejor ajuste con LILITA para los datos experimentales se trató de encontrar una explicación en base a las energías de excitación de los núcleos que intervienen en el proceso de evaporación. Esta explicación parte de observar los canales de decaimiento $^{48}\text{V}(A3pn)$ y $^{51}\text{Cr}(4pn)$ que necesitan de 5 evaporaciones por parte del núcleo compuesto formado en la reacción para poder aparecer. Si se revisan los espectros de evaporación de nuestro último ajuste realizado (Tabla 1, Apéndice B), se observa que sólo 5 eventos fueron predichos para estos canales los cuales se encuentran repartidos en 94 y 98 Mev.

Esto nos hace pensar que la imposibilidad de lograr un mejor ajuste se pudiera explicar de los valores que calcula LILITA para las energías de excitación mencionadas anteriormente.

Con ayuda de las modificaciones hechas al programa, mencionadas en la sección 7 del capítulo II, es posible calcular las energías promedios de las partículas emitidas y con los resultados obtenidos calcular las energías de excitación de los núcleos residuales por los que se tiene que pasar antes que la evaporación sea completada. Estos cálculos sin embargo pueden ser refutados ya que las energías de excitación que se reportan carecen de un cálculo correcto en las desviaciones que éstas pueden presentar. Lo anterior es debido a problemas que se tuvieron con el espacio de memoria de la computadora utilizada. A pesar de ésta limitación los resultados obtenidos pueden proporcionar una gran información del por qué LILITA no da un mejor ajuste.

En las Tablas 4.9, 4.10 y 4.11 se muestran los resultados obtenidos en este análisis energético para 62, 78 y 90 Mev, respectivamente. La explicación de cada cuadro dentro de ellas son

mostrada en la Fig. 4.10. Cada una de ellas consta de 5 partes que pueden armarse como se muestra en la Fig. 4.11.

Es necesario aclarar que las energías promedio de las partículas emitidas sólo están calculadas, si el tratamiento que utiliza el programa es para la región de niveles continuos. Otra aclaración es la de hacer notar que cuando en nuestras tablas se reporta una energía negativa, que obviamente es un resultado ilógico, ésto sólo nos indica que la posible energía de excitación promedio de un núcleo es muy pequeña o simplemente no existe.

Si observamos la Tabla 4.11 que corresponde a los datos obtenidos para 90 Mev y revisamos las secuencias de evaporación que pueden llevarnos al ^{54}Cr , vemos que este elemento sólo puede aparecer si el ^{52}Mn emite un protón o el ^{52}Cr emite un neutrón. En el caso del ^{52}Mn se reporta una energía de excitación de 3.23 Mev que corresponde a dos de los 27 eventos que llegan a él de la emisión de un protón del ^{58}Fe , y los 25 restantes son predichos cuando el análisis es hecho para el caso discreto, lo que indica que la energía de excitación para estos eventos está abajo de 4.25 Mev que es la energía de corte entre las regiones continua y discreta del ^{58}Fe .

El evento restante que se reporta en el ^{52}Mn proviene del ^{55}Mn con muy baja o nula energía de excitación. Esto nos indica que sólo 2 eventos de los 28 reportados pudieran decaer al ^{54}Cr del ^{52}Mn .

Para el caso del ^{52}Cr se reportan 20 eventos que provienen del ^{58}Mn y todos estos son predichos por un tratamiento discreto lo cual indica que cuando se estaba en el ^{58}Mn la energía de excitación estaba abajo de 5.90 Mev y se necesitan como mínimo

NOMBRE DEL NÚCLEO	# DE EVENTOS - # DE EVENTOS (# DE EVENTOS) QUE LLEGAN QUE SE QUEDAN (EXPERIMENTALES)		
	TIPO DE DECAIMIENTO		
	NEUTRÓN	PROTÓN	ALFA
# DE EVENTOS EMITIDOS CASOS	# DE EVENTOS EMITIDOS CASOS	# DE EVENTOS EMITIDOS CASOS	# DE EVENTOS EMITIDOS CASOS
CONTINUO-DISCRETO	CONTINUO-DISCRETO	CONTINUO-DISCRETO	CONTINUO-DISCRETO
ENERGÍA DE EXCITACIÓN SI PROVIENE DE UN DECAIMIENTO TIPO			
NEUTRÓN	PROTÓN	ALFA	
ENERGÍA PROMEDIO DE LAS PARTÍCULAS EMITIDAS TIPO			
NEUTRÓN	PROTÓN	ALFA	
ENERGÍA DE UMBRAL PARA LA EMISIÓN DE UNA PARTÍCULA TIPO			
NEUTRÓN	PROTÓN	ALFA	
ECT - ENERGIA DE CORTE REGIÓN CONTINUA Y DISCRETA			

FIG.4.10.- Características de los cuadros internos de las Tablas 4.9, 4.10 y 4.11. Las unidades de las energías especificadas están dadas en Mev.

17.06 Mev para poder llegar al ^{54}Cr , lo cual es imposible. Debido a todo esto sólo 2 eventos tienen la probabilidad de decaer al ^{54}Cr cuando este necesita 73 eventos si suponemos que en el experimento sucedieron un total de 1000 eventos.

En el caso del ^{49}V éste puede aparecer de la emisión de un neutrón del ^{49}V , un protón del ^{49}Cr y una partícula α del ^{52}Mn . Para el ^{49}V se tienen 54 eventos reportados de los cuales 52 provienen del ^{50}Cr y 42 de ellos de un tratamiento discreto lo que indica que antes de decaer al ^{49}V se tenía una energía de

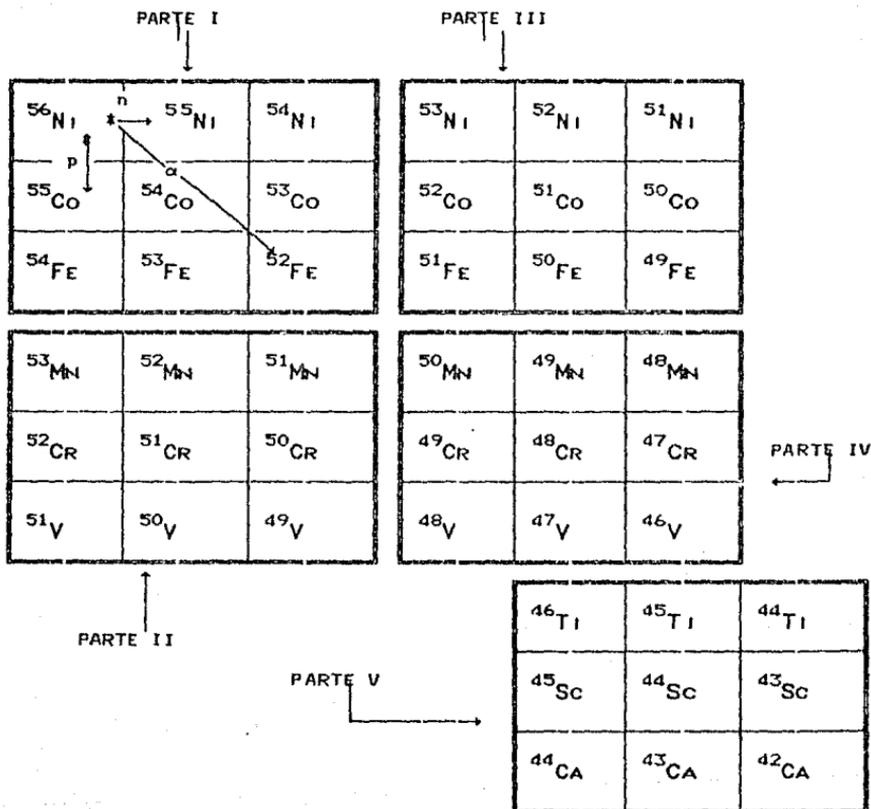


Figura 4.11 .-- Modo de ensamble de las Tablas 4.9,4.10 y 4.11.

TABLA 4.9.- Análisis energético para 62 Mev (PARTE I).

⁶⁰ Ni 1000-0 (0)			⁶³ Ni 75-0 (0)			⁶⁴ Ni - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
75-0	852-0	73-0	0-0	74-0	1-0			
41.93			21.05					
4.24± 2.38	8.25± 2.84	11.41± 2.05		7.10± 2.17	1.51± 0.33			
16.64	7.18	7.99		4.62	7.53			
6.58			6.00					
⁶⁰ Co 852-0 (0)			⁶⁴ Co 181-54 (0)			⁶³ Co 1-1 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
107-0	461-3	281-0	1-0	35-91	0-0	0-0	0-0	0-0
	26.50		8.91	9.33		Neg.		
3.57± 1.52	7.19± 2.24	4.41± 3.60	2.61± 0.00	4.48± 1.68				
14.08	5.04	8.19	13.43	4.54	7.80		1.59	7.45
4.30			4.00			4.00		
⁶⁴ Fe 464-144 (147)			⁶³ Fe 146-146 (62)			⁶² Fe 73-0 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
19-1	116-137	40-7	0-0	0-0	0-0	1-0	62-0	10-0
	14.27		Neg.	0.31		Neg.		22.53
3.05± 1.52	4.03± 1.91	6.81± 1.64				2.25± 0.53	4.46± 2.87	2.16± 2.29
13.38	8.85	8.42	10.68	7.52	7.97	16.17	7.38	7.68
5.0			4.25			5.0		

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.9 (PARTE II)

^{55}Mn 253-253 (270)			^{55}Mn 0-0 (82)			^{55}Mn 343-33 (91)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	13-0	133-162	2-0
	1.39		Neg.	Neg.			10.69	13.90
						2.47± 0.71	5.32± 2.41	5.51± 0.34
12.05	6.56	9.15	10.54	6.54	8.66	13.68	5.27	8.66
5.90			5.47			5.20		
^{52}Cr 0-0 (0)			^{51}Cr 0-0 (12)			^{50}Cr 342-342 (168)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0
	NEg.						0.10, 3.31	Neg.
12.04	10.5	9.35				12.93	9.58	8.55
4.04			4.26			4.36		
^{51}V - ()			^{50}V - ()			^{49}V 0-0 (92)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	0-0	0-0	0-0
							Neg.	Neg.

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.9 (PARTE III)

^{58}Ni - ()			^{52}Ni - ()			^{51}Ni - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	-	-	-
^{52}Co - ()			^{51}Co - ()			^{50}Co - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	-	-	-
^{54}Fe 2-1 (0)			^{50}Fe - ()			^{49}Fe - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	1-0	0-0	-	-	-	-	-	-
4.11		12.01						
	5.40± 1.08							
	4.46	8.14						
5.00								

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.9 (PARTE IV)

^{50}Mn 14-14 (0)			^{49}Mn - ()			^{48}Mn - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	-	-	-	-	-	-
Neg.	2.15	Neg.						
13.08	4.52	7.97						
5.00								
^{49}Cr 0-0 (54)			^{48}Cr 10-2 (1)			^{47}Cr - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	2-3	2-1	-	-	-
Neg.	Neg.	Neg.			12.69			
				6.28± 0.00	6.15± 0.67			
16.64	8.36	7.95	16.64	8.36	7.68			
3.93			3.93					
^{48}V 0-0 (13)			^{47}V 7-7 (14)			^{46}V 0-0 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0
				Neg.	Neg.			
			13.01	5.16	8.24			
3.02			4.00					

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.9 (PARTE V)

^{46}Ti 0-01 (0)			^{45}Ti 0-0 (0)			^{44}Ti 3-3 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0
		Neg.						Neg.
4.51						5.00		
^{48}Sc - ()			^{44}Sc - ()			^{43}Sc 0-0 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	0-0	0-0	0-0
^{44}Ca - ()			^{43}Ca - ()			^{42}Ca - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	-	-	-

CONTINUA.....

TABLA 4.10.- Análisis energético para 78 Mev (PARTE I).

^{60}Ni 1000-0 (0)			^{60}Ni 67-0 (0)			^{64}Ni - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
67-0	815-0	118-0	0-0	56-0	11-0			
49.93			28.41					
4.88± 2.76	9.07± 3.23	12.98± 3.37		8.02± 2.80	4.13± 2.32			
16.64	7.18	7.99		4.62	7.53			
6.58			6.00					
^{60}Co 815-0 (0)			^{60}Co 151-12 (0)			^{60}Co 2-2 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
95-0	413-1	306-0	2-0	118-12	7-0	0-0	0-1	0-0
	33.68		15.27	15.77		1.84- ϵ _F		
4.33± 2.51	7.76± 2.46	7.46± 4.43		4.67± 2.47	7.77± 1.09	2.34- ϵ _F		
14.08	5.04	8.19	13.43	4.54	7.80		1.59	7.45
4.30			4.00			4.00		
^{54}Fe 414-41 (23)			^{54}Fe 181-158 (102)			^{52}Fe 120-2 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
51-0	142-23	110-47	0-2	0-21	0-0	2-0	105-0	11-0
	20.88		3.93	6.06, 6.56		Neg.	Neg.	28.96
3.57± 1.84	5.01± 2.92	6.05± 4.02				2.57± 0.30	7.45± 2.43	5.96± 4.28
13.38	8.85	8.42	10.68	7.52	7.97	16.17	7.38	7.68
5.0			4.25			5.0		

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.10 (PARTE II)

⁵⁵ Mn 165-141 (195)			⁵⁵ Mn 22-22 (59)			⁵⁵ Mn 411-46 (66)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-1	0-23	0-0	0-0	0-0	0-0	20-0	207-105	33-0
	7.02		Neg.	Neg.			14.13	18.03
						2.63± 1.06	4.78± 2.45	5.10± 3.28
12.05	6.56	9.15	10.54	6.54	8.66	13.68	5.27	8.66
5.90			5.47			5.20		
⁵² Cr 23-23 (0)			⁵¹ Cr 0-0 (73)			⁵⁰ Cr 469-418 (271)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	1-0	3-27	3-17
	0.46-ε _p		Neg.				4.08, 7.98	6.41
						3.90± 0.00	2.97± 0.41	
12.04	10.5	9.35				12.93	9.58	8.55
4.04			4.26			4.36		
⁵¹ V - ()			⁵⁰ V - ()			⁴⁹ V 30-30 (110)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	0-0	0-0	0-0
							Neg.	Neg.

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.10 (PARTE III)

^{58}Ni - ()			^{52}Ni - ()			^{54}Ni - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	-	-	-
^{58}Co - ()			^{51}Co - ()			^{50}Co - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	-	-	-
^{54}Fe 13-0 (0)			^{50}Fe - ()			^{40}Fe - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	10-3	0-0	-	-	-	-	-	-
10.22		16.75						
	4.26± 1.77							
	4.46	8.14						
5.00								

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.10 (PARTE IV)

⁵⁰ Mn 40-36 (0)			⁴⁹ Mn - ()			⁴⁸ Mn - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	1-3	0-0	-	-	-	-	-	-
1.72	1.50, 8.03	0.20						
13.08	4.52	7.97						
5.00								
⁴⁹ Cr 5-5 (58)			⁴⁸ Cr 11-2 (10)			⁴⁷ Cr - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	0-2	5-2	-	-	-
Neg.	3.51-ε _p	Neg.	Neg.		15.32			
					9.46± 2.18			
16.64	8.36	7.95	16.64	8.36	7.68			
3.93			3.93					
⁴⁸ V 0-0 (10)			⁴⁷ V 35-19 (17)			⁴⁶ V 1-1 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	1-0	2-10	2-1	0-0	0-0	0-0
	Neg.			4.25	0.37, 4.27	Neg.		0.06-ε _p
			2.83± 0.00	4.02± 0.00	6.89± 0.50			
			13.01	5.16	8.24			
3.02			4.00					

CONTINUA.....

TABLA 4.11.- Análisis energético para 90 Mev (PARTE I).

⁵⁸ Ni 1000-0 (0)			⁵⁵ Ni 72-0 (0)			⁵⁴ Ni - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
72-0	767-0	161-0	0-0	62-0	10-0			
55.93			33.95					
5.34± 3.14	9.58± 3.91	13.98± 4.15		8.71± 2.98	8.16± 4.63			
16.64	7.18	7.99		4.62	7.53			
6.58			6.00					
⁵⁵ Co 767-0 (0)			⁵⁴ Co 161-21 (0)			⁵³ Co 1-0 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
99-0	384-0	284-0	1-0	101-3	35-0	0-0	0-1	0-0
	39.17		25.88	20.62		7.26, 2.09		
4.67± 2.87	8.25± 2.81	10.95± 3.54	5.09± 0.00	6.48± 2.53	5.66± 4.38			
14.08	5.04	8.19	13.43	4.54	7.80		1.59	7.45
4.30			4.00			4.00		
⁵⁴ Fe 384-19 (11)			⁵³ Fe 163-129 (50)			⁵² Fe 169-8 (0)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
58-1	122-11	155-18	4-3	2-25	0-0	9-0	140-0	12-0
	23.95		6.74	14.86, 9.59		0.49	5.67- _p 0.50- _p	33.96
3.83± 1.72	6.37± 2.54	6.84± 4.60	3.69± 2.63	4.14± 0.00		5.29± 4.12	8.24± 2.60	9.81± 4.07
13.38	8.85	8.42	10.68	7.52	7.97	16.17	7.38	7.68
5.0			4.25			5.0		

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.11 (PARTE II)

⁵⁵ Mn 133-110 (111)			⁵² Mn 28-28 (62)			⁵¹ Mn 424-38 (52)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
1-0	0-20	2-0	0-0	0-0	0-0	25-0	270-31	59-1
	8.73		Neg.	3.23		Neg.	18.34	20.06
3.57± 1.25		7.15± 1.17				3.20± 1.13	5.11± 2.64	5.71± 4.00
12.05	6.56	9.15	10.54	6.54	8.66	13.68	5.27	8.66
5.90			5.47			5.20		
⁵² Cr 20-20 (0)			⁵¹ Cr 0-0 (73)			⁵⁰ Cr 474-393 (319)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	0-0	2-0	10-42	5-22
	2.17-c _p		Neg.	Neg.			7.96, 9.68	8.73
						1.26± 0.00	3.18± 0.62	5.72± 1.90
12.04	10.5	9.35				12.93	9.58	8.55
4.04			4.26			4.36		
⁵¹ V - ()			⁵⁰ V - ()			⁴⁹ V 54-54 (106)		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	0-0	0-0	0-0
							Neg.	Neg.

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.11 (PARTE III)

^{58}Ni - ()			^{59}Ni - ()			^{60}Ni - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	-	-	-
^{58}Co - ()			^{59}Co - ()			^{60}Co - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
-	-	-	-	-	-	-	-	-
^{54}Fe 19-3 (0)			^{56}Fe - ()			^{57}Fe - ()		
n	p	α	n	p	α	n	p	α
0-0	14-2	0-0	-	-	-	-	-	-
12.05		18.26						
	4.95± 2.69							
	4.46	8.14						
5.00								

CONTINUA.....

CONTINUACION TABLA 4.11 (PARTE IV)

⁵⁰ Mn 76-47 (0)			⁴⁹ Mn - ()			⁴⁸ Mn - ()		
n	p	a	n	p	a	n	p	a
1-0	18-10	0-0	-	-	-	-	-	-
1.76, 3.48	2.64, 8.85	12.14, 6.95						
3.40± 0.38	5.62± 0.38							
13.08	4.52	7.97						
5.00								
⁴⁹ Cr 30-30 (59)			⁴⁸ Cr 12-3 (20)			⁴⁷ Cr - ()		
n	p	a	n	p	a	n	p	a
0-0	0-0	0-0	0-0	2-1	2-4	-	-	-
Neg.	2.00		Neg.	Neg.	16.47			
				2.59± 0.00	9.44± 0.63			
16.64	8.36	7.95	16.64	8.36	7.68			
3.93			3.93					
⁴⁸ V 0-0 (31)			⁴⁷ V 63-31 (38)			⁴⁶ V 0-0 (0)		
n	p	a	n	p	a	n	p	a
0-0	0-0	0-0	0-0	3-21	8-0	0-0	0-0	0-0
	Neg.			5.52	3.97, 5.69			
				8.51± 1.66	8.44± 0.20			
			13.01	5.16	8.24			
3.02			4.00					

CONTINUA.....

excitación menor a 4.36 Mev de acuerdo a la energía de corte del ^{50}Cr y en los 10 restantes su energía desaparece al decaer al ^{49}V . En el segundo caso (^{49}Cr), 30 eventos son reportados y la mayoría de ellos provienen de la emisión de un protón del ^{50}Mn . La mayor energía de excitación reportada para este decaimiento es de sólo 2 Mev lo que hace poco posible la emisión de otra partícula por parte del ^{49}Cr . El caso del ^{52}Mn es el mismo que el comentado para el ^{51}Cr .

De acuerdo a los dos casos que se acaban de revisar podemos decir que según LILITA la energía de excitación del núcleo compuesto formado en la reacción desaparece más rápido de lo deseado e impide la aparición del ^{51}Cr y ^{49}V en los resultados que predice el programa. Esto también puede ser la causa de no obtener mejores resultados al variar los parámetros de densidad de niveles ALD y DLD ya que sólo se afectarían unos cuantos elementos de los núcleos padres y los resultados que se tienen puede confundirse con fluctuaciones estadísticas.

Es claro que conclusiones de este tipo pueden ser obtenidas también para 62 y 78 Mev y estos efectos son mucho más notorios si se toma en cuenta que las diferencias con la energía de excitación del núcleo compuesto al inicio de la reacción son de 14 y 6 Mev, respectivamente.

6. Ajuste con ALD dependiente de la energía.

Como se mencionó anteriormente el parámetro de densidad de niveles ALD puede estar relacionado con la energía de excitación de los núcleos en algunos casos. En un último intento de lograr un mejor ajuste y en especial de obtener mejores resultados para el canal (A2p) que corresponde al ^{50}Cr , se trató de realizar un ajuste en el cual los parámetros de densidad de niveles dependerían de las energías utilizadas en el laboratorio, ya que

éstas influyen directamente en la energía de excitación de los núcleos que van apareciendo en el proceso de evaporación.

Este ajuste parte de analizar el comportamiento que muestra el ^{50}Cr en las diferentes ajustes realizados con LILITA. Se observa en las Figs. 3.4, 3.5, 3.9 y 4.9 que la función de excitación que mejor ajusta este elemento de 58 a 74 Mev es la que se obtiene al utilizar $\text{ALD} = A/7.5$ (Fig. 3.4.f), y la que mejor lo ajusta de 78 a 82 Mev es la función que se da cuando se toma la opción de $\text{ALMAS} = 0.20$ (Fig.3.9.f).

En la Fig. 4.12 se muestran las funciones de excitación al tomar los valores de los parámetros de densidad de niveles de acuerdo a este tipo de ajuste para el ^{50}Cr y en la Tabla 4.12 se muestran los valores de χ^2 obtenidos para cada uno de los elementos predichos por el programa en este caso.

Se puede ver en este nuevo conjunto de funciones de excitación que los elementos que presentan mejor comportamiento con los resultados experimentales son el ^{50}Cr , ^{58}Mn y ^{54}Fe . Debe hacerse notar que estos mismos elementos son los que mejor predice CASCADE (Fig. 3.1). A pesar de que se ajustan muy bien los elementos mayoritarios $^{50}\text{Cr}(A2p)$ y $^{58}\text{Mn}(3p)$, los resultados de χ^2 que se dan en la Tabla 4.12 no mejoran los resultados obtenidos en la sección 3 de este capítulo, aunque si superan los resultados de CASCADE.

Este ajuste es comparable al ajuste de $\text{ALMAS} = 0.20$ ya que la χ^2 promedio obtenida es casi idéntica a la obtenida en esta opción, sólo que el último ajuste tiene la ventaja de predecir bien los elementos mayoritarios.

SECCION EFICAZ (mb,

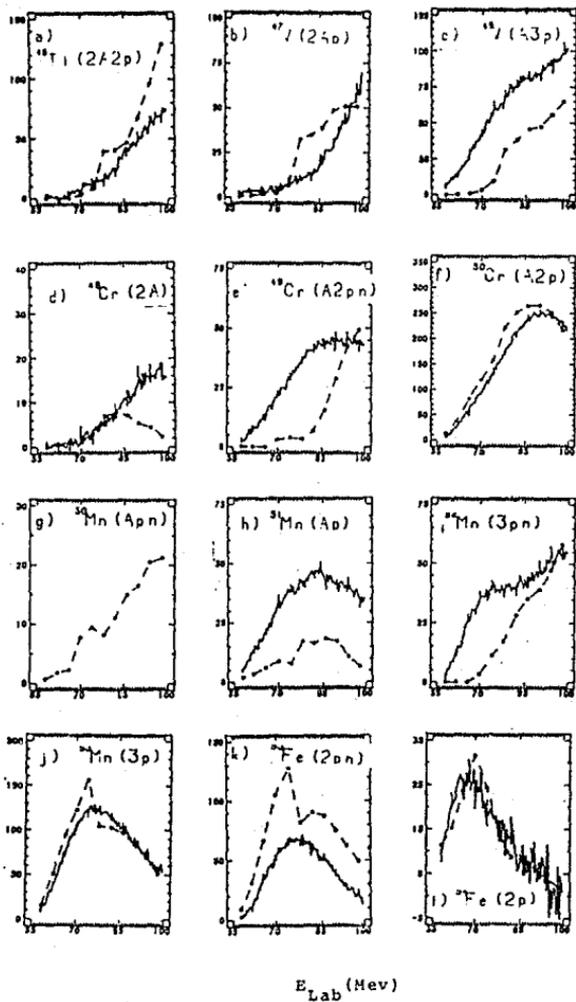


Figura 4.12.- Funciones de excitación obtenidas con LILITA al tomar $a=A/7.5$ de 58 a 74 Mev y $ALMAS=0.20$ de 78 a 98 Mev.

TABLA 4.12					
VALORES DE χ^2 PARA LAS FUNCIONES DE EXCITACIÓN PARA ALD DEPENDIENTE DE LA ENERGÍA					
RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2	RESIDUO	χ^2
^{44}Ti	2391.33	^{40}Cr	242.69	^{51}Mn	285.50
^{46}Ti	44.32	^{50}Cr	63.26	^{52}Mn	114.77
^{47}V	46.11	^{51}Cr	151.57	^{53}Mn	37.07
^{48}V	143.64	^{52}Cr	1592.56	^{55}Fe	287.37
^{49}V	216.23	^{50}Mn	623.46	^{54}Fe	3.65
^{48}Cr	13.21				

Promedio de $\chi^2 = 390.80$

Otro tipo de ajuste que vale la pena mencionar en este capítulo es aquel que relaciona la variable de entrada ALMAS con la energía de laboratorio. Se encontró que era posible ajustar cada uno de los núcleos residuales de una manera casi perfecta si se va variando el parámetro ALMAS conforme varía la energía de laboratorio. Esto sin embargo tiene dos inconvenientes que hacen carecer de validez este tipo de ajuste. El primero de ellos es que la relación obtenida para ALMAS en función de la energía se refiere sólo al ajuste de un elemento particular sin importar el comportamiento de los núcleos residuales restantes, lo que provoca que ALMAS(E) sea diferente para cada núcleo.

El segundo inconveniente que se encuentra es que los valores de los parámetros de densidad de niveles llegan a ser mucho muy diferentes a los que se pueden encontrar en la literatura y el valor de ALMAS que dan Gilbert y Cameron para esta región de núcleos esféricos se desvía en ocasiones en más de 400%. En la Fig. 4.13 se dan las funciones de excitación que se obtuvieron para el ^{50}Cr , ^{52}Mn , ^{53}Mn y ^{54}Fe utilizando este tipo de ajuste y en la Tabla 4.13 las funciones de ALMAS con respecto a la energía de laboratorio que proporcionaron cada una de éstas funciones.

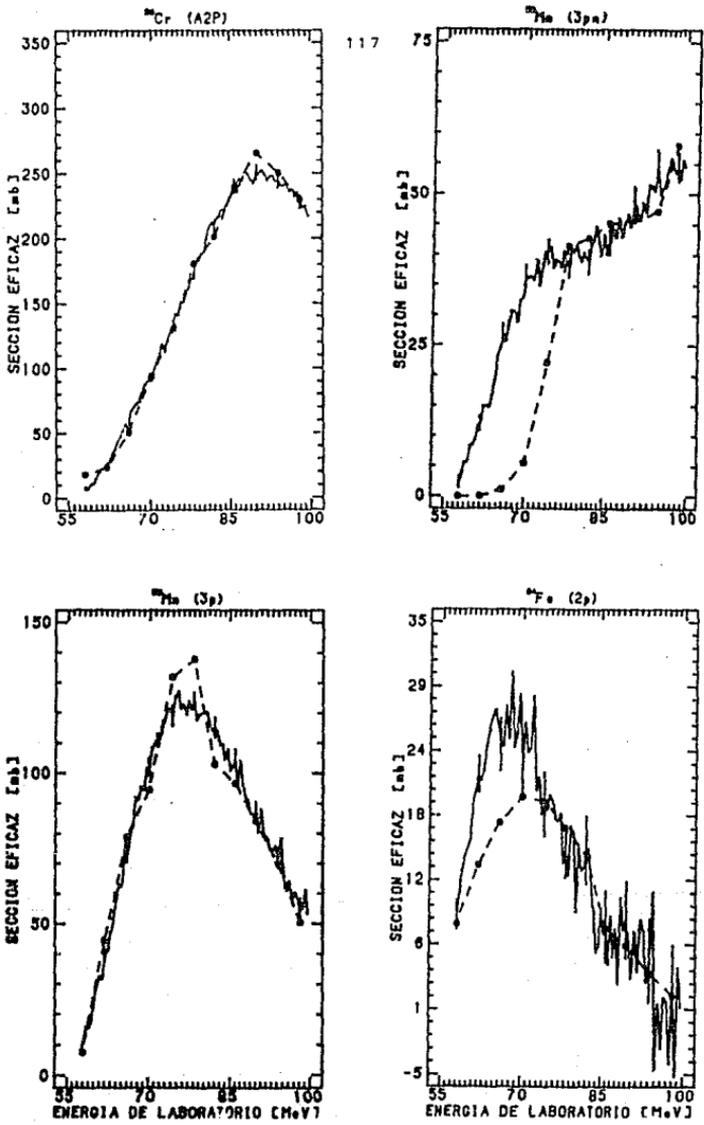


Figura 4.13.- Funciones de excitación obtenidas de acuerdo a los valores de ALMAS dados en la Tabla 4.13 para: a) Cr50, b) Mn52, c) Mn53, d) Fe54.

TABLA 4.13				
ALD EN FUNCIÓN DEL PARAMETRO ALMAS				
E_{LAB} (MeV)	^{50}Cr	^{55}Mn	^{52}Mn	^{54}Fe
58	0.65	0.15	0.65	0.15
62	0.65	0.20	0.65	0.15
66	0.50	0.20	0.65	0.15
70	0.40	0.20	0.65	0.15
74	0.35	0.25	0.65	0.15
78	0.25	0.25	0.35	0.15
82	0.25	0.20	0.25	0.15
86	0.225	0.20	0.20	0.20
90	0.20	0.20	0.20	0.20
94	0.20	0.20	0.20	0.20
98	0.175	0.20	0.20	0.20

CONCLUSIONES

Con ayuda del programa LILITA se realizó un análisis para los datos de fusión- evaporación del sistema $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ en la región de energías entre 58 y 98 Mev en el laboratorio. LILITA, que utiliza el formulismo de Hauser-Feshbach en conjunción con el metodo de Monte Carlo en la predicción de las producciones relativas de los productos de evaporación en una fusión de iones pesados, fue modificado para obtener las secuencias de evaporación del núcleo compuesto antes de llegar a cierto núcleo residual. Una modificación mas fue hecha al programa para calcular las energías promedios con las que diferentes núcleos emiten una partícula ligera.

En total 5 diferentes ajustes fueron presentados y en ellos 16 productos de decaimiento con sección eficaz apreciable son considerados en las comparaciones que se hacen con los resultados obtenidos por CASCADE para el mismo conjunto de datos experimentales. La diferencia en los ajustes realizados con LILITA radica en el valor del parámetro de densidad de niveles que se utiliza para los posibles núcleos residuales.

En el primero de ellos el valor del parámetro de densidad de niveles que se toma para los núcleos que intervienen en el proceso es $a = A/7.5$. Los resultados obtenidos en este ajuste no mejoran las predicciones de CASCADE de acuerdo al análisis de χ^2 realizado en este caso. Los canales de decaimiento predichos por LILITA son los mismos que predice CASCADE y en ambos casos los canales correspondientes a $^{49}\text{V}(A3pn)$ y $^{51}\text{Cr}(4pn)$ son predichos con sección eficaz cero mientras que estos canales experimentalmente presentan una sección eficaz apreciable.

En el segundo ajuste los datos utilizados para el parámetro de densidad de niveles son los propuestos por Gilbert y Cameron para núcleos esféricos. Este ajuste tampoco mejora los resultados de CASCADE e incluso presentan una mayor desviación, de acuerdo al análisis de χ^2 , respecto a los resultados del primer ajuste. Sin embargo, esto se debe a la predicción de un nuevo canal de decaimiento por LILITA, el $^{44}\text{Ti}(3A)$. En este ajuste tampoco se predicen los canales $^{48}\text{V}(A3pn)$ y $^{51}\text{Cr}(4pn)$.

El tercer ajuste realizado es en base a la variable de entrada ALMAS del programa. Esta variable, que representa la ordenada al origen de la relación que dan Gilbert y Cameron para el parámetro de densidad de niveles, y que en el ajuste anterior toma el valor de ALMAS = 0.142, se varió en un intervalo de 0.10 a 0.65 para las 11 energías elegidas en nuestro análisis. Se encontró que en 7 de estas energías, al comparar el espectro de evaporación obtenido con LILITA y el espectro experimental correspondiente, se obtiene un mínimo en χ^2 cuando el valor de ALMAS es de 0.20. En base a esto se optó por obtener las funciones de excitación de los canales de decaimiento para este valor de ALMAS. Se encontró que al realizar un análisis de χ^2 para el nuevo conjunto de funciones de excitación estos resultados mejoraban los predichos por CASCADE logrando nuestro objetivo de mejorar el análisis con este programa. A pesar de esto las diferencias con los datos experimentales siguen siendo muy marcadas y los canales de decaimiento correspondientes al $^{48}\text{V}(A3pn)$ y $^{51}\text{Cr}(4pn)$ seguían sin aparecer, por lo que se decidió realizar nuevos intentos.

En estos intentos se modificó la densidad de niveles de sólo unos cuantos núcleos residuales y no todos a la vez como en los anteriores ajustes. Los parámetros de densidad de niveles tomados como base en este nuevo ajuste son los de Gilbert y Cameron, ya que los valores al sustituir ALMAS = 0.20 difieren de estos en más del 50%, lo cual haría difícil darles una justificación. Se

encontró para este caso que el mejor ajuste se produce cuando se varían los parámetros de densidad de niveles de sólo 3 núcleos y la densidad de niveles de la región discreta para uno de ellos. Los cambios realizados fueron para el $^{44}\text{Ti}(3A)$, $^{48}\text{Cr}(2A)$ y $^{52}\text{Fe}(A)$, en los cuales se disminuyeron sus parámetros de densidad de niveles en un 25%, 20% y 10%, respectivamente, en relación a los valores de Gilbert y Cameron. Además, la densidad de niveles discretos para el ^{44}Ti fue disminuida en un 25% del valor que se daba como entrada en el programa. Al realizar el análisis de χ^2 para las funciones de excitación con estos cambios se mejoran los tres ajustes realizados con LILITA y el ajuste de CASCADE de una manera notoria, siendo este el mejor ajuste reportado en este trabajo. Estos cambios influyen directamente en el decaimiento de estos núcleos por medio de la emisión de una partícula α .

Estos cambios sólo ayudaron a ajustar los canales $^{44}\text{Ti}(3A)$, $^{48}\text{Cr}(2A)$, $^{47}\text{V}(2Ap)$, no lográndose un mejor ajuste para otros canales por este tipo de procedimiento. Esto es debido a que la energía de excitación de nuestro núcleo compuesto formado en la reacción de fusión se pierde demasiado rápido según el modelo usado por LILITA y esto impide un mejor ajuste mediante una simple modificación a los parámetros de densidad de niveles. Además esta es la razón del por que los canales $^{48}\text{V}(A3pn)$ y $^{51}\text{Cr}(4pn)$ nunca llegan aparecer con sección eficaz apreciable.

En vista de querer lograr un mejor ajuste para el elemento que presenta una mayor sección eficaz en el experimento, el ^{50}Cr , se buscó una relación del parámetro de densidad de niveles con la energía de laboratorio que proporcionara un mejor ajuste para este elemento. En base a los ajustes realizados anteriormente se observa que de 58 a 74 Mev el ajuste con la relación $\alpha = A/7.5$ predice mejor este elemento y de 78 a 98 Mev se tiene el mejor ajuste al sustituir $\text{ALMAS} = 0.20$. De acuerdo a esta consideración al obtener las funciones de excitación con los valores para el parámetro de

densidad de niveles que mejor ajusta al ^{50}Cr y después de realizar un análisis de χ^2 , la desviación que se tiene es casi idéntica a la que se obtuvo con ALMAS = 0.20, con la ventaja de que ahora los elementos que presentan un mejor ajuste son el ^{55}Mn y ^{50}Cr , que son los mayoritarios, y el ^{54}Fe al igual que en CASCADE.

En resumen, el mejor ajuste se obtiene con sólo 4 cambios en los parámetros de densidad de niveles superando así los resultados de CASCADE cumpliéndose el objetivo principal de este trabajo. Por otro lado, pudiera ser posible lograr mejores ajustes si se intenta cambiar la distribución que utiliza el programa para el cálculo de las energías de las partículas emitidas por los núcleos, cuestión que se deja abierta para un trabajo posterior.

Aunque en nuestro ajuste sólo se intento variar los parámetros de densidad de niveles y no algún otro parámetro, pudiera ser que introduciendo los coeficientes de transmisión y los niveles discretos explícitos para los núcleos involucrados en todos los posibles canales de salida de la reacción, se tuvieran mejores resultados (Or90).

Se puede decir que CASCADE como LILITA predicen valores teóricos cercanos a la realidad pero podemos observar grandes diferencias entre ellos. Tanto LILITA como CASCADE son programas que utilizan el formalismo de Hauser-Feshbach, por lo que estas diferencias pueden estar relacionadas con el método Monte Carlo utilizado por LILITA y con la predicción a base de rejillas que utiliza CASCADE.

Los modelos estadísticos no sólo son programas que nos ayudan a ajustar gráficas sino que son teorías completas de lo que puede ocurrir en una reacción nuclear. La construcción de este tipo de programas requiere de una gran habilidad en técnicas de programación y métodos numéricos además de un conocimiento claro

de la Física Nuclear, esto último considerado lo más importante.

El manejo de estos programas no sólo son una herramienta importante para la gran mayoría de los investigadores dentro de la Física Nuclear, ellos son también de gran ayuda para el estudiante ya que le proporciona una gran variedad de conceptos básicos necesarios para su formación dentro del área nuclear.

El análisis de datos de reacciones nucleares es una parte fundamental en los estudios de Física Nuclear. Estos involucran un gran número de horas hombre y tiempo máquina además de una gran variedad de conceptos de Física. Por lo tanto no es tan fácil decir que el uso de modelos estadísticos es *cuestión de rutina*.

APENDICE A

TABLA A.1.- SECCIONES EXPERIMENTALES OBTENIDAS PARA EL SISTEMA

28SI + 28SI

RESISTEN-	46TI	47V	48V	48CR	49V	49CR	50CR
CA. SEC. (ohm)							
50.20	1.06 ± 0.33	2.53 ± 1.83	1.48 ± 0.55	2.37 ± 0.73	5.32 ± 1.15	2.51 ± 0.72	7.34 ± 1.35
50.50	2.92 ± 0.56	2.83 ± 1.00	1.13 ± 0.56	0.20 ± 0.50	7.76 ± 1.19	2.46 ± 0.33	6.33 ± 1.40
50.80	1.90 ± 0.39	2.01 ± 1.12	1.22 ± 0.66	0.20 ± 0.62	3.49 ± 1.22	2.45 ± 0.63	10.67 ± 1.47
50.90	1.92 ± 0.71	3.35 ± 1.16	1.43 ± 0.78	0.20 ± 0.55	19.42 ± 1.27	3.33 ± 0.34	11.06 ± 1.52
60.30	2.31 ± 0.73	3.37 ± 1.17	0.90 ± 0.71	0.39 ± 0.66	12.33 ± 1.32	4.63 ± 0.35	15.43 ± 1.58
60.30	1.07 ± 0.30	2.36 ± 1.23	2.22 ± 0.76	0.53 ± 0.94	19.45 ± 1.36	5.47 ± 0.31	19.11 ± 1.89
61.00	3.65 ± 0.32	2.93 ± 1.35	2.19 ± 0.83	0.35 ± 0.31	13.41 ± 1.45	6.29 ± 0.38	22.15 ± 1.82
61.50	8.57 ± 0.37	4.68 ± 1.32	4.82 ± 0.68	0.38 ± 0.33	14.30 ± 1.47	5.51 ± 0.58	23.02 ± 1.82
62.20	-1.29 ± 0.24	2.18 ± 1.23	1.89 ± 0.78	0.10 ± 0.36	13.51 ± 1.43	6.01 ± 0.22	24.67 ± 1.81
62.50	-2.76 ± 0.58	3.78 ± 1.37	2.23 ± 0.83	0.44 ± 0.33	16.85 ± 1.52	7.97 ± 0.59	26.35 ± 1.91
63.80	-0.93 ± 0.37	3.30 ± 0.96	0.83 ± 0.80	0.36 ± 0.72	17.65 ± 1.19	8.31 ± 0.66	54.53 ± 1.47
63.50	0.21 ± 0.29	3.55 ± 1.43	1.77 ± 0.87	0.24 ± 0.68	23.85 ± 1.58	7.04 ± 0.61	33.66 ± 1.94
64.50	2.97 ± 0.97	4.33 ± 1.44	1.61 ± 0.97	0.20 ± 0.63	22.65 ± 1.50	10.12 ± 0.36	42.38 ± 2.07
65.00	2.07 ± 0.33	2.00 ± 1.08	2.68 ± 0.69	0.20 ± 1.12	23.59 ± 1.75	11.83 ± 1.20	52.23 ± 2.33
65.50	1.34 ± 0.28	5.73 ± 1.53	2.22 ± 0.93	0.43 ± 1.17	24.89 ± 1.53	13.73 ± 1.31	56.39 ± 2.38
66.00	3.04 ± 0.15	2.96 ± 1.58	1.31 ± 0.95	0.20 ± 1.12	26.41 ± 1.89	12.29 ± 1.55	51.50 ± 3.33
66.50	3.01 ± 0.16	2.96 ± 1.56	2.45 ± 0.96	0.21 ± 1.20	31.02 ± 1.90	15.10 ± 1.06	67.37 ± 3.43
67.00	5.22 ± 0.23	2.95 ± 1.62	3.34 ± 1.00	2.41 ± 1.23	34.87 ± 1.97	17.19 ± 1.07	70.24 ± 3.53
67.50	6.07 ± 0.31	3.43 ± 1.66	2.05 ± 1.42	1.15 ± 1.74	36.75 ± 2.02	17.43 ± 1.11	73.20 ± 3.62
68.00	4.95 ± 0.23	3.52 ± 1.71	3.00 ± 1.03	1.24 ± 1.33	37.27 ± 2.07	15.43 ± 1.15	74.70 ± 3.66
68.50	8.55 ± 0.33	5.87 ± 1.70	1.39 ± 1.01	0.35 ± 1.54	37.37 ± 2.07	18.25 ± 1.11	81.28 ± 3.81
69.00	6.92 ± 0.32	6.89 ± 1.70	4.00 ± 1.05	0.33 ± 1.32	39.53 ± 2.18	20.27 ± 1.09	87.55 ± 3.93
69.50	7.95 ± 0.42	3.52 ± 1.74	3.94 ± 1.07	0.59 ± 1.34	40.55 ± 2.12	20.55 ± 1.21	90.86 ± 3.81
70.00	4.15 ± 0.41	4.16 ± 1.72	2.97 ± 1.07	0.27 ± 1.35	43.36 ± 2.16	22.42 ± 1.15	96.44 ± 3.81
70.50	6.37 ± 0.58	6.08 ± 1.80	4.04 ± 1.11	0.20 ± 1.12	43.04 ± 2.21	24.68 ± 1.26	103.33 ± 3.88
71.00	12.57 ± 0.51	3.97 ± 1.81	5.19 ± 1.26	2.55 ± 1.40	47.55 ± 2.26	24.82 ± 1.26	103.33 ± 3.88
71.50	9.30 ± 0.54	7.34 ± 1.81	3.16 ± 1.12	2.76 ± 1.39	51.80 ± 2.26	24.91 ± 1.26	111.29 ± 3.88
72.00	12.70 ± 0.90	4.50 ± 1.91	4.20 ± 1.15	3.16 ± 1.45	56.05 ± 2.31	24.96 ± 1.26	119.85 ± 3.88
72.50	11.31 ± 0.65	5.65 ± 1.95	2.71 ± 1.15	3.16 ± 1.45	58.08 ± 2.33	24.39 ± 1.32	112.91 ± 3.33
73.00	11.69 ± 0.68	7.03 ± 1.86	4.93 ± 1.11	1.55 ± 1.48	56.95 ± 2.39	26.32 ± 1.34	120.94 ± 3.81
73.50	19.70 ± 0.68	7.14 ± 1.86	6.93 ± 1.22	2.28 ± 1.58	62.93 ± 2.47	27.27 ± 1.34	128.94 ± 3.81
74.00	13.93 ± 0.75	8.03 ± 1.94	3.92 ± 1.21	2.28 ± 1.58	59.29 ± 2.59	29.59 ± 1.40	132.58 ± 3.67
74.50	12.31 ± 0.85	7.85 ± 1.95	5.99 ± 1.23	3.32 ± 1.52	59.71 ± 2.51	30.81 ± 1.34	140.63 ± 3.78
75.00	17.50 ± 0.85	8.03 ± 1.95	7.95 ± 1.23	3.32 ± 1.52	61.31 ± 2.69	30.81 ± 1.34	140.63 ± 3.78
75.50	17.19 ± 0.20	8.03 ± 1.95	6.85 ± 0.84	3.94 ± 1.52	59.87 ± 1.71	31.39 ± 0.89	151.26 ± 2.92
76.00	14.81 ± 0.39	9.69 ± 1.35	5.88 ± 0.86	3.53 ± 1.06	63.26 ± 1.76	33.76 ± 0.71	159.60 ± 2.92
76.50	15.15 ± 0.39	7.95 ± 1.95	6.85 ± 0.86	3.53 ± 1.06	65.85 ± 1.65	33.76 ± 0.71	159.60 ± 2.92
77.00	15.15 ± 0.39	7.95 ± 1.95	7.71 ± 1.19	4.76 ± 1.47	68.00 ± 2.58	34.94 ± 1.41	151.59 ± 3.83
77.50	15.50 ± 0.36	18.31 ± 1.81	6.79 ± 1.21	3.89 ± 0.95	68.00 ± 2.58	35.77 ± 1.41	159.51 ± 3.83
78.00	13.41 ± 0.37	14.37 ± 1.42	6.87 ± 0.98	4.72 ± 1.51	70.31 ± 0.84	36.01 ± 0.26	172.51 ± 3.19
78.50	20.47 ± 0.23	9.02 ± 1.95	6.48 ± 1.24	5.01 ± 1.52	68.44 ± 2.58	38.13 ± 1.49	180.70 ± 4.37
79.00	17.06 ± 0.93	11.14 ± 1.95	6.47 ± 1.23	7.22 ± 1.58	69.52 ± 2.53	37.04 ± 1.47	183.14 ± 4.45
79.50	16.42 ± 3.08	11.48 ± 1.99	6.83 ± 1.26	5.01 ± 1.52	76.05 ± 2.83	40.78 ± 1.51	188.21 ± 5.23
80.00	20.66 ± 0.93	18.92 ± 1.99	7.84 ± 1.26	3.26 ± 1.53	76.82 ± 2.83	40.78 ± 1.51	189.95 ± 4.55
80.50	21.15 ± 0.37	12.11 ± 1.95	5.20 ± 1.24	7.27 ± 1.69	71.50 ± 2.52	40.88 ± 1.49	199.54 ± 4.72
81.00	23.80 ± 0.39	13.85 ± 1.99	6.83 ± 1.26	5.89 ± 1.53	74.76 ± 2.61	42.78 ± 1.59	201.37 ± 4.53
81.50	23.80 ± 0.39	13.85 ± 1.99	6.57 ± 1.27	7.29 ± 1.55	75.29 ± 2.63	40.88 ± 1.49	212.81 ± 4.05
82.00	22.15 ± 0.11	11.79 ± 2.83	10.20 ± 1.29	8.21 ± 1.55	77.63 ± 2.63	41.62 ± 1.53	209.25 ± 4.05
82.50	22.15 ± 0.11	11.79 ± 2.83	10.20 ± 1.29	8.21 ± 1.55	75.95 ± 2.63	41.62 ± 1.53	209.25 ± 4.05
83.00	20.83 ± 0.35	15.69 ± 1.12	11.21 ± 1.35	6.47 ± 1.15	81.06 ± 1.75	41.62 ± 1.53	219.39 ± 3.97
83.50	34.20 ± 0.26	14.40 ± 2.13	12.24 ± 1.36	8.75 ± 1.62	78.20 ± 2.74	44.35 ± 1.88	222.63 ± 5.85
84.00	37.80 ± 0.26	13.85 ± 2.16	12.24 ± 1.36	8.75 ± 1.62	82.79 ± 2.76	44.35 ± 1.88	222.63 ± 5.85
84.50	32.07 ± 0.31	16.30 ± 1.10	15.34 ± 1.39	10.42 ± 1.04	80.42 ± 1.76	43.21 ± 1.66	225.75 ± 5.12
85.00	38.43 ± 0.12	18.59 ± 2.10	15.23 ± 1.40	10.99 ± 1.65	88.56 ± 2.78	42.53 ± 1.67	251.88 ± 5.87
85.50	41.82 ± 0.41	18.59 ± 2.10	15.23 ± 1.40	10.99 ± 1.65	88.56 ± 2.78	42.53 ± 1.67	251.88 ± 5.87
86.00	41.82 ± 0.41	23.61 ± 2.24	15.56 ± 1.43	10.99 ± 1.65	82.56 ± 2.78	43.36 ± 1.71	239.01 ± 3.38
86.50	40.81 ± 0.48	20.73 ± 2.22	18.97 ± 1.45	12.32 ± 1.69	79.55 ± 2.88	43.68 ± 1.71	235.49 ± 2.23
87.00	40.11 ± 0.34	20.18 ± 2.22	9.96 ± 1.65	9.96 ± 1.65	78.49 ± 2.77	43.68 ± 1.71	249.19 ± 3.38
87.50	40.11 ± 0.34	20.18 ± 2.22	19.56 ± 1.43	11.31 ± 1.85	83.82 ± 2.88	43.68 ± 1.71	245.16 ± 3.28
88.00	43.37 ± 0.89	26.58 ± 1.83	20.19 ± 1.17	12.80 ± 1.38	84.06 ± 2.27	43.16 ± 1.37	251.74 ± 4.14
88.50	47.46 ± 1.42	26.87 ± 2.26	26.87 ± 1.26	11.49 ± 1.85	81.79 ± 2.88	42.80 ± 1.29	261.11 ± 5.34
89.00	45.89 ± 0.89	26.87 ± 2.26	21.89 ± 1.07	13.19 ± 2.23	94.39 ± 2.86	45.97 ± 1.27	245.29 ± 3.89
89.50	43.89 ± 0.85	27.58 ± 2.82	21.41 ± 1.56	13.76 ± 1.79	84.82 ± 3.08	43.74 ± 1.83	247.53 ± 4.05
90.00	51.62 ± 0.69	32.80 ± 2.47	26.87 ± 1.26	14.71 ± 1.91	85.22 ± 3.28	45.97 ± 1.27	245.29 ± 3.89
90.50	51.62 ± 0.69	32.80 ± 2.47	25.32 ± 1.69	13.76 ± 1.79	89.16 ± 3.06	45.97 ± 1.27	245.29 ± 3.89
91.00	59.37 ± 3.74	32.38 ± 2.48	27.88 ± 1.89	13.97 ± 1.79	86.92 ± 3.01	44.41 ± 1.86	252.58 ± 3.37
91.50	52.33 ± 3.74	35.16 ± 2.49	23.17 ± 1.62	16.48 ± 1.81	89.97 ± 3.01	44.41 ± 1.86	252.58 ± 3.37
92.00	54.78 ± 3.58	30.83 ± 2.49	30.88 ± 1.61	16.18 ± 1.50	89.59 ± 3.03	45.01 ± 1.86	245.16 ± 3.28
92.50	68.66 ± 3.69	36.21 ± 2.52	29.65 ± 1.82	16.84 ± 1.87	91.37 ± 3.06	42.61 ± 1.89	247.67 ± 3.43
93.00	58.37 ± 3.52	36.89 ± 2.57	36.89 ± 1.61	17.49 ± 1.85	81.79 ± 2.88	45.97 ± 1.27	245.29 ± 3.89
93.50	54.78 ± 3.58	32.80 ± 2.47	31.05 ± 0.67	15.14 ± 1.65	73.40 ± 3.13	45.01 ± 1.89	247.67 ± 3.43
94.00	64.53 ± 3.89	44.24 ± 2.78	35.39 ± 1.74	16.45 ± 1.83	88.23 ± 3.16	46.34 ± 2.01	244.50 ± 3.58
94.50	67.88 ± 3.97	41.89 ± 2.87	36.84 ± 1.72	15.98 ± 1.68	84.39 ± 3.26	46.34 ± 2.01	244.50 ± 3.58
95.00	67.88 ± 3.97	41.89 ± 2.87	35.39 ± 1.74	16.45 ± 1.83	84.39 ± 3.26	46.34 ± 2.01	244.50 ± 3.58
95.50	81.14 ± 3.21	51.32 ± 2.72	37.83 ± 1.73	15.34 ± 1.59	92.29 ± 3.17	43.52 ± 1.49	242.44 ± 3.41
96.00	71.34 ± 3.23	52.59 ± 2.72	37.14 ± 1.74	16.11 ± 1.59	91.22 ± 3.16	43.52 ± 1.49	242.44 ± 3.41
96.50	67.88 ± 3.97	41.89 ± 2.87	35.39 ± 1.74	16.45 ± 1.83	93.32 ± 3.20	40.80 ± 2.02	237.01 ± 3.36
97.00	68.47 ± 4.00	53.21 ± 2.77	41.89 ± 1.78	17.32 ± 1.52	90.15 ± 3.23	43.31 ± 1.37	232.26 ± 3.25
97.50	68.47 ± 4.00	53.21 ± 2.77	43.58 ± 1.98	15.97 ± 1.53	97.29 ± 3.26	44.35 ± 1.86	242.44 ± 3.41
98.00	55.03 ± 4.21	59.45 ± 2.77	45.70 ± 1.70	15.27 ± 1.37	96.22 ± 3.27	45.31 ± 1.47	224.40 ± 3.12
98.50	72.27 ± 4.22	57.56 ± 2.83	45.58 ± 1.81	15.52 ± 1.31	108.55 ± 3.29	43.21 ± 1.20	217.27 ± 3.26
99.00	74.46 ± 4.33	59.79 ± 3.28	46.81 ± 1.93	15.52 ± 1.14	101.75 ± 3.59	43.81 ± 1.20	217.27 ± 3.26

CONTINUACION TABLA A.1

28SI + 28SI

RESTIQUE-	51CR	51MN	52MN	53MN	53FE	54FE	TOTAL
E _i (MEV)	CA. SEC. (±)	CA. SEC. (±)	CA. SEC. (±)	CA. SEC. (±)	CA. SEC. (±)	CA. SEC. (±)	CA. SEC. (±)
50.90	1.56 ± 1.54	5.08 ± 0.59	2.35 ± 0.34	9.02 ± 1.22	2.15 ± 0.90	3.05 ± 1.27	54.07 ± 14.03
50.90	1.34 ± 1.55	5.20 ± 0.65	3.20 ± 0.37	15.89 ± 1.31	2.13 ± 1.01	10.95 ± 1.31	64.43 ± 14.15
59.00	2.99 ± 1.61	6.16 ± 0.65	5.58 ± 0.31	11.40 ± 1.35	4.03 ± 1.04	3.01 ± 1.35	74.44 ± 14.29
59.00	2.23 ± 1.65	7.28 ± 0.72	5.37 ± 0.45	17.28 ± 1.49	3.63 ± 1.07	14.19 ± 1.42	82.28 ± 14.42
60.00	1.14 ± 1.67	9.10 ± 0.76	6.26 ± 0.05	24.46 ± 1.40	7.70 ± 1.13	14.97 ± 1.45	125.30 ± 14.54
60.00	2.18 ± 1.79	8.91 ± 0.85	6.45 ± 1.15	29.93 ± 1.61	7.83 ± 1.28	15.52 ± 1.57	113.79 ± 14.64
61.00	7.27 ± 1.98	11.32 ± 0.89	6.21 ± 0.35	32.35 ± 1.76	9.99 ± 1.38	10.31 ± 1.69	138.27 ± 15.26
61.00	3.47 ± 1.05	13.33 ± 0.89	11.57 ± 1.23	31.53 ± 1.71	10.91 ± 1.29	20.24 ± 1.63	152.43 ± 15.14
62.00	1.78 ± 1.62	13.35 ± 0.87	12.89 ± 1.21	39.65 ± 1.61	9.87 ± 1.24	21.52 ± 1.60	146.64 ± 15.03
62.00	3.72 ± 1.95	15.25 ± 0.91	14.94 ± 1.29	41.31 ± 1.94	15.42 ± 1.65	26.95 ± 1.72	169.61 ± 15.35
63.00	2.79 ± 1.36	14.15 ± 0.88	14.95 ± 0.91	47.21 ± 1.37	10.00 ± 0.97	21.74 ± 1.62	183.72 ± 15.65
63.00	3.49 ± 1.93	13.99 ± 0.81	14.75 ± 1.29	51.21 ± 2.02	17.10 ± 1.40	23.68 ± 1.78	194.08 ± 15.42
64.00	6.16 ± 2.30	16.16 ± 0.87	16.65 ± 1.38	59.25 ± 2.15	22.52 ± 1.42	23.33 ± 1.64	221.71 ± 15.72
64.00	2.23 ± 2.00	17.07 ± 0.87	19.20 ± 1.39	63.82 ± 2.23	25.29 ± 1.52	26.44 ± 1.66	242.41 ± 15.77
65.00	4.45 ± 2.07	17.82 ± 0.91	23.21 ± 1.55	52.50 ± 2.27	26.29 ± 1.50	27.22 ± 1.61	257.78 ± 15.95
65.00	6.07 ± 2.90	20.58 ± 0.98	24.65 ± 1.89	74.20 ± 2.42	36.08 ± 1.65	26.97 ± 1.25	239.55 ± 16.33
66.00	4.25 ± 1.21	21.37 ± 1.00	26.97 ± 1.55	72.91 ± 2.46	37.20 ± 1.73	24.11 ± 2.31	297.92 ± 16.59
66.00	5.64 ± 2.23	22.23 ± 1.02	25.73 ± 1.55	70.95 ± 2.53	35.14 ± 1.74	24.02 ± 2.30	316.33 ± 16.56
67.00	5.38 ± 2.00	24.79 ± 1.05	29.04 ± 1.62	82.24 ± 2.83	36.81 ± 1.88	27.58 ± 2.36	336.67 ± 16.82
67.00	6.54 ± 2.39	23.12 ± 1.19	39.74 ± 1.68	92.04 ± 2.70	44.24 ± 1.90	24.87 ± 2.36	359.37 ± 17.09
68.00	8.72 ± 2.42	26.99 ± 1.15	38.69 ± 1.63	91.29 ± 2.81	45.00 ± 1.91	30.59 ± 2.48	375.92 ± 17.05
68.00	9.89 ± 2.63	27.91 ± 1.08	26.83 ± 1.68	95.95 ± 2.85	46.74 ± 1.93	23.92 ± 2.58	393.56 ± 17.27
69.00	11.09 ± 2.47	29.13 ± 1.18	32.45 ± 1.72	94.68 ± 2.66	43.72 ± 1.91	35.15 ± 2.52	397.40 ± 17.37
69.00	10.95 ± 2.51	31.38 ± 1.22	32.75 ± 1.75	101.79 ± 2.94	50.52 ± 2.01	26.49 ± 2.68	425.04 ± 17.68
70.00	11.57 ± 2.60	30.47 ± 1.22	36.07 ± 1.89	100.40 ± 3.05	52.12 ± 2.04	24.48 ± 2.66	402.93 ± 17.84
71.00	15.04 ± 2.63	33.09 ± 1.26	36.46 ± 1.92	109.78 ± 3.07	60.03 ± 2.15	23.42 ± 2.67	477.22 ± 18.24
71.00	16.85 ± 2.73	36.73 ± 1.31	39.21 ± 1.94	112.40 ± 3.24	55.77 ± 2.11	24.50 ± 2.66	462.76 ± 18.01
72.00	16.84 ± 2.69	37.24 ± 1.33	34.94 ± 1.85	117.21 ± 3.21	60.78 ± 2.20	26.95 ± 2.72	447.44 ± 18.24
73.00	26.05 ± 2.85	39.59 ± 1.35	39.29 ± 1.95	120.53 ± 3.25	64.99 ± 2.31	24.48 ± 2.72	484.63 ± 18.64
73.00	18.89 ± 2.78	37.91 ± 1.39	40.54 ± 1.98	121.43 ± 3.35	60.37 ± 2.31	17.99 ± 2.93	545.27 ± 18.68
74.00	20.54 ± 2.62	39.46 ± 1.49	40.58 ± 1.96	119.24 ± 3.31	65.95 ± 2.29	19.62 ± 2.95	556.07 ± 18.66
74.00	24.05 ± 2.82	39.80 ± 1.48	42.55 ± 1.98	125.63 ± 3.48	67.19 ± 2.36	24.48 ± 2.72	569.93 ± 18.64
75.00	26.08 ± 9.33	39.80 ± 1.48	37.82 ± 1.33	126.94 ± 3.32	65.68 ± 1.58	19.58 ± 1.97	570.73 ± 18.64
75.00	31.38 ± 1.06	37.90 ± 0.95	39.11 ± 1.34	121.42 ± 3.31	67.35 ± 1.69	19.17 ± 2.28	594.04 ± 18.34
76.00	38.75 ± 2.66	39.59 ± 1.35	40.54 ± 1.98	122.75 ± 3.25	62.77 ± 2.31	17.50 ± 2.93	620.28 ± 18.68
76.00	31.66 ± 2.66	39.59 ± 1.35	37.96 ± 1.82	119.54 ± 3.16	66.51 ± 1.69	17.35 ± 2.11	625.24 ± 18.68
77.00	32.71 ± 2.73	43.25 ± 1.37	49.64 ± 1.88	123.97 ± 3.24	67.38 ± 2.24	10.80 ± 2.78	619.21 ± 18.66
77.00	33.81 ± 2.68	42.18 ± 1.36	38.65 ± 1.89	120.97 ± 2.25	67.79 ± 2.26	13.65 ± 2.68	626.72 ± 18.61
78.00	35.88 ± 2.67	41.05 ± 1.29	37.71 ± 1.39	124.31 ± 3.30	65.27 ± 1.64	14.71 ± 2.33	635.39 ± 18.74
78.00	36.58 ± 2.87	39.92 ± 1.42	41.88 ± 1.95	117.69 ± 3.25	71.09 ± 2.33	12.58 ± 2.67	547.61 ± 19.07
79.00	42.21 ± 2.87	43.44 ± 1.44	44.43 ± 1.33	119.58 ± 3.26	62.67 ± 2.24	16.94 ± 2.65	606.44 ± 18.97
79.00	43.88 ± 3.02	42.65 ± 1.46	41.57 ± 1.37	119.07 ± 3.38	65.47 ± 2.28	16.24 ± 2.81	677.37 ± 19.26
80.00	39.89 ± 2.93	44.54 ± 1.46	39.74 ± 1.35	120.75 ± 3.35	65.39 ± 2.28	9.30 ± 2.68	670.62 ± 19.20
80.00	42.15 ± 2.67	45.75 ± 1.44	39.81 ± 1.99	120.05 ± 3.23	63.62 ± 2.22	14.87 ± 2.68	686.14 ± 19.28
81.00	46.58 ± 3.07	46.79 ± 1.49	40.32 ± 1.66	118.50 ± 3.25	65.43 ± 2.28	12.91 ± 2.93	784.48 ± 19.44
81.00	43.89 ± 3.01	45.14 ± 1.49	39.35 ± 1.95	114.25 ± 3.23	65.55 ± 11.22	13.20 ± 2.97	689.07 ± 19.47
82.00	49.05 ± 3.11	45.76 ± 1.50	36.28 ± 1.95	119.73 ± 3.26	67.42 ± 2.28	14.87 ± 2.68	750.34 ± 19.44
82.00	46.58 ± 3.07	46.79 ± 1.49	41.59 ± 1.39	113.66 ± 3.27	59.73 ± 2.26	14.87 ± 2.97	712.12 ± 19.69
83.00	49.21 ± 3.13	47.19 ± 1.57	42.31 ± 2.04	109.44 ± 3.20	58.99 ± 2.38	11.64 ± 3.06	721.65 ± 19.69
83.00	48.95 ± 3.14	45.03 ± 1.57	44.70 ± 2.08	107.73 ± 3.26	60.30 ± 2.36	14.87 ± 2.68	784.48 ± 19.44
84.00	51.41 ± 3.19	46.05 ± 1.55	39.87 ± 2.05	107.92 ± 3.30	53.71 ± 2.26	6.24 ± 3.19	729.10 ± 19.97
84.00	54.53 ± 3.21	45.22 ± 1.60	43.23 ± 2.09	108.09 ± 3.25	60.30 ± 2.36	14.87 ± 2.68	784.48 ± 19.44
85.00	52.58 ± 3.26	46.05 ± 1.55	44.70 ± 2.08	107.73 ± 3.26	51.68 ± 2.20	7.30 ± 3.17	756.00 ± 20.20
86.00	49.77 ± 3.25	48.93 ± 1.69	42.04 ± 2.11	104.44 ± 3.31	52.70 ± 2.31	8.80 ± 3.18	759.46 ± 20.21
86.00	52.75 ± 3.29	45.15 ± 1.64	44.46 ± 2.13	95.31 ± 3.25	54.68 ± 2.36	9.68 ± 3.18	753.76 ± 18.18
87.00	46.88 ± 3.04	47.19 ± 1.57	42.31 ± 2.04	109.44 ± 3.20	58.99 ± 2.38	9.68 ± 3.18	753.76 ± 18.18
87.00	57.84 ± 3.23	44.97 ± 1.61	46.86 ± 2.12	96.45 ± 3.20	47.43 ± 2.23	5.31 ± 3.07	772.13 ± 18.89
88.00	52.85 ± 2.85	44.17 ± 1.26	40.80 ± 1.78	92.11 ± 3.25	45.47 ± 1.81	2.70 ± 1.92	709.74 ± 19.17
88.00	56.89 ± 3.23	45.14 ± 1.64	44.28 ± 2.10	91.28 ± 3.17	46.18 ± 1.81	9.68 ± 3.18	753.76 ± 18.18
89.00	50.62 ± 2.42	42.13 ± 1.29	44.74 ± 1.58	86.50 ± 3.18	41.20 ± 1.62	10.57 ± 2.65	768.71 ± 17.75
89.00	60.55 ± 3.52	49.04 ± 1.79	49.59 ± 2.25	86.23 ± 3.34	48.36 ± 2.32	4.76 ± 3.08	740.69 ± 18.67
90.00	57.13 ± 3.76	49.04 ± 1.79	46.80 ± 2.22	86.23 ± 3.34	47.82 ± 2.36	6.45 ± 3.39	774.09 ± 18.83
90.00	50.87 ± 3.55	38.19 ± 1.89	46.85 ± 2.28	87.57 ± 3.31	37.19 ± 2.33	6.45 ± 3.39	774.09 ± 18.83
91.00	58.36 ± 3.55	41.68 ± 1.72	45.47 ± 2.27	87.89 ± 3.34	37.76 ± 2.33	3.42 ± 1.36	774.09 ± 18.83
91.00	55.88 ± 3.55	40.80 ± 1.72	46.82 ± 2.28	87.89 ± 3.34	37.76 ± 2.33	3.42 ± 1.36	774.09 ± 18.83
92.00	59.72 ± 3.57	42.17 ± 1.72	46.03 ± 2.27	74.08 ± 3.20	33.23 ± 2.20	4.88 ± 1.48	784.79 ± 18.82
92.00	54.86 ± 3.55	39.74 ± 1.72	51.60 ± 2.31	70.63 ± 3.26	32.87 ± 2.20	6.68 ± 1.48	757.12 ± 18.82
93.00	59.72 ± 3.57	42.17 ± 1.72	46.03 ± 2.27	74.08 ± 3.20	33.23 ± 2.20	4.88 ± 1.48	784.79 ± 18.82
93.00	59.30 ± 3.86	42.07 ± 1.78	46.03 ± 2.27	75.78 ± 3.31	31.14 ± 2.33	3.11 ± 1.53	781.07 ± 18.89
94.00	61.51 ± 3.82	40.85 ± 1.65	50.74 ± 2.45	72.99 ± 3.42	27.70 ± 2.40	5.82 ± 1.78	862.72 ± 41.36
94.00	57.13 ± 3.76	39.79 ± 1.78	49.87 ± 2.38	70.73 ± 3.30	28.07 ± 2.36	6.45 ± 3.39	774.09 ± 18.83
95.00	57.35 ± 3.70	38.39 ± 1.78	50.25 ± 2.37	65.87 ± 3.39	25.87 ± 2.31	-4.69 ± 3.63	770.11 ± 11.95
95.00	58.20 ± 3.75	37.95 ± 1.79	50.25 ± 2.39	61.14 ± 3.29	26.57 ± 2.34	1.15 ± 1.67	758.43 ± 11.85
96.00	57.35 ± 3.70	38.39 ± 1.78	50.25 ± 2.37	65.87 ± 3.39	25.87 ± 2.31	-4.69 ± 3.63	770.11 ± 11.95
96.00	63.46 ± 3.75	38.39 ± 1.78	50.25 ± 2.39	61.14 ± 3.29	26.57 ± 2.34	1.15 ± 1.67	758.43 ± 11.85
97.00	65.35 ± 3.62	38.54 ± 1.85	55.82 ± 2.42	57.44 ± 3.32	19.74 ± 2.36	-1.39 ± 1.71	751.24 ± 11.76
97.00	58.81 ± 3.62	36.15 ± 1.44	54.51 ± 2.37	55.19 ± 3.36	21.62 ± 2.42	-5.0 ± 3.6	751.24 ± 11.76
98.00	57.35 ± 3.70	38.39 ± 1.78	50.25 ± 2.37	65.87 ± 3.39	25.87 ± 2.31	-4.69 ± 3.63	770.11 ± 11.95
98.00	65.35 ± 3.62	38.54 ± 1.85	55.82 ± 2.42	57.44 ± 3.32	19.74 ± 2.36	-1.39 ± 1.71	751.24 ± 11.76
99.00	59.65 ± 3.74	33.45 ± 1.42	54.51 ± 2.37	55.19 ± 3.36	19.72 ± 2.26	-5.15 ± 3.58	770.20 ± 11.11
99.00	59.65 ± 3.74	33.45 ± 1.42	54.51 ± 2.37	55.19 ± 3.36	19.72 ± 2.26	-5.15 ± 3.58	770.20 ± 11.11
99.00	59.65 ± 3.74	33.45 ± 1.42	54.47 ± 2.23	53.53 ± 3.70	13.40 ± 2.58	0.91 ± 1.49	765.52 ± 12.26

APENDICE A. TABLA A.2

SECCIONES EFICACES QUE SE OBTIENEN CON CASCADE.

ENERGIA	FE54	FE53	MNS3	MNS2	MNS1	MNS0	CR52	CR50
60	23.9	30.6	39.7	0.0	38.7	0.3	0.0	21.6
65	26.7	56.2	80.5	0.4	82.1	2.7	0.0	43.4
70	24.9	85.7	108.6	7.1	116.4	6.8	0.0	95.0
75	14.8	98.4	122.9	17.9	134.0	14.3	0.0	141.1
80	8.7	87.5	108.9	48.0	110.3	20.8	5.3	205.1
85	3.9	76.5	94.0	64.7	84.1	29.3	9.5	244.4
90	2.0	50.8	67.4	96.7	63.1	34.3	12.5	267.1
95	0.7	37.4	49.5	105.6	29.3	35.0	17.0	239.0
99.5	0.3	20.0	31.1	123.7	17.5	33.7	18.9	212.5
	CR49	CR48	V49	V47	TI46			
60	0.0	1.1	0.0	0.0	0.0			
65	0.0	5.1	0.0	0.8	0.0			
70	0.0	17.1	0.0	3.2	0.0			
75	0.3	35.6	0.5	9.8	0.0			
80	1.9	52.5	3.7	22.1	0.0			
85	9.0	59.5	8.2	42.5	0.3			
90	20.2	75.6	20.3	73.7	2.2			
95	39.7	37.3	32.3	91.5	5.3			
99.5	58.9	26.9	47.4	107.3	13.3			

APENDICE A. TABLA A.3

SECCIONES EFICACES QUE SE OBTIENEN CON LILITA AL TOMAR
ALD=A/7.5.

ENERGIA	FE54	FE53	HN53	HN52	HN51	MN50	CR52	CR52
58	11.47	8.61	15.53	0.00	1.70	.71	.00	12.95
62	15.39	31.08	51.16	0.00	3.23	1.76	.15	37.24
66	23.61	66.79	94.14	0.00	6.05	2.30	.86	81.19
70	31.60	104.76	122.94	3.46	8.66	7.79	12.55	119.48
74	24.47	127.90	153.26	11.22	7.79	9.45	17.80	157.38
78	31.17	147.57	174.92	15.90	10.81	10.18	26.08	158.39
82	26.79	164.29	176.28	38.78	11.28	9.17	40.19	158.65
86	18.76	186.12	174.87	56.29	15.01	21.01	45.78	144.85
90	21.19	173.42	140.46	61.21	12.56	26.68	58.85	152.23
94	8.03	150.91	153.32	81.07	9.63	22.48	42.54	171.78
98	7.15	142.90	132.56	109.56	1.59	17.47	55.57	133.38
	CR49	CR48	V49	V47	TI46			
58	.00	.16	.00	.33	.00			
62	.00	.73	.00	.73	.00			
66	.00	1.15	.86	1.73	.00			
70	3.03	1.30	3.03	2.16	3.03			
74	3.89	2.78	9.45	6.67	7.79			
78	.64	1.27	21.63	8.91	13.99			
82	4.23	.00	28.20	6.35	19.04			
86	17.26	1.50	18.76	12.76	20.26			
90	29.82	3.14	24.33	21.19	27.46			
94	43.35	.00	34.52	14.45	38.53			
98	51.60	.00	39.70	13.50	53.99			

APENDICE A. TABLA A.4

SECCIONES EFICACES QUE SE OBTIENEN CON LILITA AL TOMAR
ALD CON LA OPCION GILBERT-CAMERON.

ENERGIA	FE54	FE53	MN53	MN52	MN51	MN50	CR52	CR50
58	8.24	4.41	7.47	.00	6.27	.58	.00	21.39
62	13.47	15.38	24.80	.00	14.03	1.36	.01	55.98
66	17.19	29.87	43.23	.06	24.62	4.68	.48	119.20
70	19.46	43.45	52.50	.95	33.16	8.81	2.49	196.45
74	19.10	48.16	56.25	4.03	44.82	12.79	5.48	229.21
78	16.70	57.25	54.93	7.12	40.77	14.95	8.36	254.05
82	14.35	60.57	53.10	10.01	43.61	20.55	9.73	283.22
86	10.09	55.91	49.23	13.17	38.91	25.44	9.16	292.60
90	9.30	51.32	39.98	15.07	33.90	29.90	9.18	291.28
94	6.42	43.63	33.63	19.39	26.17	31.79	8.67	277.98
98	3.61	35.33	25.80	19.61	18.66	31.92	8.18	243.41
	CR49	CR48	V49	V47	TI46	TI44		
58	.00	1.52	.00	1.13	.00	0.37		
62	.00	4.87	.01	6.31	.00	4.58		
66	.73	11.96	1.34	14.42	.13	12.94		
70	1.26	19.20	5.00	23.23	3.57	25.13		
74	1.97	24.80	7.56	36.42	14.46	40.54		
78	2.07	25.98	14.47	48.57	29.07	46.75		
82	3.07	25.95	23.02	54.82	29.16	60.40		
86	8.78	24.20	29.27	63.15	35.50	83.64		
90	16.28	21.46	33.27	74.74	54.77	88.59		
94	25.61	16.34	38.17	79.35	86.45	86.17		
98	36.00	10.32	45.25	84.04	116.39	80.26		

APENDICE A. TABLA A.5

SECCIONES EFICACES QUE SE OBTIENEN CON LILITA AL TOMAR
ALD CON ALMAS=0.20.

ENERGIA	FE54	FE53	MN53	MN52	MN51	MN50	CR52	CR52
58	7.40	5.77	13.31	.00	2.58	.50	.00	22.38
62	10.28	21.78	44.48	.00	5.40	.93	.04	53.89
66	13.46	43.29	78.83	.16	9.53	2.97	1.70	113.69
70	15.24	60.61	94.53	2.40	13.79	5.63	8.64	175.21
74	15.15	65.34	100.54	8.54	18.43	7.48	15.79	217.15
78	13.61	81.58	104.16	17.43	17.37	8.21	25.00	221.58
82	8.78	90.82	103.02	28.24	16.43	11.14	26.76	250.85
86	7.84	87.73	96.62	35.05	18.46	14.97	27.77	263.75
90	6.36	75.45	84.12	39.04	17.54	16.48	26.44	265.23
94	3.89	62.77	70.00	47.04	10.92	20.47	24.76	250.49
98	1.98	49.74	50.49	58.00	6.91	21.20	21.91	215.75
	CR49	CR48	V49	V47	TI46	TI44		
58	.00	.26	.00	.68	.00	.18		
62	.00	1.04	.07	3.35	.00	2.53		
66	.68	3.31	3.07	7.44	.35	6.48		
70	2.27	5.20	11.52	11.99	9.05	12.43		
74	3.84	7.28	18.57	24.97	25.08	19.66		
78	3.47	6.93	31.17	32.66	39.28	22.36		
82	6.77	7.83	38.39	34.97	40.55	29.90		
86	15.61	7.09	45.48	38.72	46.04	35.50		
90	28.80	5.34	47.08	48.53	67.52	40.10		
94	42.26	4.50	55.83	51.01	96.01	35.96		
98	49.50	2.26	64.58	50.89	128.77	31.95		

APENDICE A. TABLA A.6

SECCIONES EFICACES QUE SE OBTIENEN CON LILITA AL REALIZAR LOS CAMBIOS EN ALD Y OLD PARA EL TI44, CR48 Y FES2 MENCIONADOS EN LA SECCION 3 DEL CAPITULO 4.

ENERGIA	FES4	FES3	MNS3	MNS2	MNS1	MNS0	CR52	CR50
58	10.32	6.92	8.40	0.00	2.75	.88	.00	19.54
62	19.21	22.00	33.73	0.00	8.95	1.61	.00	50.74
66	27.35	49.23	67.95	0.00	12.67	4.89	1.15	107.68
70	30.31	73.17	82.26	3.03	17.75	10.39	4.76	175.78
74	38.37	77.29	95.09	3.89	22.90	15.01	7.78	231.88
78	32.44	104.95	87.14	14.63	26.08	17.17	10.18	255.07
82	27.50	120.58	102.95	18.33	31.03	20.45	28.91	265.84
86	20.26	111.07	105.81	22.51	27.02	27.77	21.76	281.42
90	18.83	108.29	94.16	40.80	27.46	30.60	15.69	274.65
94	10.44	97.93	72.74	47.36	19.27	38.53	15.25	295.40
98	8.73	86.54	63.52	41.28	23.82	30.17	21.44	265.97
	CR49	CR48	V49	V47	TI46			
58	.00	.45	.00	.22	.00			
62	.00	1.74	.15	1.03	.00			
66	.86	2.88	2.30	1.73	.00			
70	1.30	3.40	6.49	3.46	9.09			
74	4.45	7.39	12.23	8.90	19.46			
78	3.18	8.18	24.81	17.81	15.90			
82	2.82	9.53	21.86	17.63	26.09			
86	12.01	9.31	42.78	22.51	30.77			
90	22.76	7.84	39.46	38.45	54.93			
94	33.71	6.42	41.74	29.70	60.20			
98	37.32	3.97	50.02	35.73	90.51			

APENDICE A. TABLA A.7

SECCIONES EFICACES QUE SE OBTIENEN CON LILITA AL TOMAR ALD=A/7.5 EN EL INTERVALO DE ENERGIA ENTRE 58 Y 74 MEV Y ALD CON LA OPCION DE ALMAS=0.20 EN EL INTERVALO DE ENERGIA ENTRE 78 Y 98 MEV.

ENERGIA	FE54	FE53	MN53	MN52	MN51	MN50	CR52	CR52
58	11.47	8.61	15.53	0.00	1.70	.71	.00	12.95
62	15.39	31.08	51.16	0.00	3.23	1.76	.15	37.24
66	23.61	65.79	94.14	0.00	6.05	2.30	.86	81.19
70	31.60	104.76	122.94	3.46	8.66	7.79	12.55	119.48
74	24.47	127.90	156.26	11.22	7.79	9.45	17.80	157.38
78	13.61	81.58	104.16	17.43	17.37	8.21	25.00	221.58
82	8.78	90.82	103.02	28.24	16.43	11.14	26.76	250.85
86	7.84	87.73	96.62	35.05	18.46	14.97	27.77	263.75
90	6.36	75.45	84.12	39.04	17.54	16.48	26.44	265.23
94	3.89	62.77	70.00	47.04	10.92	20.47	24.76	250.49
98	1.98	49.74	50.49	58.00	6.91	21.20	21.91	215.75
	CR49	CR48	V49	V47	TI46			
58	.00	.16	.00	.33	.00			
62	.00	.73	.00	.73	.00			
66	.00	1.15	.86	1.73	.00			
70	3.03	1.30	3.03	2.16	3.03			
74	3.89	2.78	9.45	6.67	7.79			
78	3.47	6.93	31.17	32.66	39.28			
82	6.77	7.83	38.39	34.97	40.55			
86	15.61	7.09	45.48	38.72	46.44			
90	28.80	5.34	47.33	48.53	67.52			
94	42.26	4.50	55.83	51.01	96.01			
98	49.50	2.26	64.58	50.89	128.77			

APENDICE B.

TABLE B.1

SON MOSTRADOS LOS ESPECTROS DE EVAPORACION DE 58 A 98 MEV AL APLICARSE LOS CAMBIOS DE LA SECCION 3 DEL CAPITULO 4 PARA EL T144,CR48,FE52. EN LA PRIMERA COLUMNA SE ESPECIFICA EL NUMERO ATOMICO Y EN LA SEGUNDA LA MASA ATOMICA. EN TERCERA COLUMNA SE ESPECIFICA EL NUMERO DE EVENTOS PREDICHOS POR LILITA PARA EL NUCLEO RESIDUAL CON LOS NUMEROS DE LA PRIMERA Y SEGUNDA COLUMNA. EN LAS COLUMNAS SIGUIENTES SE ESPECIFICAN EL NUMERO DE EVENTOS PARA LOS ISOTOPOS CON NUMERO ATOMICO DE LA PRIMERA COLUMNA CON MASA A UNICA REDUCIDA EN UNA UNIDAD SUCESSIVAMENTE.

ESPECTRO DE EVAPORACION 58 MEV.

Z=28 , A=56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=27 , A=55	0	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=26 , A=54	188	126	1	3	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=25 , A=53	153	0	50	16	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=24 , A=52	0	0	356	0	3	0	0	0	0	0	0	0
Z=23 , A=51	0	0	0	0	4	0	0	0	0	0	0	0
Z=22 , A=50	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=21 , A=49	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=20 , A=48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

ESPECTRO DE EVAPORACION 62 MEV.

Z=28 , A=56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=27 , A=55	0	55	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=26 , A=54	131	150	0	2	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=25 , A=53	230	0	61	11	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=24 , A=52	0	0	346	0	4	0	0	0	0	0	0	0
Z=23 , A=51	0	0	1	0	7	0	0	0	0	0	0	0
Z=22 , A=50	0	0	0	0	0	0	2	0	0	0	0	0
Z=21 , A=49	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=20 , A=48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

ESPECTRO DE EVAPORACION 66 MEV.

Z=28 , A=56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=27 , A=55	1	30	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=26 , A=54	95	171	0	2	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=25 , A=53	236	0	44	17	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=24 , A=52	4	0	374	3	4	0	0	0	0	0	0	0
Z=23 , A=51	0	0	8	0	6	0	0	0	0	0	0	0
Z=22 , A=50	0	0	0	0	0	0	4	0	0	0	0	0
Z=21 , A=49	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=20 , A=48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

ESPECTRO DE EVAPORACION 70 MEV.

Z=28 , A=56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=27 , A=55	0	25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=26 , A=54	70	1e9	0	2	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=25 , A=53	190	7	41	24	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=24 , A=52	11	0	406	3	4	0	0	0	0	0	0	0
Z=23 , A=51	0	0	15	0	8	0	0	0	0	0	0	0
Z=22 , A=50	0	0	0	0	21	0	4	0	0	0	0	0
Z=21 , A=49	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=20 , A=48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

APENDICE B. CONTINUACION TABLA B.1

ESPECTRO DE EVAPORACION 94 MEV.

Z=28 , A=56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=27 , A=55	0	14	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=26 , A=54	13	122	6	2	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=25 , A=53	20	59	24	45	2	0	0	0	0	0	0	0
Z=24 , A=52	19	0	368	42	3	0	0	0	0	0	0	0
Z=23 , A=51	0	0	52	1	37	3	0	0	0	0	0	0
Z=22 , A=50	0	0	1	0	75	0	5	0	0	0	0	0
Z=21 , A=49	0	0	0	0	1	0	13	0	0	0	0	0
Z=20 , A=48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
ESPECTRO DE EVAPORACION 98 MEV												
Z=28 , A=56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=27 , A=55	0	8	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=26 , A=54	11	109	14	1	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=25 , A=53	80	52	30	38	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=24 , A=52	27	2	335	47	0	0	0	0	0	0	0	0
Z=23 , A=51	0	0	63	1	45	2	0	0	0	0	0	0
Z=22 , A=50	0	0	0	0	114	0	5	0	0	0	0	0
Z=21 , A=49	0	0	0	0	0	0	14	0	0	0	0	0
Z=20 , A=48	0	0	0	0	0	0	2	0	0	0	0	0

Referencias

- Ag85 E.F. Aguilera, unpublished, P.h.D. Tesis, Studies of Fusion in the $Si^{28}+Si^{28}$, $Si^{28}+Si^{30}$ and $Si^{30}+Si^{30}$ Reactions, Department of Physics University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana (1985).
- Ay74 S. Ayik and J.N. Ginocchio, Nucl. Phys., A239:365 (1975).
- Ba74 R. Bass, Nucl. Phys., A231:45 (1974).
- Be36 H.A. Bethe, Phys. Rev., 50:332 (1936).
- Bi78 J.R. Birkenlund and J.R. Huizenga, Phys. Rev., C17:126 (1978).
- Bi79 J.R. Birkenlund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. De, and D. Sperber, Phys. Rep., 56:107 (1979).
- Bo69 A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 1, Benjamin, New York (1969).
- Ch71 F.S. Chang, J.B. French, and T.H. tHio, Ann. Phys. (N.Y.), 66:137 (1971).
- Co71 Cohen Bernard L., Concepts of Nuclear Physics, Mc Graw-Hill, New York (1971).
- Co78 M. Conjeaud, S. Gary, S. Harar, and J.P. Wieleczko, Nucl. Phys., A309:515 (1978).
- Da84 K.T.R. Davies, K.R.S. Devi, S.E. Koonin, and M.R. Strager, Treatise on Heavy-Ion Science (D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, New York & London (1984), Vol. 3, p. 3.
- Ga74 J. Galen, D. Guerreau, M. Lefort, and X. Tarrago, Phys. Rev. C9:1018 (1974).
- Gi65 A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys., 43:1446 (1965).
- Gi70 J. Gilat, Phys. Rev., C1:1432 (1970).
- Gi73 J.N. Ginocchio, Phys. Rev. Lett., 31:1260 (1973).
- Gi74 D. Glas and U. Mosel, Phys. Rev., C10:2620 (1974).
- Gi75 D. Glas and U. Mosel, Nucl. Phys., A237:429 (1975).
- Go80 J. Gomez del Campo and R.G. Stokstad, reporte tecnico ORNL-TM-7295, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee (1980).
- Go90 J. Gomez del Campo, conversacion personal en el ININ el mes de Enero de 1990.

- Gr67 J.R. Grover, Phys. Rev., 157:802 (1967).
- Gu73 H.H. Gutbrod, W.G. Winn, and M. Blann, Nucl. Phys., A213:267 (1973).
- Ha78 S.Harar, Nuclear Molecular Phenomena(N. Cindro, ed.),North-Holland, Amsterdam(1978), p.329.
- Hi69 M. Hillman and J.R. Grover, Phys. Rev., 185:1303 (1969).
- Hi74 M Hillman and J.R. Grover, Phys. Rev., 185:1303 (1974).
- Ho76 J.A. Holmes, unpublished, P.h. D. Tesis, Kellog Radiation Lab. California, Institute of Technology, Pasadena, California (1976).
- Hu72 J.R. Huizenga and L.G. Moretto, Ann. Rev. Nucl. Sci., 22:427 (1972).
- Ka66 P. Kahn and N. Rosenzweig, Phys. Lett., 22:307 (1966).
- La65 D.W. Lang, Nucl. Phys., 77:545 (1965).
- La66 D.W.Lang, Nucl. Phys. 77 (1966) 545.
- Ma55 M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, Wiley, New York (1955).
- Mo80 U. Mosel, Heavy Ion Collisions(R. bock, ed.), North-Holland, Amsterdam(1980), Vol. 2,p. 375.
- Mo84 U. Mosel, Treatise on Heavy-Ion Science(D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, New York & London(1984), Vol. 2, p. 3.
- Ne56 T.D. Newton, Can. J. Phys., 34:804 (1956).
- Or90 M.E.Ortiz, A.Dacal,F.M.Lugo and J.Gomez del Campo, Rev. Mex. Fis., Vol.36, No.2, p.220(1990).
- Pu77 F.Puhlhofer, Nucl. Phys., A280 (1977) 267.
- Ra78a J. Randrup, Ann. Phys., (N.Y.), 112:356 (1978).
- Ra78b J. Randrup, Nucl. Phys., A307:319 (1978).
- Sa67 D.G. Sarantites and B.D. Pake, Nucl. Phys., A93:545 (1967).
- St84 R. G. Stokstad, Treatise on Heavy-Ion Science (D.A. Bromley, ed.), Plenum Press, New York & London(1984), Vol. 3, p. 83.
- Th64 T.D. Thomas, Nucl. Phys., 53:558 (1964).
- Wi72 F.C. Williams,Jr., G. Chan, and J.R. Huizenga, Nucl. Phys., A187:225 (1972).
- Wo73 C.Y. Wong, Phys. Rev. Lett., 31:766 (1973).

Wo80 S.E. Woosley, Theory and Applications of Moment Methods in Many Fermion Systems, Plenum Press, New York (1980).