

6 00382

1
1 eg.

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



**DEPENDENCIA CON LA ENERGIA EN REACCIONES DE
TRANSFERENCIA DE VARIOS NUCLEONES**

EJEMPLAR UNICO

**TESIS DOCTORAL
FISICA**

MARIA ESTHER ORTIZ SALAZAR

México, D. F.



**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

XC5/07821979



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 esta 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.

I N D I C E

- I.- INTRODUCCION

- II.- METODO EXPERIMENTAL
 - a) Introducción
 - b) Haces y blancos
 - c) Equipo de Detección

- III.- DATOS EXPERIMENTALES
 - a) Experimento
 - b) Distribuciones Angulares
 - c) Discusión de Espectros
 - d) Curvas σ_{vSE}

- IV.- DEPENDENCIA TEORICA CON LA ENERGIA
 - a) Teoría DWBA
 - b) Tratamiento Semiclásico
 - c) Relaciones entre las dos teorías

- V.- DISCUSION DE LOS AJUSTES TEORICOS A
LOS DATOS EXPERIMENTALES

- VI.- CONCLUSIONES

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

I. INTRODUCCION

Las reacciones de transferencia de un solo nucleón inducidas con partículas ligeras han mostrado ser una herramienta muy útil en el estudio de niveles nucleares de partícula independiente. La dinámica de estas reacciones ha sido tratada con gran éxito utilizando el método de aproximación de Born con onda distorsionada (DWBA), que supone un mecanismo directo. Sin embargo, al extender este tipo de análisis a reacciones de transferencia de varios nucleones inducidas con iones pesados se presentan algunos problemas; entre los que se pueden mencionar, primero, si es posible seguir considerando el mecanismo dominante como un proceso directo, y segundo, cuál es la sensibilidad de los cálculos de tal modelo ante factores de estructura interna de los estados nucleares, como la forma radial de las funciones de onda de partícula independiente que se traslapan. Un factor importante para la resolución de estos problemas es la obtención de información experimental relevante que facilite la elaboración de modelos teóricos adecuados.

Esta tesis es un estudio experimental de reacciones de transferencia que involucra las variaciones tanto de la energía incidente como de la masa transferida, a través de la medida de las distribuciones angulares de reacciones entre núcleos en las capas p y sd. Se ha podido mostrar que en general las dependencias con la energía incidente y la masa trans

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

ferida en este tipo de reacciones se pueden reproducir bien tanto con cálculos DWBA como con un modelo semiclásico. Las formas observadas se pueden describir simplemente utilizando la conservación del momento lineal de la partícula transferida y del momento angular total⁽¹⁾.

En contraste con la situación comúnmente observada en reacciones con partículas ligeras, las distribuciones angulares observadas en reacciones inducidas con iones pesados, en general no muestran estructura, por lo que no son determinantes en la asignación de los valores J de estados individuales, sin embargo, estas transferencias de varios nucleones pueden dar información sobre nuevos tipos de correlación nuclear, innaccesibles en el caso de iones ligeros.

Con esto en mente, también se hizo un estudio comparativo de los espectros obtenidos al transferir diferente número de nucleones, con cálculos teóricos en que se utilizan las predicciones de la estructura del núcleo residual, basándose en el modelo de capas.

Estos experimentos se realizaron en el ciclotrón de 88 pulgadas del Lawrence Berkeley Laboratory (LBL). Los productos de la reacción se detectaron e identificaron en un espectrómetro Q.S.D.*, que cuenta en su superficie focal con un sistema sofisticado de detección.

* Q.S.D. (Quadrupole, sextupole, dipole) es una abreviación para un sistema óptico magnético consistente de un cuadrupolo, un sextupolo y un dipolo (ver Fig. 2, Cap. II).



El método experimental utilizado se explica con todo detalle en el Capítulo II; el Capítulo III presenta los datos obtenidos y una breve discusión respecto al tipo de información que se puede deducir sobre estructura; en el Capítulo IV se describen los tratamientos teóricos utilizados, tanto el cuántico (DWBA) como el semiclásico y finalmente en el Capítulo V se hace una discusión comparativa teoría-experimento.

II. METODO EXPERIMENTAL

a) Introducción

El problema central que se presenta en el laboratorio cuando se pretende realizar una reacción nuclear entre iones pesados del tipo $A(a,b)B^*$, es identificar el ion b y determinar su energía, para así poder calcular las secciones diferenciales que sirven de punto de contacto con la teoría.

Por identificar un ion pesado se entiende conocer su masa A , su carga Z y su estado de ionización (estado de carga) Q , además de su energía E y ángulo de dispersión θ .

Estas medidas se logran con alta precisión utilizando espectrómetros magnéticos con sistemas detectores colocados en la superficie focal.

En el sistema de detección utilizado en este trabajo, que posteriormente será descrito detalladamente, a cada partícula incidente en el plano focal del espectrómetro QSD del LBL, se le determinan los siguientes parámetros: su rigidez magnética $B\rho^{**}$, su pérdida de energía $\frac{dE}{dx}$ en un medio gaseoso y el tiempo t que tarda en recorrer la distancia d entre la cámara de blancos y el plano focal. Estas mediciones se relacionan con los parámetros que identifican al ion (A, Z, Q ,

* donde A = blanco, a = proyectil, b = partícula saliente y B = núcleo residual.

** B = campo magnético del espectrómetro

ρ = radio de curvatura de la órbita descrita por la partícula en el campo magnético.

E), para un ángulo (θ) dado, de acuerdo con las siguientes ecuaciones:

$$B_p \sim \frac{(EA)^{1/2}}{Q} \quad \text{II-1}$$

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{AZ^2}{E} \quad \text{II-2}$$

$$t \sim \frac{dA^{1/2}}{(2E)^{1/2}} \quad \text{II-3}$$

Aún cuando este sistema de ecuaciones no lineales no es suficiente para determinar unívocamente la identificación, cabe recordar que A, Z y Q son valores enteros positivos por lo que, dada E, las funciones anteriores (II-1,2,3) son univaluadas para cada especie de ion.

Una vez identificadas y contadas las partículas provenientes de la reacción, para un canal dado, se puede obtener la sección diferencial, a un ángulo θ y en un ángulo sólido $d\Omega(\theta)$, dada por:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_s(\theta)}{N_B N_t d\Omega(\theta)} \quad \text{II-4}$$

donde N_s es el número de partículas dispersadas en ese ángulo sólido, N_B el número de proyectiles y N_t el número de núcleos en el blanco. N_B se determina integrando la corriente del haz y N_t está relacionada con el grueso del blanco. Los detalles en la medición de estos parámetros serán descritos más adelante.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

La ec. II-4 puede ser reescrita utilizando unidades apropiadas, como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}} \right) = \frac{0.28 A_t (\text{amu}) Q N_s}{T_t (\mu\text{g}/\text{cm}^2) Q_t (\text{nC}) d\Omega (\text{sr})} \quad \text{II-5}$$

donde A_t es la masa del núcleo blanco, Q_t es la carga total acumulada durante la exposición y T_t es el grueso del blanco. La medición de estos parámetros se describe a continuación.

b) Haces y blancos

El haz extraído del ciclotrón es analizado seleccionando su energía en dos imanes deflectores de $\sim 90^\circ$ que lo dirigen hasta la cámara de blancos donde llega con una dispersión en energía de $\frac{\Delta E}{E} \leq 0.05 \%$, e intensidades típicas entre 10 y 100 na; el sistema óptico permite enfocar el haz en el centro de la cámara a una sección transversal de $\sim 3\text{mm}$ de diámetro.

En la cámara de blancos, de 24" de diámetro (ver fig. 1), se pueden colocar hasta seis blancos sólidos y una pantalla fluorescente que permite el enfoque óptico del haz. La parte inferior de la cámara es giratoria con el objeto de poner detectores de estado sólido. El haz no dispersado es colectado en una caja de Faraday que permite medir su intensidad e integrarla en el tiempo para obtener Q_t (ec. II-5). El diseño de la caja de Faraday está esquematizado en la Fig. 2 y consiste en dos piezas colectoras de carga, cada una de las cuales está conectada a un condensador de capaci

dad conocida que al descargarse produce pulsos de amplitud constante. La relación del conteo de pulsos en cada pieza da información sobre la dirección del haz para establecer con precisión el ángulo de dispersión.

Se utilizaron blancos sólidos autoportados de espesores T_t típicos del orden de $100\mu\text{gr}/\text{cm}^2$. La medición de estos espesores se efectuó ya sea por la energía que pierden partículas α (^{241}Am , 5.48 MeV) al atravesar el blanco o pesando en una microbalanza una fracción del blanco de área conocida que se le corta con un sacabocado muy fino; este último método, naturalmente, tiene la desventaja, aunque es más exacto, de ser destructivo.

c) Equipo de detección

Los productos de la reacción son detectados usando un espectrómetro magnético cuadrupolo-sextupolo-dipolo (QSD)⁽²⁾ esquematizado en la Fig. 2 y un sistema de detección en el plano focal⁽³⁾ (Fig. 1 sección AA) que consta de dos detectores triples sensibles a la posición del tipo Borkowski-Kopp (B.K.)

Las partículas cargadas provenientes de la reacción pasan a través de un sistema de rejillas colimadoras que determinan el ángulo sólido del espectrómetro (típicamente $d\Omega = 1\text{msr}$) dentro de una incertidumbre menor que el 2 % y son deflectadas en el campo magnético del espectrómetro hasta alcanzar la superficie focal donde se encuentran los dos detectores sensibles a la posición. Estos detectores de 45 cm de longitud y 1 cm de profundidad están separados entre sí 11 cm; las dos se

ñales de posición (la resolución en las medidas de posición es de aproximadamente 0.5 mm), determinan la rigidez magnética $B\rho$. Cada detector consta de 3 alambres de 0.0025 cm de diámetro hechos con fibra de cuarzo recubierta con carbono cuya resistividad es del orden de 8000 Ω/mm . El gas del detector, Argón-metano (93 % Argón y 7 % metano), es contenido mediante una ventana de mylar de 0.0012 cm de grueso a la entrada.

La información de pérdida de energía ($\frac{dE}{dx}$) se obtuvo primero de la carga total colectada en el primer detector B.K. (DE1) y después con una cámara de ionización (DE2) de 45 cm de longitud y 10 cm de profundidad localizada entre los contadores proporcionales B.K. Esta medida DE1 sirve para corregir, dependiendo de la posición, el valor $\frac{dE}{dx}$. Para un ion de A y Z conocidas que atraviesa un campo magnético constante, la pérdida de energía será menor para partículas que caen en el extremo derecho del detector (alta energía). Un espectro típico corregido $\frac{dE}{dx}$ se muestra en la Fig. 3.

La energía residual de los iones se midió con un sistema compuesto de un centellador plástico, una guía de luz hecha de lucita y un fototubo; ya que se ha demostrado (4,5) que la respuesta luminosa de un centellador plástico al parar la partícula detectada, es linealmente proporcional al alcance del ion para energías de incidencia bajas y para altas energías linealmente proporcional a su energía, éste último es el caso que aquí interesa.

Simultáneamente se tomaron medidas del tiempo de

vuelo(TOF)⁽⁶⁾ de los iones entre la señal luminosa emitida por el ion al pasar por un centellador delgado (NEM) colocado justo después de la cámara de blancos (a 25 cms del blanco) y la señal del centellador en la superficie focal.

La diferencia entre las señales de los dos proporcionales (posición 1 y posición 2) mide el ángulo de la trayectoria de la partícula a través del detector y fue usada para corregir el tiempo de vuelo para diferentes trayectorias de la partícula, incrementando de esta manera la resolución en tiempo. Se puede ver un ejemplo en la Fig. 4.

La posición vertical y enfoque de las partículas en el plano focal se determinó midiendo la diferencia de tiempos entre la señal del ánodo de la cámara de ionización y el centellador del plano focal.

En la Fig. 5 se muestra un diagrama de la electrónica usada.

Todas estas señales fueron registradas para cada evento, luego fueron digitalizadas con un elemento de conversión analógica a digital ADC, con el doble propósito de poder visualizarlas en una pantalla durante el experimento y de poder seleccionar intervalos deseados de los parámetros utilizando el sistema de fijar ventanas. La información completa es almacenada evento por evento en la memoria de una computadora SCC 660 y posteriormente en cinta magnética, con objeto de hacer después el análisis fuera de línea.

La computadora permite, como ya se dijo, desplegar

en una pantalla de osciloscopio gráficas de los parámetros registrados; en las Figs. 6, 7, 8 y 9 se muestran ejemplos de algunas posibilidades. La Fig. 6 muestra un espectro observado para la reacción $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ a 4° y 132 MeV, la Fig. 7 es bidimensional (TOF vs posición) donde se puedan observar bandas de A/Q constante; un ejemplo de dE/dx vs posición se muestra en la Fig. 8 donde se ven bandas de Z constante y finalmente en la Fig. 9 se ve un ejemplo de TOF vs $\frac{dE}{dx}$ donde aparecen grupos separados de A/Q y Z pudiéndose así identificar los iones.

El sistema es bastante versátil y muy útil para obtener, ya sea en línea o posteriormente, eventos que ocurren dentro de ciertos intervalos de los parámetros fijando ventanas, como ya se dijo. Esto se hace mediante los cursores en la pantalla (rectas punteadas en la Fig. 9), pidiéndole a la computadora que extraiga sólo aquellos eventos que se produjeron dentro del intervalo entre ellos, lo cual permite obtener espectros muy limpios por ejemplo de una misma partícula, dentro de ciertas energías, etc.

La resolución promedio en energía es del orden de 150 keV (FWHM) que equivale a $\frac{\Delta E}{E} \leq 0.1\%$, debida principalmente a la cinemática y al grueso del blanco, como se puede observar en el espectro mostrado en la Fig. 10.

La determinación en la medida del ángulo al cual se fija el espectrómetro se hace con una precisión de $\pm 3'(^{\circ})$.

Considerando todos los errores involucrados, se es-

tima que la incertidumbre en la sección proviene principalmente de la estadística y el grueso del blanco.

III. DATOS EXPERIMENTALES

a) Experimento

Las reacciones estudiadas fueron $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne},\text{X})\text{Y}$, siendo X ^{19}F , ^{18}O , ^{17}O , ^{16}O y ^{15}N , dando lugar a transferencias de uno a cinco nucleones, así como $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ y $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$, ambas con transferencia de tres nucleones (1 neutrón y 2 protones).

Se efectuaron estas reacciones sobre blancos sólidos autosoportados de carbono y haces de $^{20}\text{Ne}^{5+,6+}$ a energías de 150, 175, 202, 225, 252 y 294 MeV y $^{12}\text{C}^{3+,4+}$ a 105, 132 y 187 MeV. El haz de neón se hizo incidir sobre blancos de ^{12}C de $\sim 100 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$ y el de ^{12}C sobre blancos de ^{12}C de 50 y 280 $\mu\text{gr}/\text{cm}^2$ y ^{13}C de 70 $\mu\text{gr}/\text{cm}^2$.

Las distribuciones angulares de la reacción $^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ fueron medidas a cada energía en el intervalo comprendido entre 2.5° y 10° y para las reacciones $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ y $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ en el intervalo entre $4^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 18^\circ$ a las energías de 105, 137 y 182 MeV.

b) Distribuciones Angulares

Las secciones diferenciales medidas en todas estas reacciones no muestran ninguna estructura difractiva como función del ángulo y caen exponencialmente.

Como ejemplos de las distribuciones angulares de niveles individuales se pueden ver las Figs. 11, 12, 13 y 14. En las Figs. 11 y 12 se muestran los resultados de varios ni-

veles de ^{16}O observados a través de la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ a 175 MeV y en la Fig. 12 los observados con $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ a 105 MeV. Las distribuciones angulares de los niveles de ^{15}O a través de las reacciones $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})^{15}\text{O}$ a 175 MeV y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ a 105 se muestran en las Figs. 13 y 14, respectivamente.

Este tipo de distribuciones angulares que decaen exponencialmente son características de una gran variedad de datos de transferencia de uno y varios nucleones estudiados por los grupos de Yale⁽⁷⁾, Oxford⁽⁸⁾ y Texas A & M^(9,10), que concuerdan con las predicciones teóricas de Dodd y Greider⁽¹¹⁻¹³⁾, las cuales incluyen el retroceso en el cálculo de la amplitud de transición para reacciones a energías por arriba de la barrera Coulombiana, como son todos estos casos.

Para ilustrar lo anterior en las Figs. 15 y 16 se muestran los datos de las reacciones $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ y $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ (Fig. 15) y $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})^{15}\text{O}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ (Fig. 16) graficando las secciones diferenciales contra el cuadrado del momento lineal transferido q , comparando reacciones con diferentes valores Q . Las curvas teóricas q^{-3} y q^{-4} están basadas en los cálculos de las Ref.(12) y (13) para reacciones directas.

Esta dependencia sin estructura de las secciones experimentales con q^2 , se refleja en una dependencia similar de la sección con el ángulo, ya que q depende del ángulo θ como⁽¹²⁾:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$\bar{q} = \left[\frac{A_i - 1}{A_i} \right] \bar{k}_i - \bar{k}_f \quad \text{III-1}$$

donde A_i es el cociente de la masa del proyectil entre la masa de la partícula transferida y \bar{k}_i y \bar{k}_f son los momentos lineales en los canales inicial y final, respectivamente. Por lo que:

$$q^2 = \left(\frac{A_i - 1}{A_i} \right)^2 k_i^2 + k_f^2 - 2 \left(\frac{A_i - 1}{A_i} \right) k_i k_f \cos \theta \quad \text{III-2}$$

con

$$k = 0.218 \sqrt{\mu E} \quad \text{III-3}$$

donde μ y E son la masa reducida y la energía del canal en cuestión. Para calcular k_f se calcula la energía de la partícula emergente a través de la cinemática de la reacción y depende explícitamente del ángulo de observación.

Dada la forma que toman estas distribuciones angulares basta con medir un intervalo reducido de ángulos hacia adelante para poder determinar esta funcionalidad.

Suponiendo que se ha medido la distribución angular en un intervalo entre θ_0 y θ_f , lo anterior implica que para un estado dado, la distribución angular sigue una función exponencial decreciente del tipo:

$$f(\theta) = A e^{-k\theta} \quad \text{III-4}$$

donde A es una constante de normalización. Por otro lado se observa experimentalmente (ver Fig. 17) que k es constante

para un estado y además puede considerarse constante, dentro del error experimental para todas las energías. Una manera de obtener k del experimento es promediando sobre todos los estados considerados (\bar{k}) en una cierta ventana de energía de excitación. La integración, entonces, se puede evaluar como sigue:

$$F_{\theta_0 - \theta_f} = \int_{\theta_0}^{\theta_f} f(\theta) d\theta = \frac{A}{\bar{k}} \left[e^{-\bar{k}\theta_0} - e^{-\bar{k}\theta_f} \right] \quad \text{III-5}$$

El valor de A , puede ser estimado de cualquier punto experimental $f(\theta_i)$, considerando III-4:

$$A = f(\theta_i) e^{\bar{k}\theta_i} \quad \text{III-6}$$

Nótese que A es independiente de la θ_i escogida y como \bar{k} es constante para todas las energías, su valor determina la magnitud relativa de la sección integrada sobre la distribución angular a diferentes energías.

Sustituyendo III-3 en III-2

$$F_{\theta_0 - \theta_f} = f(\theta_i) e^{\bar{k}(\theta_i - \theta_0)} \left[1 - e^{-\bar{k}(\theta_f - \theta_0)} \right] \quad \text{III-7}$$

Obteniendo el valor de la sección diferencial integrada que servirá para comparar diferentes energías incidentes.

c) Discusión de los espectros.

Para ejemplificar el tipo de información sobre la

estructura nuclear que se puede obtener de observar los espectros de energía en el canal final, se han escogido las reacciones $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$ y $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})$ que tienen como núcleo residual a ^{16}O y que corresponden a la transferencia de 3 y 4 nucleones. Y las reacciones $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$ que corresponden a la transferencia de tres nucleones de ^{12}C para formar ^{15}O a partir de canales iniciales diferentes. Así se puede hacer una comparación de las observaciones con las predicciones teóricas de la estructura de cúmulos basadas en el modelo de capas y en el modelo de potenciales de convolución⁽¹⁴⁾ que han sido usados para predecir la población de estados rotacionales debidos a cúmulos de tres y cuatro nucleones fuera de los carozos ^{12}C y ^{16}O ⁽¹⁵⁾.

Al transferir tres nucleones al ^{13}C , se espera poblar estados de una partícula -un agujero (1p-1h), dos partículas-dos agujeros (2p-2h) y tres partículas-tres agujeros (3p-3h) como efectivamente se observa en el espectro de la reacción $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ a 4° ($\theta_{\text{cm}} = 8^\circ$) y 105 MeV mostrado en la Fig. 18.

En la transferencia directa de un cúmulo de ^3He a un carozo de ^{13}C en que sólo se consideran vacantes niveles de las capas p y sd los estados observados selectivamente deben tener una configuración que se traslapa con $^{13}\text{C}(J=1/2^-) \otimes ^3\text{He}(J=1/2^+)$. Como se ve en la Fig. 18, los estados más prominentes son: 6.13(3^-), 10.35(4^+), 11.1(4^+), 14.4(4^+), 14.8($5^-, 6^+$) y 16.29(6^+). Donde por paridad todos los estados de $J^\pi = J^+$ tienen configuraciones 2p-2h; mientras

que los de paridad negativa mezclan configuraciones de $1p-1h$ y de $3p-3h$. Los grupos $9.6(1^-)$, $11.6(3^-)$, $14.8(5^-)$ y $20.9(7^-)$ son miembros de la banda rotacional ($K=0^-$) cuya configuración es casi puramente $3p-3h$.

Con propósitos de comparación con la reacción anterior en la Fig. 19 se muestra el espectro de la transferencia de cuatro nucleones a través de la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ donde se espera excitar además estados de 4 partículas -4 agujeros ($4p-4h$).

En este caso, la transferencia directa de un $^4\text{He}(J^\pi=0^+)$ a un carozo de $^{12}\text{C}(J^\pi=0^+)$ debe seleccionar estados de paridad natural ($\pi=(-1)^L$), como efectivamente se observa.

En el espectro de la Fig. 19 se observan niveles conocidos de ^{16}O correspondientes a las siguientes excitaciones $6.05(J^\pi=0^+)$, $6.13(3^-)$, $6.9(2^+)$, $7.1(1^-)$, $10.35(4^+)$, $14.6(5^-)$, $16.29(6^+)$ y $20.9(7^-)$ pero además se observan transiciones que corresponderían a estados en 21.7, 22.2 y 23.5 MeV de excitación que se ven notablemente más anchos, y en general se puede apreciar un ensanchamiento progresivo de los grupos al incrementarse la energía de excitación.

Es importante hacer notar que como ya se había reportado con anterioridad⁽¹⁵⁾ la reacción $(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})$ no pobla, al menos apreciablemente, el estado 4^+ del doblete a 11.1 MeV (3^++4^+) que se ve con bastante intensidad en otras transferencias^(16,17) más complicadas de $2p-2n$, que involucran un carozo de ^{12}C en su estado excitado a 4.43 MeV(2^+); la ausencia de tal estado se puede tomar como otra indicación de que éste

es un mecanismo muy puro de transferencia de una partícula α .

En resumen, se observa que se poblan selectivamente los miembros conocidos de las bandas rotacionales $K=0^+$ y $K=0^-$.

Recientemente se han hecho predicciones con cálculos del modelo del potencial de convolución⁽¹⁴⁾ sobre la posible existencia entre 20 y 25 MeV del miembro 8^+ de la banda del estado base pero todos los intentos experimentales que se han hecho para observarlo han fracasado. Arima⁽¹⁸⁾ ha sugerido la existencia del miembro 9^- de la banda de paridad negativa, este estado debería tener una configuración con un número impar de nucleones en la capa fp por ejemplo $(sd)^3(fp)^1$ o bien $(sd)^1(fp)^3$. Estas configuraciones que incluyen nucleones fp deberían verse mejor a energías del orden de 15 MeV por nucleón ($\approx 3\hbar\omega$) para núcleos en la capa p) debido a que los orbitales fp se ajustan mejor en estas energías, por lo que este estado debería verse al menos para la energía incidente de 294 MeV.

La Fig. 20 muestra la comparación de los espectros de ^{15}O obtenidos con las reacciones $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$, estos espectros son, como es de esperarse, muy semejantes ya que ambos provienen de la misma transferencia de $2p_{1n}$. En ambos casos los grupos más prominentes corresponden a energías de excitación de 12.87 MeV y 15.08 MeV que han sido reportados con anterioridad como $J^\pi = 11/2^-$ y $13/2^+$, respectivamente⁽⁸⁾, en base a una sistemática de reacciones y a predicciones teóricas. Estos estados corresponden en un mo-

delo de cúmulos, a un ${}^3\text{He}$ orbitando con $L=5$ y 6 y son los miembros más altos de las bandas rotacionales $2N+L=5$ y 6 , donde N es el número de modos en la función de onda del cúmulo. Debe hacerse notar también que al incrementarse la energía, los estados de espín alto se poblan más selectivamente ya que a energías más bajas que las correspondientes a los espectros mostrados en la Fig. 20 se observa claramente que los grupos a 12.87 y 15.08 MeV disminuyen considerablemente su intensidad en comparación con los otros estados observados $J^\Pi = 5/2^+$ y $7/2^+$, lo cual es consistente con estas asignaciones.

El modelo de convolución⁽¹⁴⁾ predice el miembro $J^\Pi = 9/2^+$ de la banda rotacional $3p-4h$ en ${}^{15}\text{N}$ a una energía de excitación de 10.9 MeV, este estado fue descubierto a 10.7 MeV a través de la transferencia de tres nucleones inducida con ${}^{12}\text{C} + {}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C} + {}^6\text{Li}$ y ${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$. El estado análogo en ${}^{15}\text{O}$ está en buen acuerdo con el observado a 10.42 MeV de excitación, por lo que se supone que este estado está asociado a la configuración $3p-4h$ y corresponde al estado de cúmulo $L=4, 9/2^+$.

También se observa como se puede ver en la Fig. 20 un estado excitado a 11.66 MeV, cuya intensidad se incrementa relativamente al estado 10.42 MeV ($9/2^+$) entre 105 y 187 MeV de energía incidente, lo que implica una $L=4$ para este nivel. Por esta razón y debido a que modelos de SU_3 de acoplamiento fuerte y débil⁽⁸⁾ predicen la configuración $L=5, 9/2^-$ ligeramente arriba de 11 MeV, se ha asociado tentativamente esta

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

configuración al nivel con 10.66 MeV de excitación. El análogo $9/2^-$ en ^{15}N se encuentra a 11.95 MeV^(19,20).

d) Curvas σ vs E

La dependencia de la sección en función de la energía se estudió para la transferencia de uno, dos, tres, cuatro y cinco nucleones con las reacciones $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{F})^{13}\text{N}$; $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{18}\text{O})^{14}\text{O}$; $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})^{15}\text{O}$; $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ y $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$; $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$; y $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{15}\text{N})^{17}\text{F}$.

Una vez aceptada la funcionalidad exponencial decreciente de la sección con el ángulo dada por la ecuación III-1, que k es constante para todas las energías y que ésta se puede promediar sobre diferentes estados (\bar{k}) como se vió en el inciso b) de este capítulo, se ve que es conveniente por razones de estadística, graficar la sección diferencial integrada sobre el intervalo angular estudiado para ventanas amplias en energía de excitación.

Las reacciones inducidas con $^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ fueron observadas simultáneamente por lo que sólo fue posible cubrir a todas las energías, regiones de excitación restringidas. De manera que la dependencia con la energía se concentró en las siguientes ventanas de energía de excitación: ^{19}F entre 0 y 5 MeV; ^{18}O de 10 a 15 MeV; ^{17}O de 5 a 10 MeV; ^{16}O entre 10-15 MeV y 20-25 MeV; y N^{15} en el intervalo 23-25 MeV. En la mayoría de los casos estas ventanas de excitación caen en la región no ligada del espectro, donde la densidad de niveles es grande. La Fig. 21 muestra los espectros correspondientes a

^{16}O a todas las energías indicando las ventanas consideradas como regiones sombreadas.

Las secciones diferenciales integradas para las regiones de excitación antes mencionadas, graficadas como función de la energía incidente, para las cinco transferencias iniciadas con $^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ se ilustran en la Fig. 22. Los datos experimentales acotados con barras, que representan el error experimental estimado (esencialmente debido a la estadística y el grueso del blanco), siguen un comportamiento suave a lo largo de todo el intervalo de energías observado; las líneas sólidas y punteadas representan cálculos teóricos que se describirán posteriormente.

Respecto de las reacciones $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ y $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$, la dependencia con la energía se ha graficado para estados individuales en las Figs. 23 y 24, respectivamente. Los datos experimentales para cada nivel están unidos por una línea discontinua como guía del ojo y las curvas continuas son cálculos teóricos semiclásicos.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

IV. DEPENDENCIA TEORICA CON LA ENERGIA

Con objeto de entender el comportamiento de las secciones y su dependencia con la energía, así como para poder hacer una comparación detallada de los datos experimentales con una teoría cuántica, se hicieron cálculos DWBA⁽²¹⁾ (aproximación de Born de onda distorsionada); posteriormente se usó una formulación semiclásica⁽²²⁾ para tener una idea clara y simple del fondo físico del proceso; una vez que se justificó que el comportamiento general que se obtiene con esta teoría simplificada es el mismo que con los cálculos cuánticos DWBA, se utilizó esta última para calcular las secciones.

Por esta razón se explicarán las bases teóricas de ambos formulismos.

a) Teoría DWBA

Esta teoría es sólo aplicable si la transición es predominantemente de un sólo paso.

La aplicación de la teoría DWBA a reacciones con iones pesados es un campo que se ha desarrollado muy rápidamente y podría dar lugar a una lista enorme de referencias, pero éstas en principio están reunidas en varios artículos de recopilación⁽²³⁻²⁶⁾.

El problema de evaluar la sección de reacción consiste básicamente en el cálculo de la probabilidad de transición de un estado inicial i a otro final f dado por⁽²⁷⁾:

$$\frac{d\sigma_{if}}{d\Omega_f} = \frac{\mu_{fi}}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_f}{k_i} \right) |T_{if}|^2 \quad \text{IV-1}$$

donde μ_i y μ_f son las masas reducidas y k_i y k_f las magnitudes de los momentos lineales en los canales inicial y final, respectivamente.

En notación de Dodd y Greider⁽¹¹⁻¹³⁾, para una reacción $(a+c)+b \rightarrow a+(b+c)$, la amplitud de transición está dada por⁽²⁷⁾:

$$T_{if} = \iint X_f^{(-)}(k_f, r_f) \psi_f^*(r_2) V_2(r_2) \psi_i(r_2-r) X_i^{(+)}(k_i, r_i) d^3 r d^3 r_2$$

IV-2

Esta fórmula está referida al sistema de coordenadas mostrado en la Fig. 25, donde r es la coordenada relativa de los carozos a y b , y r_2 es la distancia del cúmulo transferido a b ; r_i y r_f para los estados inicial y final están dados por:

$$r_f = r - \mu_{cb} r_2 \quad r_i = r + \mu_{ca} (r_2 - r)$$

donde
$$\mu_{cb} = \frac{m_c}{(m_c + m_b)}, \quad \mu_{ca} = \frac{m_c}{(m_c + m_a)} \quad y$$

m_a , m_b , m_c son las masas de los carozos a y b y del cúmulo c . Las funciones de onda del estado ligado de c a los estados inicial y final se denotan por ψ_i y ψ_f . En la mayoría de las aplicaciones del DWBA a iones pesados se desprecian las contribuciones a la probabilidad de transición provenientes en términos del orden de μ_{ca} y μ_{cb} . Esta es una aproximación sin retroceso donde r_i y r_f son iguales a r y la integral séxuple puede separarse como sigue:

$$T_{if} = \int d^3 r X^{(-)*}(k_f, r) X_i^{(+)}(k_i, r) G_{if}(r) \quad \text{IV-3}$$

con

$$G_{if}(r) = \int \psi_f^*(r_2) V_2(r_2) \psi_i(r_2 - r) d^3 r_2 \quad \text{IV-4}$$

Esta separación en términos que dependen de r y r_2 simplifica los cálculos numéricos muchísimo.

Dodd y Greider⁽¹¹⁻¹³⁾ han evitado los efectos de despreciar el retroceso usando una representación simplificada de las ondas distorsionadas, poniendo:

$$X_i^{(+)}(\bar{k}_i, \bar{r}_i) = B_i^{(+)}(\bar{k}_i, \bar{r}) \exp(i\bar{k}_i \cdot \bar{r}_i) \quad \text{IV-5}$$

y

$$X_f^{(-)}(\bar{k}_f, \bar{r}_f) = B_f^{(-)}(\bar{k}_f, \bar{r}) \exp(i\bar{k}_f \cdot \bar{r}_f) \quad \text{IV-6}$$

que toma en cuenta los términos de retroceso del orden de μ_{ca} y μ_{cb} a través de los factores de fase $\exp(i\bar{k}_i \cdot \bar{r}_i)$ y $\exp(i\bar{k}_f \cdot \bar{r}_f)$ pero los desprecia en las amplitudes $B_i^{(+)}$ y $B_f^{(-)}$

En esta aproximación, la integral T_{if} está aún separada en:

$$T_{if} = \int d^3 r B_f^{(-)*}(\bar{k}_f, \bar{r}) B_i^{(+)}(\bar{k}_i, \bar{r}) e^{i\bar{q} \cdot \bar{r}} G_{if}(\bar{r}) \quad \text{IV-7}$$

$$G_{if} = \int \psi_f^*(\bar{r}_2) V_2(\bar{r}_2) \psi_i(\bar{r}_2 - \bar{r}) e^{i\bar{p} \cdot \bar{r}} d^3 r_2 \quad \text{IV-8}$$

$$\text{donde } \bar{q} = (1 - \mu_{ca})\bar{k}_i - \bar{k}_f \quad \text{IV-9}$$

$$y \quad \bar{p} = \mu_{ca} \bar{k}_i + \mu_{cb} \bar{k}_f \quad \text{IV-10}$$

Se puede observar que las ecs. IV-4 y IV-8 difieren en que esta última incluye el término de retroceso $e^{i\bar{p} \cdot \bar{r}_2}$ donde \bar{p} es el momento de retroceso transferido en la reacción que es, físicamente hablando, el cambio de momento lineal del cúmulo transferido. Es conveniente expresar \bar{p} en términos de las velocidades relativas inicial y final v_i y v_f

$$\bar{p} = m_c (\bar{v}_i m_b + \bar{v}_f m_a) / [(m_a + m_b + m_c)\hbar] = m_c \bar{v} / \hbar \quad \text{IV-11}$$

donde

$$\bar{v} = (\bar{v}_i m_b + \bar{v}_f m_a) / (m_a + m_b + m_c) \quad \text{IV-12}$$

si m_c es pequeña \bar{v} es solamente un promedio de las velocidades relativas inicial y final. Usando esta notación, la ec. IV-8 queda:

$$G_{if} \approx \int \psi_f^*(\bar{r}_2) V_2(\bar{r}_2) \psi_i(\bar{r}_2 - \bar{r}) e^{im_c \bar{v} \cdot \bar{r}_2} d^3 \bar{r}_2 \quad \text{IV-13}$$

como se mostrará más adelante la ec. IV-13 se puede derivar usando argumentos semiclásicos.

En un tratamiento DWBA sin retroceso, el factor de fase $e^{i\bar{p} \cdot \bar{r}_2}$ desaparece, lo cual es válido cuando $\bar{p} \cdot \bar{r}_2 \ll 1$. Se puede hacer una estimación burda de $\bar{p} \cdot \bar{r}_2$ si se supone que la transferencia ocurre cerca de la superficie del núcleo blanco en cuyo caso $\bar{p} \cdot \bar{r}_2 \approx k_0 R_B$ donde k_0 es el momento lineal de la

partícula transferida en la región de transferencia y R_B el radio del blanco o sea que $\bar{p} \cdot \bar{r}$ tiene una magnitud igual al momento angular del cúmulo transferido en la superficie del núcleo blanco. Para las reacciones consideradas aquí $\bar{p} \cdot \bar{r}$ es aproximadamente igual a 2 por nucleón transferido lo que demuestra que es necesario tomar en consideración el retroceso.

La necesidad de incluir términos de retroceso producen dos efectos notables en las secciones calculadas:

- i) Las oscilaciones provenientes de la difracción se amortiguan cuando el momento angular transferido es mayor que cero. En esta aproximación con retroceso, la restricción para la paridad está dada por la siguiente regla de selección:

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f \quad \text{IV-14}$$

que da lugar a secciones diferenciales sin estructura.

- ii) La magnitud de la sección calculada con retroceso difiere considerablemente de la calculada sin retroceso en la región de altas energías e inhibe que se poblen estados de momento angular bajo, mientras que los de momento angular alto se poblan con mayor probabilidad (ver Fig.26).

Estos efectos se entienden más claramente en el tratamiento semiclásico para obtener la amplitud de dispersión.

Una estimación burda de la región de energías para la cual los efectos de retroceso se hacen importantes en reacciones de transferencia de un solo nucleón, está dada por (12,13):

$$E_L (\text{MeV}) > 20A_{a+c} (A_b)^{-2/3}$$

donde A_{a+c} y A_b son las masas (u.a.m.) de los núcleos proyectil y blanco respectivamente.

Para la transferencia de más nucleones estos efectos se hacen importantes aún a energías menores, por lo que para las reacciones consideradas en este trabajo se hace necesario considerar el retroceso desde 45 MeV para el canal de entrada $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, desde 43 MeV para $^{13}\text{C}+^{12}\text{C}$ y desde 76 MeV para $^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$.

b) Tratamiento Semiclásico

D.M. Brink⁽²²⁾ desarrolló esta descripción, basada en el concepto de una trayectoria clásica bien definida, bajo suposiciones similares a las dadas por Broglia y Winther⁽²⁸⁾, que utilizan el hecho de que las longitudes de onda asociadas con el movimiento relativo de los centros de masa de los núcleos que colisionan son muy pequeñas. Para colisiones abajo de la barrera Coulombiana, la longitud de onda debe ser comparada con la distancia (D) de máxima aproximación, mientras que por arriba de la barrera debe ser comparada con la suma de los radios nucleares. Esta comparación está mostrada en la Fig. 27. Se ve que D/λ es del orden de 10^2 , de manera que se pueden formar paquetes de onda de dimensiones pequeñas comparadas con D pero que contengan suficientes ondas como para asegurar una cantidad de movimiento bien definida.

La longitud de onda asociada al movimiento relati-

vo se describe como:

$$\lambda = \hbar / m_0 v$$

IV-16

donde m_0 es la masa reducida de los núcleos que colisionan y v la velocidad relativa a distancias grandes.

La condición $D/\lambda \gg 1$ es suficiente para asegurar la aplicabilidad de la física clásica en la dispersión elástica. Si en el proceso de dispersión hay una transferencia de energía ΔE , de masa Δm , de carga ΔZ y de momento angular $\Delta \ell$, deben cumplirse además otras condiciones. En principio, este proceso podría describirse en un marco clásico si se supiera el tiempo en el que ocurre la transferencia, pero como esto no es posible, entonces se tiene que exigir que

$$\frac{\Delta E}{E} \ll 1, \quad \frac{\Delta m}{m_0} \ll 1, \quad \frac{\Delta Z}{Z} \ll 1, \quad \frac{\Delta \ell}{\ell} \ll 1$$

donde E es la energía total en el movimiento relativo, Z es la menor de las dos cargas y ℓ es el momento angular del movimiento relativo.

Consideremos primero la transferencia de un solo nucleón:

$$a_1 + c_2 = (c_1 + n) + c_2 \rightarrow c_1 + (c_2 + n) = c_1 + a_2$$

donde el nucleón n se transfiere de un proyectil a_1 a un blanco c_2 formando núcleos residuales c_1 y a_2 . Los núcleos a_1 y a_2 consistentes de carozos c_1 y c_2 , respectivamente, más el

nucleón n. Para especificar los estados inicial y final se toma el eje z perpendicular al plano de dispersión y se supone que las funciones de onda orbitales del nucleón n en los núcleos a_1 y a_2 son:

$$\psi_1 = u_1(r_1) Y_{\ell_1 \lambda_1}(\theta_1, \phi_1) \quad \text{IV-17}$$

$$\psi_2 = u_2(r_2) Y_{\ell_2 \lambda_2}(\theta_2, \phi_2) \quad \text{IV-18}$$

respectivamente, donde u_1 y u_2 son funciones de onda radiales y $Y_{\ell \lambda}$ son armónicos esféricos. En esta primera parte de la discusión se despreciará el espín del nucleón transferido. Se denotará con m la masa del nucleón transferido y con v la velocidad relativa de los dos núcleos en las inmediaciones de la transferencia. Se considera que la energía está bastante arriba de la barrera Coulombiana de manera que la velocidad relativa no cambia mucho en la región de la transferencia. Los núcleos en los estados inicial y final se supone, naturalmente, que recorren trayectorias clásicas bien definidas.

Con estas definiciones la amplitud $A(\lambda_2, \lambda_1)$ para la transferencia n del estado inicial ψ_1 al final ψ_2 es (22,28) despreciando la absorción:

$$A(\lambda_2, \lambda_1) = \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} U_{21}(t) \exp \left[\frac{-it}{\hbar} \left(Q_{\text{eff}} + \frac{1}{2} mv^2 \right) \right] dt \quad \text{IV-19}$$

con

$$U_{21}(t) = \int \psi_2^*(r_2) V(r_2) \psi_1(r_2 - r(t)) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} (m\vec{v} \cdot \vec{r}) \right\} d^3 r \quad \text{IV-20}$$

y la probabilidad de transición es:

$$P(\lambda_2, \lambda_1) = |A(\lambda_2, \lambda_1)|^2 \quad \text{IV-21}$$

En las ecs. IV-17, 18, 19 y 20, r_1 y r_2 son las posiciones del nucleón n relativas a los centros de los núcleos 1 y 2, respectivamente, $r(t)$ la posición del centro de 1 respecto al centro de 2 al tiempo t (ver Fig. 28). Y V_1 y V_2 son las interacciones de n con los núcleos 1 y 2. (Ecs. IV-19, 20 están dadas en la representación a priori).

Si la probabilidad de transferencia es grande, se deben satisfacer dos condiciones cinemáticas⁽²²⁾

$$\Delta k = k_0 - \frac{\lambda_1}{R_1} - \frac{\lambda_2}{R_2} \approx 0 \quad \text{IV-23}$$

donde $k_0 = mv/\hbar$

$$\Delta L = \lambda_2 - \lambda_1 + \frac{1}{2} k_0 (R_1 - R_2) + \frac{Q_{\text{eff}} R}{\hbar v} = 0 \quad \text{IV-23}$$

donde R_1 y R_2 son los radios de los dos núcleos y $R = R_1 + R_2$ (distancia de máxima aproximación), y una tercera condición que se discutirá más adelante:

$$\ell_1 + \ell_1 = \text{par} \quad , \quad \ell_2 + \lambda_2 = \text{par} \quad \text{IV-24}$$

La cantidad Q_{eff} es igual al valor Q de la reacción si el nucleón transferido no tiene carga. Si está cargado, entonces:

$$Q_{\text{eff}} = Q - \left(Z_1^f Z_2^f - Z_1^i Z_2^i \right) \frac{e^2}{R} \quad \text{IV-25}$$

donde Z_1^i , Z_2^i y Z_1^f , Z_2^f son las cargas de los núcleos en los es

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

tados inicial y final. La importancia de la Q_{eff} ha sido discutida por varios autores⁽²⁹⁻³⁴⁾, para reacciones con partículas ligeras $Q_{\text{eff}}=Q$, pero para reacciones con iones pesados, la corrección debida a las cargas (eq.IV-25) puede ser grande.

Estas condiciones cinemáticas se pueden derivar a través de argumentos físicos cualitativos. Considerando un esquema como el mostrado en la Fig. 28 con un sistema de coordenadas fijo en el núcleo blanco c_2 y con el proyectil a_1 moviéndose con velocidad v en la dirección positiva de y . La primera restricción $\Delta k=0$ significa que la componente y de la cantidad movimiento del nucleón transferido se debe conservar. Si p_i y p_f son los valores de la cantidad de movimiento un instante antes e inmediatamente después de la transferencia, entonces:

$$p_i = mv - \frac{\hbar\lambda_1}{R_1} \quad \text{IV-26}$$

$$p_f = \frac{\hbar\lambda_2}{R_2} \quad \text{IV-27}$$

la parte de mv se debe al movimiento del proyectil a_1 relativo al blanco c_2 y la cantidad de movimiento $\frac{\hbar\lambda}{R}$ en el punto de transferencia se debe a la rotación del nucleón transferido con momento angular $\hbar\lambda$ a un radio R . De manera que el cambio en la cantidad de movimiento es:

$$p_f - p_i = \hbar\left(\frac{\lambda_2}{R_2} + \frac{\lambda_1}{R_1}\right) - mv = \hbar\Delta k \quad \text{IV-28}$$

y se conserva si $\Delta k=0$. Como la coordenada "y" del nucleón en el punto de transferencia se conoce con una incertidumbre $\Delta y \sim D$, el momento no se conserva exactamente sino dentro de

una incertidumbre $\Delta p \sim \hbar/D$.

La segunda condición en ΔL viene de la conservación del momento angular. El momento angular total del sistema es la suma vectorial del momento angular interno de cada uno de los dos núcleos que interaccionan alrededor de su propio centro de masa más el momento angular de su movimiento relativo. Clásicamente la componente del momento angular del movimiento relativo perpendicular al plano de dispersión es $\mu v R$ donde μ es la masa reducida de los dos núcleos. Así pues, en el proceso de transferencia, el cambio en la componente "z" del momento angular total del sistema es:

$$\hbar \Delta L = \hbar(\lambda_2 - \lambda_1) + \delta(\mu v R) \quad \text{IV-29}$$

El cambio $\delta(\mu v R)$ tiene contribuciones debidas a cambios en μ , v y R .

El cambio en la masa reducida es:

$$\delta \mu = \frac{1}{M} \{ (M_2 + m)M_1 - (M_1 + m)M_2 \} = \frac{m}{M} (M_1 - M_2) \quad \text{IV-30}$$

donde M_1 y M_2 son las masas de los carozos c_1 y c_2 y $M = M_1 + M_2 + m$. Si se supone que el nucleón se transfiere cerca de la línea que une los centros de los dos núcleos a distancias R_1 de c_1 y R_2 de c_2 , entonces R a primer orden en m es:

$$\delta R = m \left(\frac{R_1}{M_1} - \frac{R_2}{M_2} \right) = \frac{1}{2} \frac{m}{\mu} (R_1 - R_2) - \frac{1}{2} \frac{R}{\mu} \delta \mu \quad \text{IV-31}$$

Combinando:

$$\delta(\mu vb) = \frac{1}{2} mv(R_1 - R_2) + \frac{R}{v} \delta\left(\frac{1}{2} v^2\right) \quad \text{IV-32}$$

a primer orden en el cambio de las diferentes cantidades. El cambio $\delta\left(\frac{1}{2} \mu v^2\right)$ de la energía cinética del movimiento relativo durante la transferencia es Q_{eff} ; de manera que sustituyendo en IV-29:

$$\hbar \Delta L = \hbar(\lambda_2 - \lambda_1) mv(R_1 - R_2) + \frac{RQ_{\text{eff}}}{v} \quad \text{IV-33}$$

o sea que $\Delta L = 0$ significa que el momento angular total se conserva, lo que es cierto en cualquier proceso. Sin embargo, es de hacerse notar que existe una inconsistencia ya que el momento angular interno está cuantizado mientras que el momento angular debido al movimiento relativo se trata clásicamente. Esto provoca una pequeña desviación de ΔL respecto a 0.

La tercera condición se basa en que la probabilidad de transición es máxima cuando el nucleón n está cerca del plano de la reacción, o sea cuando los ángulos θ_1 y θ_2 en las funciones de onda de una sola partícula ψ_1 y ψ_2 sean aproximadamente iguales a $\frac{\pi}{2}$. Los armónicos esféricos tienen una propiedad de paridad que hace $Y_{\ell\lambda}\left(\frac{\pi}{2}, \phi\right) = 0$ a menos que $\ell + \lambda$ sea par. De modo que la probabilidad de transición se hace muy chica salvo cuando $\ell_1 + \lambda_1$ y $\ell_2 + \lambda_2$ sean ambas pares.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Los argumentos físicos que llevan a las condiciones IV-22 y IV-23, son generales y parece que son válidas para la transferencia de varios nucleones. En este caso m representará la masa del grupo de nucleones transferidos y la única limitación es que m sea pequeña comparada con las masas M_1 y M_2 de los carozos.

Es posible también derivar las condiciones IV-22 y IV-23 haciendo un cálculo semiclásico de la probabilidad de transición P_{21} (Ec. IV-21) usando una versión simplificada⁽²²⁾ de la fórmula de perturbaciones dada por Broglia y Winther⁽²⁸⁾ con el siguiente resultado:

$$P_{21} = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \langle \psi_2, V_1(r) \psi_1(r) \rangle dr \right|^2 = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \langle \psi_2, V_2 \psi_1 \rangle dt \right|^2 \quad \text{IV-34}$$

Igual que en el DWBA las probabilidades de transición calculadas con V_1 (representación "a priori") o con V_2 (representación "a posteriori") son idénticas si se calculan exactamente los elementos de matriz en IV-34. Los estados $\psi_1(t)$ y $\psi_2(t)$ en la ecuación IV-34, son estados estacionarios de partícula independiente.

Si los elementos de matriz se calculan de una manera aproximada suponiendo que la reacción es periférica y que la contribución más importante proviene de la región entre los dos núcleos, la probabilidad de transición del estado inicial (λ_1, λ_1) al estado final (λ_2, λ_2) es^(8,22):

$$P(\lambda_2, \lambda_1) = P_0(R) \left| Y_{\lambda_1 \lambda_1} \left(\frac{\pi}{2}, 0 \right) Y_{\lambda_2 \lambda_2} \left(\frac{\pi}{2}, 0 \right) \right|^2 \exp \left\{ - \left(\frac{R \Delta k}{\sigma_1} \right)^2 - \left(\frac{\Delta L}{\sigma_2} \right)^2 \right\} \quad \text{IV-35}$$

El factor $P_0(R)$ depende de las funciones de onda radiales de los estados inicial y final. Las anchuras σ_1 y σ_2 no se conocen con precisión; sin embargo, argumentos basados en el principio de incertidumbre sugieren que $\sigma_1 \approx \pi$ y $\sigma_2 \approx \sqrt{(\gamma R)}$ donde $\gamma^2 = 2m\epsilon/\hbar^2$ y ϵ es un promedio de las energías de amarre del cúmulo transferido en el estado inicial y en el estado final.

Hasta ahora hemos tratado una probabilidad de transición $P(\lambda_2, \lambda_1) = |A(\lambda_2, \lambda_1)|^2$ donde $A(\lambda_2, \lambda_1)$ es la amplitud de transición sólo dependiente del momento angular de los estados inicial y final; pero es posible incluir en el cálculo el espín del cúmulo transferido.

Supongamos un cúmulo de k nucleones con espín S_k , para acoplarlo al momento angular orbital se tienen que definir nuevas amplitudes $B(J_2 L_2 M_2, J_1 L_1 M_1)$ que dependen de los números cuánticos de momento angular total $(J_1 M_1)$, $(J_2 M_2)$ de los cúmulos en los núcleos inicial y final. Si se supone que la componente z del espín se conserva en la transferencia

$$B(J_2 L_2 M_2, J_1 L_1 M_1) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2 m_s} \langle J_1 M_1 | L_1 S_k m_s \rangle \langle J_2 M_2 | L_2 \lambda_2 S_k m_s \rangle A(\lambda_2, \lambda_1)$$

IV-36

donde $\langle J_1 M_1 | L_1 \lambda_1 S_k m_s \rangle$ y $\langle J_2 M_2 | L_2 \lambda_2 S_k m_s \rangle$ son coeficientes de Clebsh-Gordan. La probabilidad de transición total se obtiene con el cuadrado de las amplitudes sumadas sobre las componentes del momento angular final M_2 y promediando sobre M_1

$$P(J_2, J_1) = \frac{1}{(2J_1+1)} \sum_{M_2 M_1} |B(J_2 L_2 M_2, J_1 L_1 M_1)|^2 \quad \text{IV-37}$$

Esta fórmula es apropiada siempre y cuando los carozos c_1 y c_2 no tengan estructura y sean de espín 0. En el caso más general, es necesario, tomar en cuenta el acoplamiento del momento angular y el isospín del cúmulo k transferido con los carozos c_1 y c_2 y también la amplitud espectroscópica para separar el cúmulo k de los carozos.

Sean $(J_{a_1}, \alpha_1; T_{a_1}, T_{3a_1})$ y $(J_{c_2}, \gamma_2, T_{3c_2})$ los números cuánticos del momento angular y el isospín de los núcleos en el canal inicial y $(J_{c_1}, \gamma_1; T_{c_1}, T_{3c_1})$ y $(J_{a_2}, \alpha_2; T_{a_2}, T_{3c_1})$ en el canal final, entonces la amplitud de transferencia completa está relacionada con la amplitud de transferencia del cúmulo B por:

$$\langle J_{a_2} \alpha_2, J_{c_1} \gamma_1 | T | J_{a_1} \alpha_1, J_{c_2} \gamma_2 \rangle = \sum \theta^{(1)} (L_1 S_k T_k J_1) \times \theta^{(2)} (L_2 S_k T_k J_2)$$

$$\langle J_{c_2} \gamma_2 J_2 M_2 | J_{a_2} \alpha_2 \rangle \langle J_{a_1} \alpha_1 | J_{c_1} \gamma_1 J_1 M_1 \rangle \times \langle T_{c_2} T_{3c_2} T_k T_{3k} | T_{a_2} T_{3a_2} \rangle$$

$$\langle T_{a_1} T_{3a_1} | T_{c_1} T_{3c_1} T_k T_{3k} \rangle B(J_2 L_2 M_2, J_1 L_1 M_1) \quad \text{IV-38}$$

la suma se toma sobre $J_1, J_2, L_1, L_2, S_k, T_k, M_1$ y M_2 .

Las $\theta^{(1)} (L_1 S_k T_k J_1)$ y $\theta^{(2)} (L_2 S_k T_k J_2)$ son las amplitudes espectroscópicas asociadas con los rompimientos $a_1 \rightarrow c_1 + k$

y $a_2 \rightarrow c_2 + k$, respectivamente, y están definidas para la transferencia de un solo nucleón por Buttle y Goldfarb⁽²⁹⁾ y para la transferencia de k nucleones por N. Anyass-Weiss et al⁽⁸⁾.

La probabilidad de transferencia total se obtiene elevando al cuadrado la amplitud IV-38 y sumando sobre las componentes del momento angular final y promediando sobre las del inicial.

$$P_{21} = \frac{1}{(2J_{a_1} + 1)(2J_{c_2} + 1)} \sum_{\gamma_1 \gamma_2} | \langle J_{a_2} \alpha_2, J_{c_1} \gamma_1 | J_{a_1} \alpha_1, J_{c_2} \gamma_2 \rangle |^2 \quad \text{IV-39}$$

La suma puede ser simplificada usando propiedades de ortogonalidad de los coeficientes de Clebsch-Gordan y se obtiene:

$$P_{21} = \frac{2J_{a_2} + 1}{2J_{c_2} + 1} \sum_{\substack{J_1 M_1 \\ J_2 M_2}} \frac{1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \left| \sum_{\substack{L_1 L_2 \\ S_k T_k}} B_{S_k T_k} (J_2 L_2 M_2, J_1 L_1 M_1) \right.$$

$$\left. x^{\theta(1)} (L_1 S_k T_k J_1)^{\theta(2)} (L_2 S_k T_k J_2) \langle T_{a_2} T_{3a_2} | T_{c_2} T_{3c_2} T_k T_{3k} \rangle \right.$$

$$\left. \langle T_{a_1} T_{3a_1} | T_{c_1} T_{3c_1} T_k T_{3k} \rangle \right|^2 \quad \text{IV-40}$$

Esta ecuación muestra que cuando contribuyen a la transición varios valores de J_1 y J_2 , entonces sus efectos se suman incoherentemente y por otra parte para J_1 y J_2 fijos cuando contribuyen varios valores de L_1 , L_2 , S_k y T_k , sus efec

tos se suman coherentemente.

En el caso en que el cúmulo transferido provenga de una de las primeras capas (proyectil relativamente ligero) γ_1 es pequeña y debido a las condiciones cinemáticas IV-22 y IV-23, se necesita que γ_2 sea grande cuando:

- i) La energía incidente es alta y por lo tanto v es grande. Entonces la cantidad de movimiento $k_0 = \frac{m_k v}{\hbar}$ es grande favoreciendo un valor grande positivo de $\gamma_1 + \gamma_2$ para la condición $\Delta k \approx 0$ (Si $R_1 \approx R_2$).
- ii) Si la reacción tiene un valor Q negativo grande favorece un valor grande positivo de $\gamma_2 - \gamma_1$ de la condición $\Delta L \approx 0$.

Si γ_1 es pequeña ambas i) y ii) favorecen un valor grande de γ_2 dando lugar a una excitación preferencial de estados de alto espín. Un ejemplo claro de este fenómeno se puede observar en la Fig. 20.

c) Relaciones entre las dos teorías

Es importante hacer notar las equivalencias concernientes a algunos términos que aparecen en el tratamiento semiclásico con sus correspondientes en la teoría cuántica, por ejemplo, el factor de forma G_{if} de la teoría de Dodd y Greider⁽¹¹⁻¹³⁾, excepto por la notación, es la misma U_{21} de la teoría semiclassical (ec. IV-20).

También existe una relación entre el vector \bar{q} en la

ec. semiclásica IV-19, que se puede derivar expandiendo el valor Q de la reacción en términos de $k_f - k_i$ y m_k a primer orden. El valor Q es el cambio en energía cinética del movimiento relativo entre los canales inicial y final o sea:

$$Q = \delta \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \right) \approx \hbar \bar{v}_i \cdot (\bar{K}_f - \bar{K}_i) - \frac{1}{2} \hbar (\bar{v}_i \cdot \bar{k}_i) \frac{\delta \mu}{\mu} \quad \text{IV-41}$$

donde μ es la masa reducida. Como

$$\frac{\delta \mu}{\mu} = m_k (m_{c_1}^{-1} - m_{c_2}^{-1}) / m_{c_1} m_{c_2} \quad \text{IV-42}$$

la ecuación para Q queda:

$$Q \approx \hbar \bar{v}_i \cdot (\bar{K}_f - \bar{K}_i + \frac{m_k}{m_{c_1}} \bar{k}_i) - \frac{1}{2} m_k v_i^2 \quad \text{IV-43}$$

dando lugar a la relación:

$$\hbar \bar{v}_i \cdot \bar{q} = -(Q + \frac{1}{2} m_k v_i^2) \quad \text{IV-44}$$

de manera que si se sustituye \bar{r} por $\bar{v}t$, el factor de fase $\bar{q} \cdot \bar{r}$ en la ec. IV-7, es lo mismo que $-\frac{t}{\hbar} (Q + \frac{1}{2} m_k v_i^2)$ en la ec. IV-19.

V. DISCUSION DE LOS AJUSTES TEORICOS A LOS DATOS
EXPERIMENTALES

Como se explicó al principio del capítulo anterior, se hicieron cálculos tanto DWBA como semiclásicos. Los primeros se realizaron utilizando el programa PTOLEMY elaborado en Argonne⁽²¹⁾, haciendo las siguientes suposiciones, cuya validez discutimos posteriormente:

- i) Los parámetros de modelo óptico mostrados en la Tabla I, se extrajeron de ajustes a datos para canales similares de entrada y salida a energías menores, debido a que no existe información en la literatura en el intervalo de energía que nos interesa. Aunque no se introdujo dependencia con la energía sí se dio un incremento fijo en la profundidad del potencial imaginario con objeto de tomar en cuenta el cambio en absorción entre esas bajas energías incidentes y las energías de nuestros datos.
- ii) Para todos los casos en los que el centro de la ventana de excitación (ver Cap. III, inciso d) correspondía a un estado no ligado, se calcularon los factores de forma suponiendo un estado "apenas" ligado por algo del orden de 0.1 MeV.
- iii) Se supuso que la dependencia con la energía para la ventana de excitación era la misma que la de un estado de $J^{(19)}$ conocida que cayera aproximadamente centrado en esta región.

iv) Y por último, se supuso que las partículas se transfieren como un cúmulo en estado relativo "s".

Para ilustrar el efecto de usar los diferentes conjuntos de parámetros ópticos considerados en la Tabla I, la Fig. 29a muestra cálculos en que se supuso un estado hipotético $J=6^+$ de $^{16}_0$, excitado a través de la reacción $^{12}_C(^{20}_{Ne}, ^{16}_0)$. La línea llena corresponde a los resultados obtenidos con los parámetros independientes de la energía; las líneas punteada y de punto y raya, corresponden a parámetros de modelo óptico dependientes de la energía extraídos de las dispersiones elásticas de $^{20}_{Ne}$ sobre $^{12}_C$ en el intervalo $17 < E_{cm} < 28 \text{ MeV}^{(35)}$ (línea punteada) y de $^{16}_0 + ^{16}_0$ en el intervalo $16 < E_{cm} < 40 \text{ MeV}^{(36)}$ (punto y raya). De la observación de la Fig. 29a se puede concluir, que aunque a bajas energías se obtienen diferencias considerables en las predicciones teóricas cuando se usan diferentes conjuntos de parámetros⁽³⁷⁾, a energías altas, las predicciones son muy similares, lo que para este caso justifica una extrapolación tan grande.

Para justificar la segunda aproximación, se presenta la Fig. 29b donde se ve que los cambios en el factor de forma debido a la energía de amarre no tienen efectos notables en la dependencia con la energía incidente.

Como se discutirá más adelante en el marco de modelo semiclásico, la elección de un valor J arbitrario se justifica debido a la forma de la dependencia con la energía, la que parece ser casi solamente dependiente del valor Q e in

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

sensible ante cambios en J como se ilustra en la Fig. 29c. No es la primera vez que se observa este efecto, en la reacción $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{209}\text{Bi}$ (37) se reporta un cambio suave en la forma de la dependencia con la energía como función de la energía de excitación y que las curvas son casi idénticas para niveles adyacentes con valores de J tan diferentes como $1/2$ y $13/2$ (ver Fig. 2, Ref. 37).

Los resultados de los cálculos de DWBA con las suposiciones anteriores, están graficados con líneas continuas en la Fig. 22, donde puede apreciarse que están en buen acuerdo con el comportamiento general de los datos en todos los canales de salida presentados.

En esta misma figura se presentan, con líneas punteadas, los cálculos semiclásicos obtenidos con la teoría de Brink (22), que ayuda de una manera más sencilla a visualizar la física involucrada en la dependencia con la energía, sin desprestigiar, lo que demuestra su parecido con las curvas DWBA, efectos cuánticos importantes.

Las reacciones de transferencia entre iones pesados parece que ocurren predominantemente en la periferia de los núcleos que interaccionan, es decir, cuando sus centros están separados R_0 ($\approx R_1 + R_2$). La aproximación semiclásica es válida sólo si R_0 es mayor que λ , la longitud de onda del movimiento relativo ($k = 1/\lambda$) o sea $kR_0 \gg 1$. Para todos los casos aquí considerados $^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ y $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$ a 200 MeV los valores de $kR_0 \approx 35$, por lo que esta condición se cumple bien.

Además, que se puedan considerar órbitas clásicas bien definidas implica valores altos del parámetro de Sommerfeld ($\eta \gg 1$). En el caso de $^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$ a 200 MeV es $\eta \approx 3$ y para los canales de entrada $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ y $^{13}\text{C} + ^{12}\text{C}$ es del orden de 1.4, de manera que esta condición no se cumple satisfactoriamente. Sin embargo, la sección total aún en ese caso, se describe aceptablemente con una fórmula clásica ya que no hay efectos de interferencia entre diferentes ondas parciales en la sección total⁽⁸⁾.

Recordemos (Cap. IV, inciso b) que la máxima probabilidad de transferencia ocurre cuando $\Delta L \approx 0$ y $\Delta k \approx 0$, condiciones que corresponden, aproximadamente, a las conservaciones del momento angular total del sistema y al momento lineal de la partícula transferida⁽²²⁾.

De la ec. IV-35, se ve que la única dependencia con la energía en este tratamiento, proviene de ΔL y Δk .

La dependencia de ΔL con la energía incidente está implícita en los dos últimos términos de la ec. IV-33. El término de en medio crece monotónicamente con E; en el caso de las reacciones presentadas aquí como $R_1 \approx R_2$ la contribución de este término se minimiza. El último término es proporcional a $\frac{1}{\sqrt{E}}$ por lo que se hace importante a bajas energías (suponiendo $Q_{\text{eff}} \neq 0$) y predice una caída de la probabilidad de transición a bajas energías.

La dependencia de Δk se incrementa monotónicamente al crecer E, de manera que para altas energías este término

se hace dominante provocando una caída exponencial (Ec.IV-35).

Con objeto de mostrar por separado los efectos de ΔL y Δk en la dependencia con la energía, se hicieron cálculos semiclásicos para varios niveles de ^{16}O con la reacción $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$ haciendo primero explícitamente $\Delta L = 0$ para apreciar la dependencia con Δk y luego se repitieron con $\Delta k = 0$ para observar la influencia de ΔL . Las curvas obtenidas se ilustran en las Figs. 30a y 30b. Es inmediatamente evidente al observarlas, que la posición del máximo está fuertemente regida por Δk por lo que cualquier desfase entre las predicciones teóricas y los datos experimentales sólo es achacable a este término.

Con los datos presentes es posible también probar la dependencia en la masa m transferida de la ec. IV-35, ya que éstos cubren valores de m desde 1 a 5. Estos datos muestran en general, un incremento en la pendiente de la caída a altas energías cuando m crece, tal y como lo predice la ec. IV-28, debido a la forma en que Δk depende de m . Este efecto está modulado por la forma en que ΔL depende del valor Q , siendo un ejemplo claro de esto la dependencia con la energía de la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{18}\text{O})^{14}\text{O}^*$ en la ventana de excitación considerada (10-15 MeV), donde el valor Q altamente negativo ~ -27 MeV hace que la caída a baja energía se corra, debido a ΔL , hacia más altas energías (ver Fig. 22). En contraste, cuando m es mayor como en el caso de $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$, el valor Q negativo (~ -20 MeV) no es suficiente para modificar la caída a altas energías debida a Δk .

Como en los cálculos DWBA, los resultados semiclásicos mostrados en la Fig. 22 (líneas punteadas) fueron calculados suponiendo que la dependencia con la energía para la ventana de excitación es aproximadamente la misma que para un estado dado en el centro de la ventana y se usaron los mismos valores J que en los cálculos DWBA. Igual que en los resultados del DWBA la forma de la dependencia con la energía casi no depende de la elección de J como se observa en la Fig. 29d, donde se presentan los cálculos para $J=6$ y 8 , que son los mismos valores supuestos en la Fig. 3c, considerando un estado en ^{16}O a 22.5 MeV de energía de excitación, alcanzado a través de la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})$. De las ecs. IV-28, 29 se ve que aunque un valor dado de λ_2 puede recorrer la dependencia con la energía en una cierta cantidad, el comportamiento general es el mismo.

En el caso de las reacciones $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$, debido a que se observan niveles discretos bien definidos y conocidos, se calculó la dependencia con la energía individualmente (en el caso de ^{16}O para los niveles más prominentes).

En la confianza, obtenida de los casos anteriormente discutidos, de que los cálculos DWBA no dan mayor información, solamente se hizo el análisis semiclásico que se muestra en las Figs. 23 y 24, donde aparecen los puntos experimentales para cada nivel debidamente señalados y con líneas continuas los resultados de la formulación semiclásica. La dependencia con la energía experimental de los niveles de

^{15}O a través de la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$ (ver Fig. 23), muestran un comportamiento general, aunque ligeramente desfasado, acorde con las predicciones semiclásicas y en completo acuerdo a datos publicados con anterioridad⁽⁸⁾. Sin embargo, los datos de la reacción $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$, que fueron extraídos durante el mismo experimento muestran una subida de la sección en la energía mayor (187 MeV) no explicada por las predicciones teóricas. Ciertamente estos datos no pueden ser concluyentes debido a que están basados en sólo tres puntos experimentales, pero el comportamiento de los datos de la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$, medidos simultáneamente a las tres energías (104, 132, 187 MeV) indican que esta subida es real.

VI. C O N C L U S I O N E S

Experimentos de este tipo en los que es posible registrar todos los canales de salida identificando las partículas, y midiendo prácticamente todos los parámetros de interés aportan información sobre la estructura y la espectroscopía de los núcleos. La versatilidad del equipo experimental permite también hacer estudios, como el presente, que pueden determinar las dependencias de la sección de reacción en función de varios de los parámetros medidos lo que permite planear experimentos que lleven a núcleos exóticos (fuera de la línea de estabilidad), reacciones de transferencia de carga, o bien que puedan probar la validez de hipótesis teóricas como procesos múltiples, etc., de tal manera que se pueda obtener información sobre la termodinámica de la materia nuclear.

Las reacciones de transferencia de varios nucleones sobre blancos ligeros que han sido observados⁽⁸⁾ poblan de una manera selectiva bandas rotacionales de n partículas- n agujeros ($np-nh$) que dan lugar a espectros con estados que muestran distribuciones en energía de excitación que van como $\sim J(J + 1)$. Se ha propuesto⁽⁸⁾ que la dependencia con la energía incidente de los niveles en este tipo de reacciones puede ser una herramienta para asignar valores J . Sin embargo, aunque la selectividad y la dependencia en $J(J + 1)$ son fuertes indicaciones de la estructura interna de los niveles y pueden ser utilizadas como evidencia para la asignación de

J^{π} , la forma del comportamiento con la energía incidente, que es más bien función del valor Q , no parece ser una herramienta sensitiva para asignar valores J^{π} .

Es claro que el modelo semiclásico se puede usar para explicar el comportamiento general de los datos y por lo tanto es una manera útil y barata para conocer la energía incidente para la cual la sección es máxima en una región de excitación dada.

En conclusión, se ha mostrado que la forma de la dependencia con la energía incidente de las reacciones de transferencia de varios nucleones inducidas con iones pesados se reproduce bien con cálculos DWBA⁽²¹⁾ de un solo paso o con cálculos semiclásicos simples⁽²²⁾. Se encontró que esta dependencia no es muy sensitiva ni a los parámetros de modelo óptico, ni a detalles de los factores de forma, y que se puede describir con sólo las condiciones de conservación de momento lineal y de momento angular total.

También se ve que son poco sensitivas con la asignación del espín y que dependen más fuertemente con el valor Q .

Esta sistemática puede usarse para inferir la energía incidente en la cual se pobla óptimamente una región de excitación dada.

En regiones de excitación donde se espere que ocurran procesos de varios pasos, estudios similares pueden ser una buena prueba de las teorías unificadas de reacciones⁽³⁸⁾.

Sería muy interesante continuar haciendo esfuerzos para entender por qué en algunos casos como en las reacciones

inducidas con el canal de entrada $^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ y en la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ el acuerdo con la teoría de reacción directa es tan satisfactorio mientras que en otras reacciones como $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ y la de transferencia de un nucleón sobre ^{208}Pb con $^{16}\text{O}^{(37)}$ muestran discrepancias.

A G R A D E C I M I E N T O S

Deseo expresar mi gratitud al Dr. Arturo Menchaca por la dirección de esta tesis y por su cooperación e interés constantes durante el desarrollo de este trabajo, y al Dr. A. Dacal por su apoyo, colaboración y estímulo siempre presentes.

Mis más expresivas gracias a los profesores D.Hendrie y D.K. Scott por su cooperación, y a este último también por sus invaluable consejos y sugerencias durante el experimento, al profesor B. Harvey y a todo el grupo del Ciclotrón del Lawrence Berkeley Laboratory por su hospitalidad.

Agradezco al Dr. Jorge Flores su constante apoyo y entusiasmo para que el grupo de Física Nuclear Experimental pueda salir y llevar a cabo este tipo de experimentos en laboratorios de primera línea, así como la revisión de esta tesis.

Mi agradecimiento también a los Drs. F. Alba, M. Bauer y M. Fortes por la revisión de esta tesis y al Dr. M. Mondragón, quien además de revisarla sacrificó parte de su tiempo en agilizar la obtención de fondos para este proyecto.

Finalmente agradezco al CONACYT que financió parcialmente, a través del convenio PNCB-0022, los viajes para realizar estos experimentos.

REFERENCIAS

- 1) M.E. Ortíz, A. Dacal, A. Menchaca-Rocha, M. Buenerd, D.L. Hendrie, J. Mahoney, C. Olmer y D.K. Scott (por publicarse).
- 2) D.L. Hendrie, J.R. Meriwether, F.B. Selph, D.W. Morris, W.S. Flood y B.G. Harvey. LBL Annual Report 1970, UCRL-20426 p. 280 (sin publicar).
- 3) B.G. Harvey, J. Mahoney y R.F. Burton. Annual Report, Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley Laboratory (1975) p. 354.
- 4) M. Buenerd, D.L. Hendrie, U. Iahnke, J. Mahoney, A. Menchaca-Rocha, C. Olmer y D.K. Scott. Nucl. Instr. and Meth. 136 (1976) 173.
- 5) J.B. Birks, Theory and Practice of Scintillation Counting (Pergamon Press, New York, 1964).
- 6) H. Homeyer, J. Mahoney y B.G. Harvey. Nucl. Instr. and Meth. 118 (1974) 311.
- 7) J. Birnbaum, J.C. Overley y D.A. Bromley. Phys. Rev. 157 (1967) 787.
- 8) N. Anyas-Weiss, J.C. Cornell, P.S. Fisher, P.N. Hudson, A. Menchaca-Rocha, D.J. Millener, A.D. Panagiotou, D.K. Scott, D. Strottman, D.M. Brink, B. Buck, P.J. Ellis y T. Engeland. Physics Letters Vol. 12C, No.3; (1974) 203.
- 9) K. Nagatani, D.H. Youngblood, R. Kenefick y J.D. Bronson. Symposium on Heavy Ion Transfer Reactions, Vol. II (Argonne, 1973)
- 10) D.H. Youngblood, K. Nagatani, R. Kenefick y J.D. Bronson, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 250.
- 11) K.R. Greider. Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, Eds. R. Bock and W.R. Hering (North Holland, Amsterdam 1970) p. 217.
- 12) L.R. Dodd y K.R. Greider. Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 959.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

- 13) L.R. Dodd y K.R. Greider. Phys. Rev. 146 (1966) 671.
- 14) Buck, C. Dover and J.P. Vary. Phys. Rev. C11 (1975) 1803.
- 15) A. Menchaca-Rocha. PhD Thesis. University of Oxford. (1974).
- 16) G.J. Wozniak, H.L. Harney, K.H. Wilcox y J. Cery, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1278, y Errata Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 760.
- 17) K. Bethge, K. Meier-Ewert, K. Pfeiffer y R. Bock. Phys. Lett. 24B (1967) 663.
- 18) A. Arima y F. Iachello (por publicarse).
- 19) F. Ajzenberg-Selove. Nucl. Physics A 281 (1977) 1. Nucl.; Phys. A 268 (1976) 1; Nucl. Phys. A 190 (1972) 1.
- 20) C.C. Lu, M.S. Zisman y B.G. Harvey. Phys. Rev. 186 (1969) 1086.
- 21) D.H. Glockner, M.H. Macfarlane y S.C. Pieper. Code PTOLEMY, Argonne National Lab. Report No. ANL-76-11, 976 (sin publicar).
- 22) D.M. Brink. Phys. Lett. 40B(1972) 37.
- 23) Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions (Ed. R. Bock y Hering, North Holland). 1970.
- 24) Proceedings International Conference on Heavy Ion Physics, Dubna 1971.
- 25) Proceedings Heavy Ion Summer Study, Oak Ridge National Laboratory. Report CONF-720669, 1972.
- 26) Symposium on Heavy Ion Transfer Reactions, Argonne National Laboratory, 1973.
- 27) N. Austern, Direct Nuclear Reactions Theory. John Wiley & Sons, Inc. N.Y. (1970).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

- 28) R.A. Broglia y A. Winther. Physics Reports (Section C of Physics Letters) 4, No. 4 (1972) 153.
- 29) P.J.A. Buttle y L.J.B. Goldfarb Nucl. Phys. A176, (1971) 299.
- 30) P.J.A. Buttle y L.J.B. Goldfarb Nucl. Phys. 78 (1966)409.
- 31) P.J.A. Buttle y L.J.B. Goldfarb. Nucl. Phys. A 115 (1968) 461.
- 32) C.R. Dodd y K.R. Greider. Phys. Rev. 180 (1969) 1187.
- 33) D.J. Siemens, J.D. Bondorf, D.H.E. Gross y F. Dickman. Phys. Lett. 36B(1971) 24.
- 34) W. Von Oertzen. Capítulo IV. Nuclear Spectroscopy Academic Press) (Ed. J. Cerny).
- 35) R. Vandenbosch, M.P. Webb y M.S. Zisman. Phys. Rev. Lett. 33, (1974) 842.
- 36) R.H. Siemenssen, J.V. Maher, A. Wiedinger y D.A. Bromley. Phys. Rev. Lett. 19 (1967)369.
- 37) C. Olmer, M.C. Mermaz, M. Buenerd, G.K. Gelbke, D.L. Hendrie, J. Mahoney, A. Menchaca-Rocha y D.K. Scott Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 476.
- 38) H. Feshbach. Memorias del Primer Simposio de Física Nuclear en Oaxtepec. Notas de Física. Vol. I, No. 9 (1978) pág. 111.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

T A B L A 1

PARAMETROS DE MODELO OPTICO

Conjunto	Canales	V	r_0	a	W	r_0'	a'
1a)	$^{20}\text{Ne}+^{12}\text{C}$	17	1.35	.57	40	1.35	.57
	$^{19}\text{F}+^{13}\text{N}$						
2b)	$^{18}\text{O}+^{14}\text{O}$	17	1.35	.57	30	1.35	.49
	$^{17}\text{O}+^{15}\text{O}$						
	$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$						
	$^{15}\text{N}+^{17}\text{F}$						
2b)	$^{20}\text{Ne}+^{12}\text{C}$	17	1.35	.57	$.98+.54E_{\text{cm}}$	1.35	.57
	$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	17	1.349	.49	$.4+.1E_{\text{cm}}$	1.349	.49
3c)	$^{20}\text{Ne}+^{12}\text{C}$	17	1.35	.57	$.98+.54E_{\text{cm}}$	1.35	.57
	$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	17	1.349	.49	$.8+.2E_{\text{cm}}$	1.27	.15

a) Usados en los cálculos presentes.

b) Parámetros para $^{20}\text{Ne}+^{12}\text{C}$ de R. Vandenbosch et.al. PRL33(1974).84.
 Parámetros para $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ de R.H. Siemensen et.al. PRL20 (1968) 175.

c) Parámetros $^{20}\text{Ne}+^{12}\text{C}$ como en b)

Parámetros $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ de A. Gobbi et.al. P.R.C. 7 (1973)30.

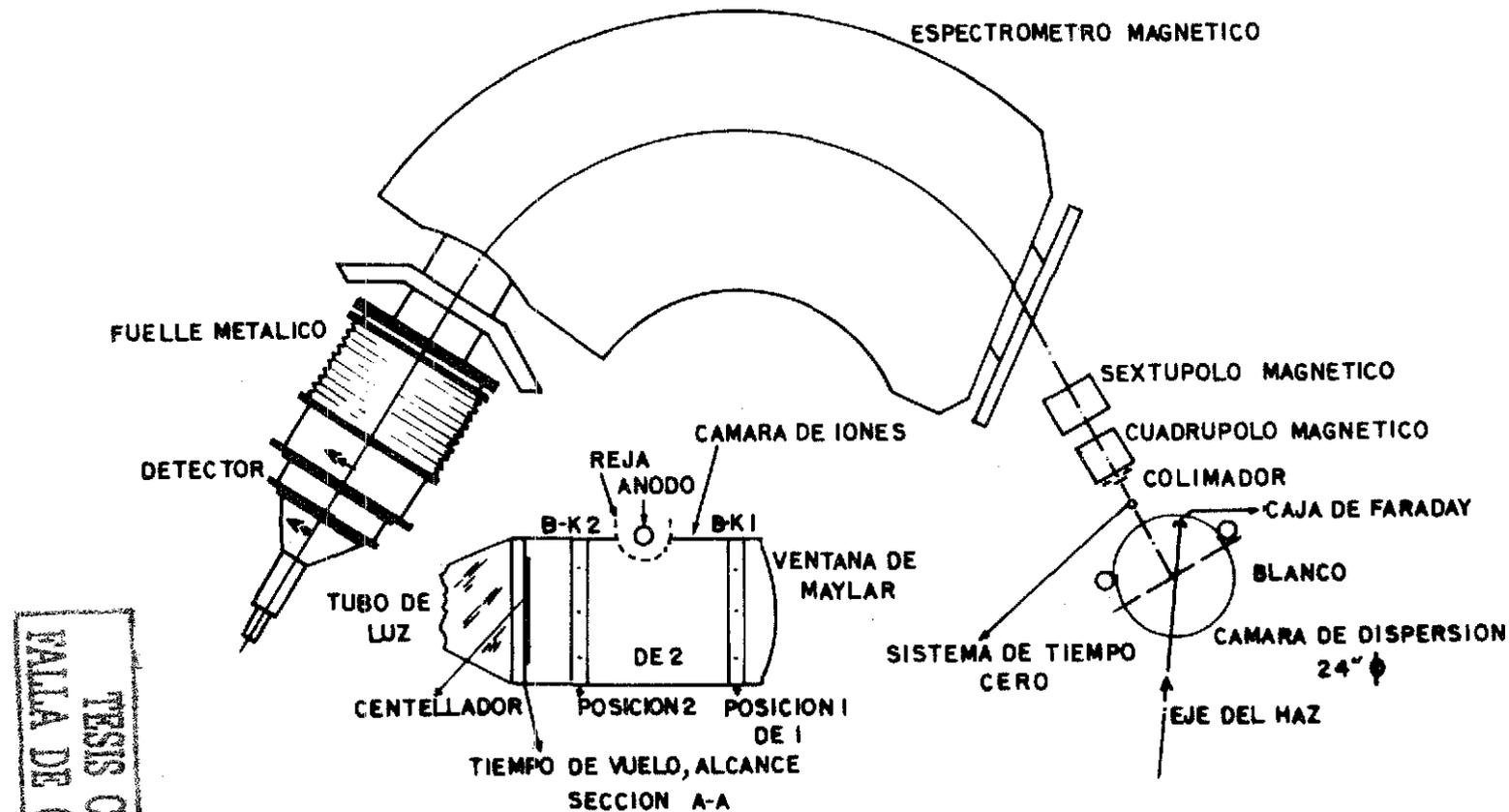


Fig. 1.- Esquema del espectrógrafo magnético QSD y sistema de detección en el plano focal.

TESIS CON
 VALIA DE ORIGEN

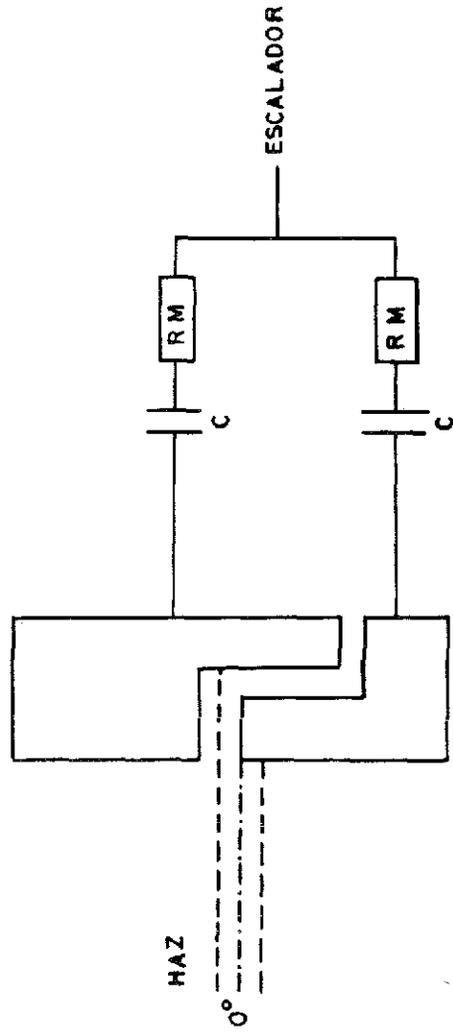


Fig. 2.- Esquema de la caja de Faraday.

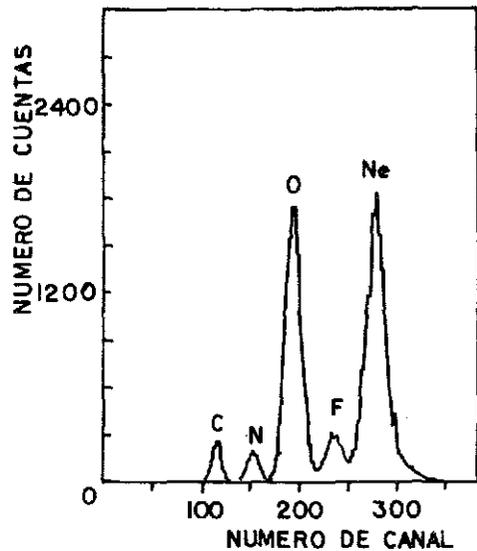
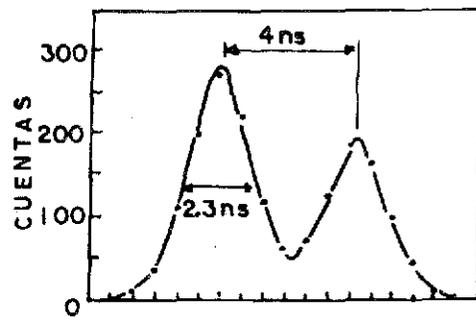


Fig. 3.- Espectro observado al bombardear con haz de ^{20}Ne sobre aluminio natural a 150 MeV, con $\frac{dE}{dx}$ corregida.

Fig. 4.- Espectro obtenido mediante la dispersión elástica de iones de ^{16}O . El pico de la derecha se obtuvo introduciendo un retardo de 4ns. con propósitos de calibración.



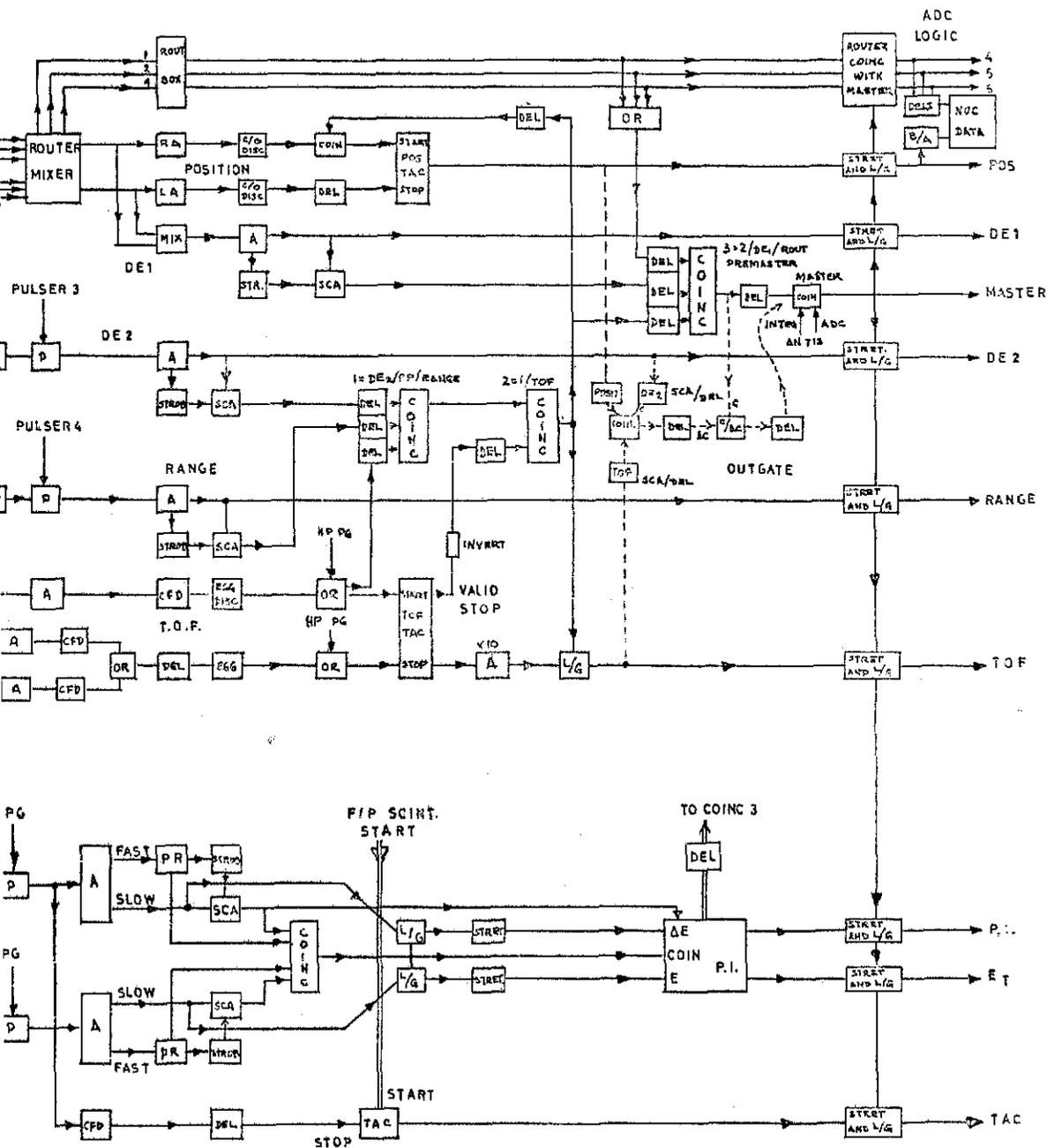


Fig. 5.- Esquema de la electrónica asociada al sistema de de-
tección.

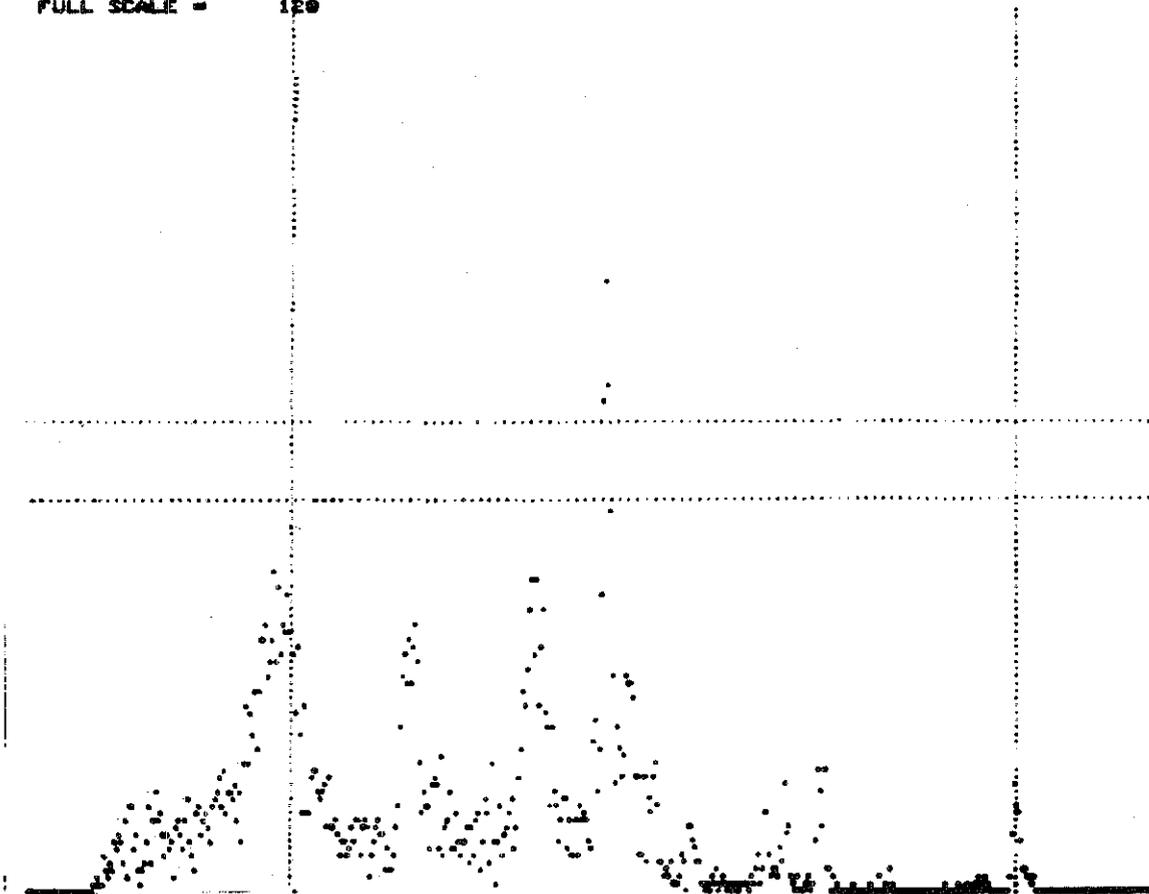
51

0

RUN 4700 FILE 2A RECORD 1907
01-TOTAL PDC

4.00 DEG C13
98.60 PCT DISPLAYED

FULL SCALE = 120



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Fig. 6.- Gráfica de posición copiada directamente de la pantalla de la computadora.

59

```

          RUN 0 FILE 0 RECORD 791          0. 025
          UNGATED POS TDF 98.49 PCT DISPLAYED
THRESHOLD= 1
          POS=( 0: 511) POS2=( 0: 511) VER=( 0: 511) ANG=( 0: 511)
WINDOW 1 DE1=( 0: 511) DE2=( 169: 207) TDF=( 240: 242) ANG=( 0: 511)
ENTER OPTION
DE1 CORRECTED BY 50 DE2 BY 40 TDF BY 50 ANG BY -10 ANG BY 0
TDF BY ANGLE BY 0
WIRES CORRECTED BY 1 2 3
          POSITION 0 0 0
          DE/DX1 0 0 0
          DE/DX2 0 0 0
          ANGLE 0 0 0

```

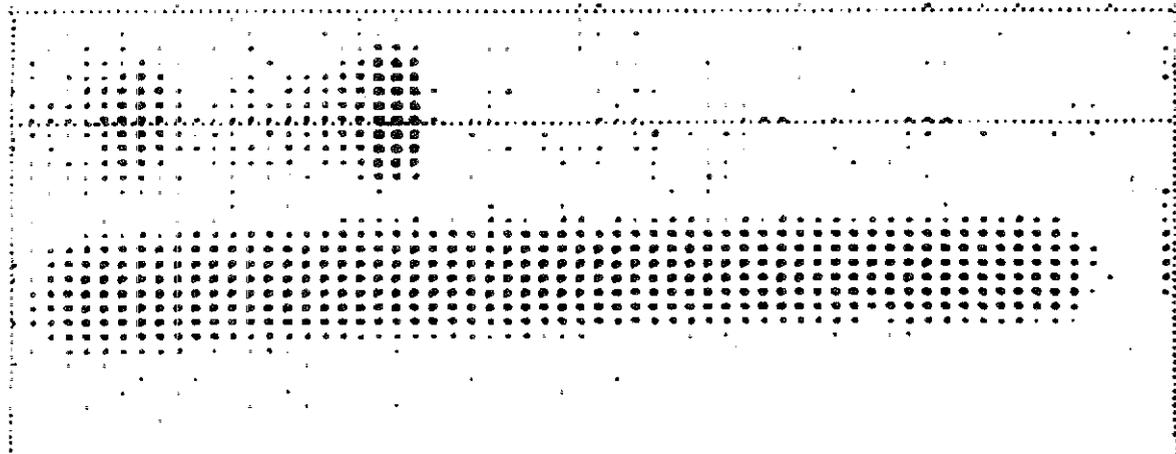


Fig. 7.- Gráfica en dos dimensiones de posición vs tiempo de vuelo copiada directamente de la pantalla de la computadora.

TESIS CON
 FALTA DE ORIGEN

60

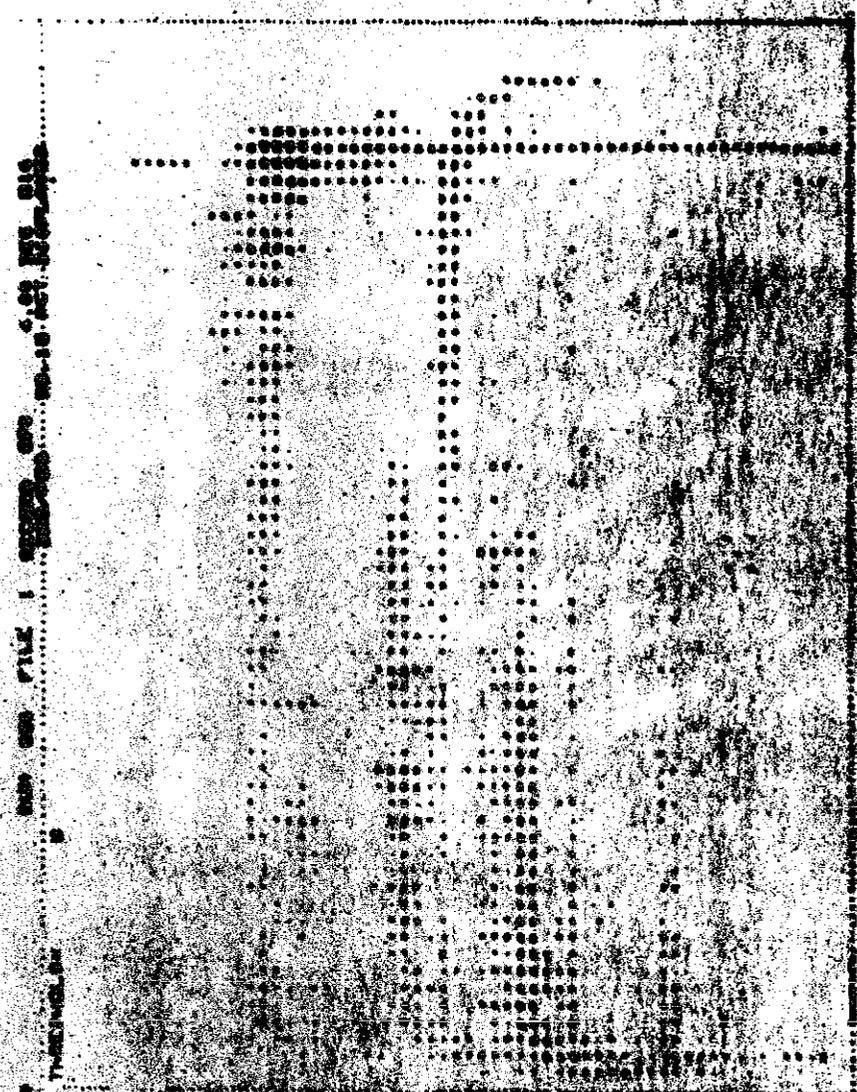


Fig. 8.- Gráfica en dos dimensiones de $\frac{dE}{dx}$ vs posición.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

TESIS CON
FALTA DE ORIGEN

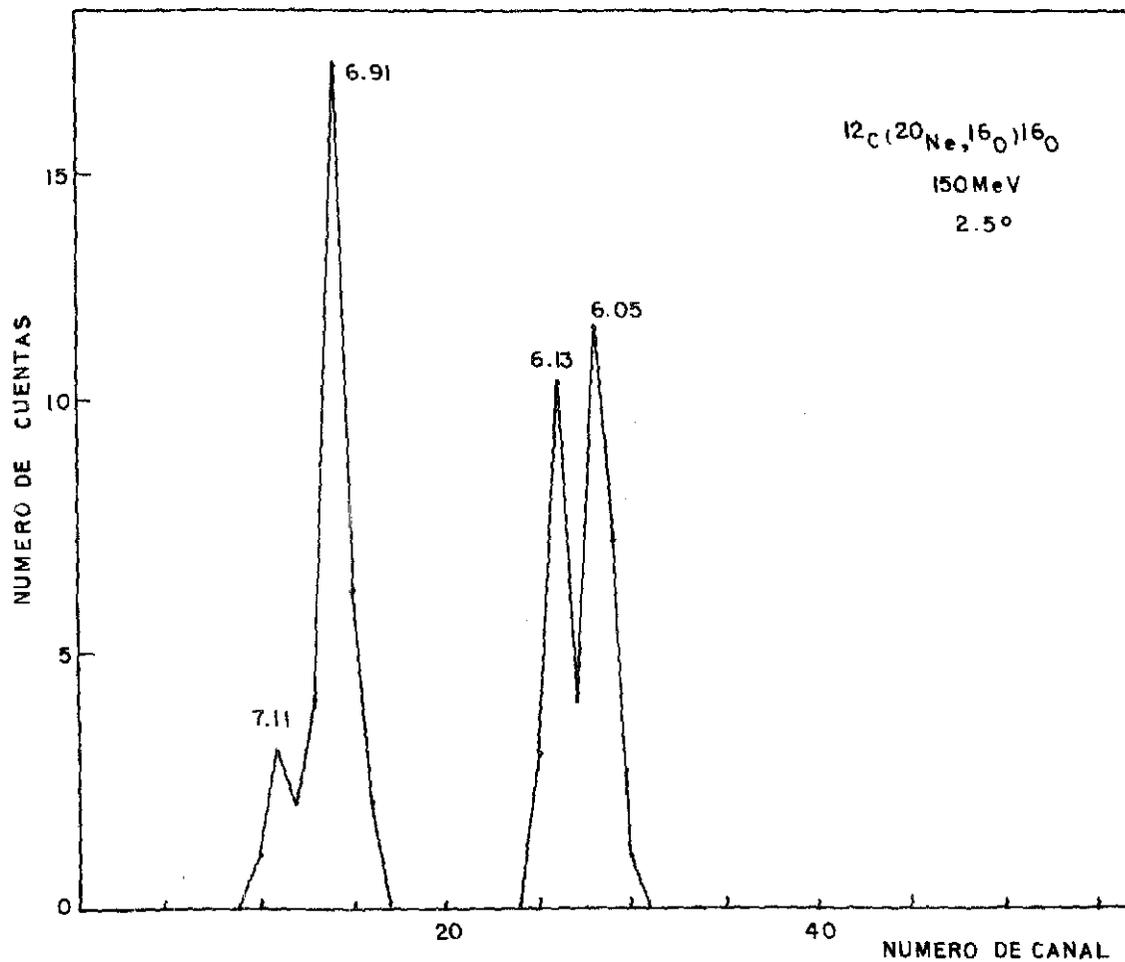
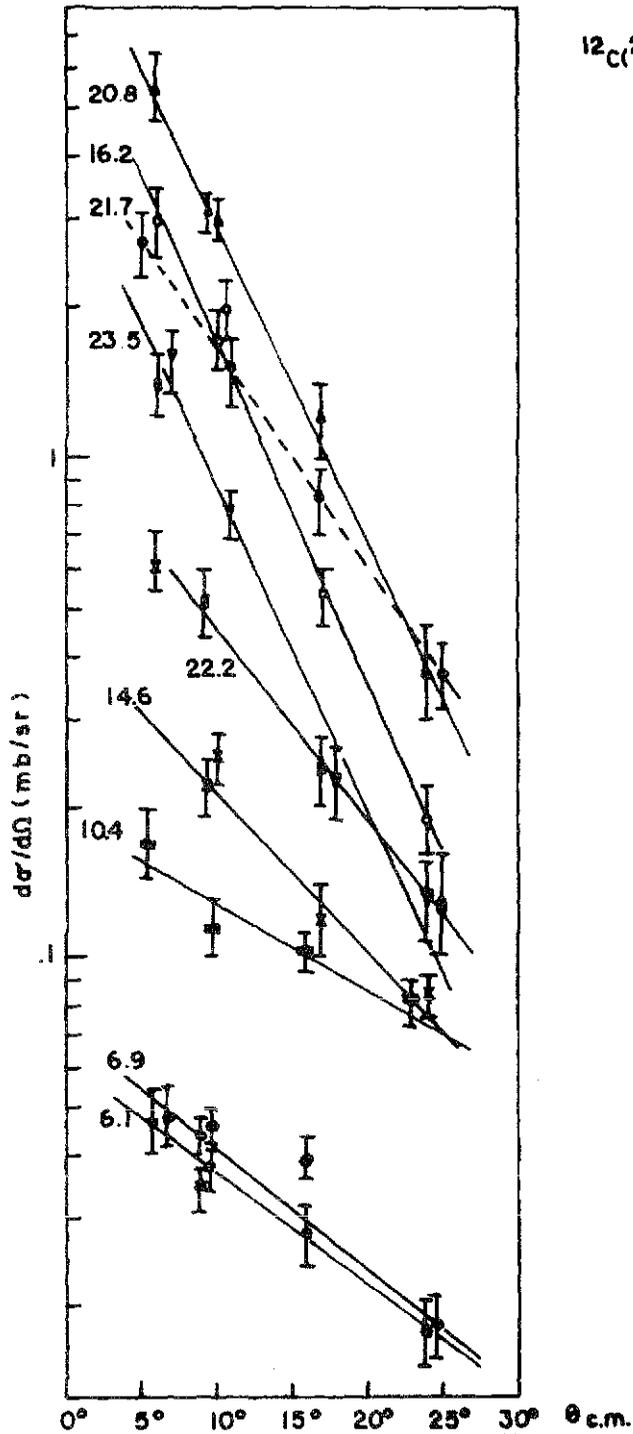


Fig. 10.- Espectro que muestra la resolución en energía.
 $(^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}, \theta_{\text{lab}} = 25^\circ, E_{\text{Ne}} = 150 \text{ MeV}.$

$^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ 64
175 MeV



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Fig. 11.- Distribuciones angulares de estados discretos de ^{16}O obtenidos con la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ a 175 MeV.

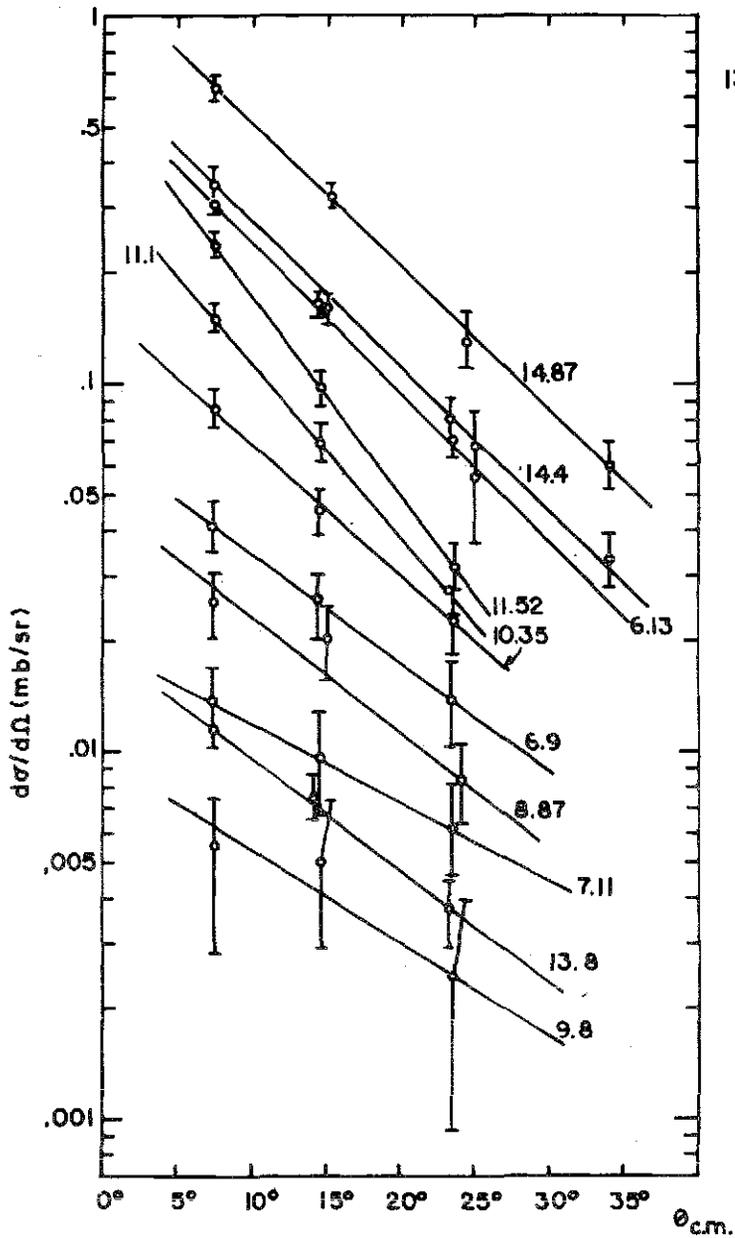
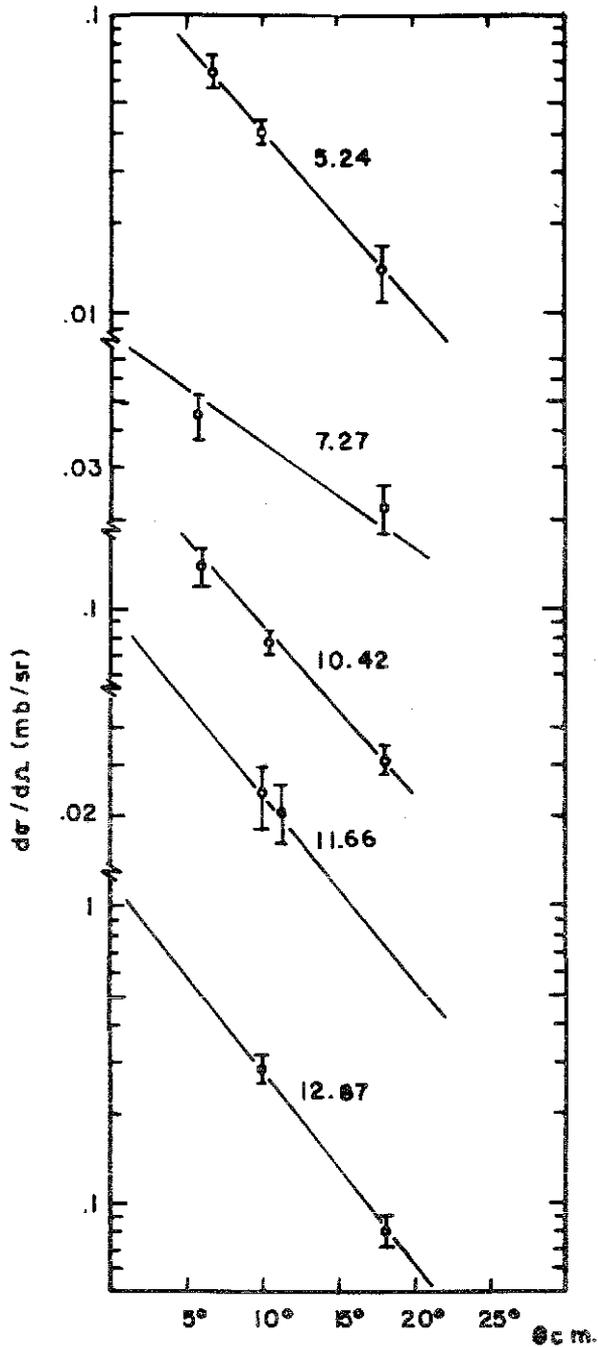


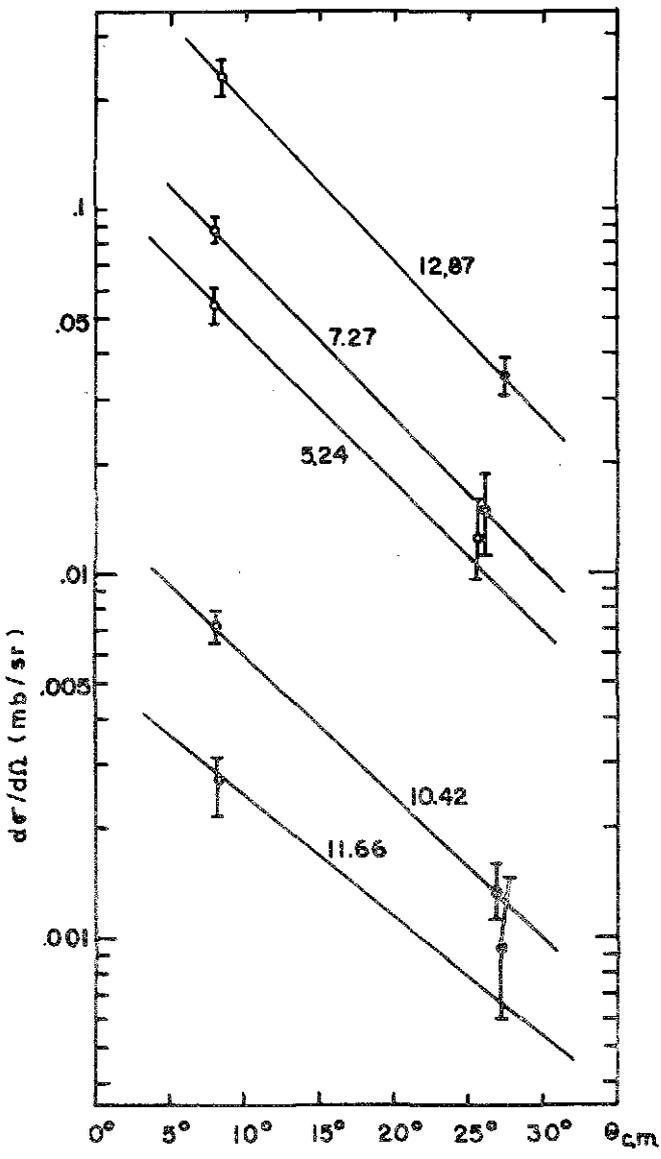
Fig. 12.- Distribuciones angulares de niveles de ^{16}O obtenidos con la reacción $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$ a 105 MeV de energía de bombardeo.

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN



TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

Fig. 13.- Distribuciones angulares de los niveles observados con la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})^{15}\text{O}$ a 175 MeV.



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Fig. 14.- Distribuciones angulares de los niveles excitados a través de la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ a 105 MeV de energía de entrada.

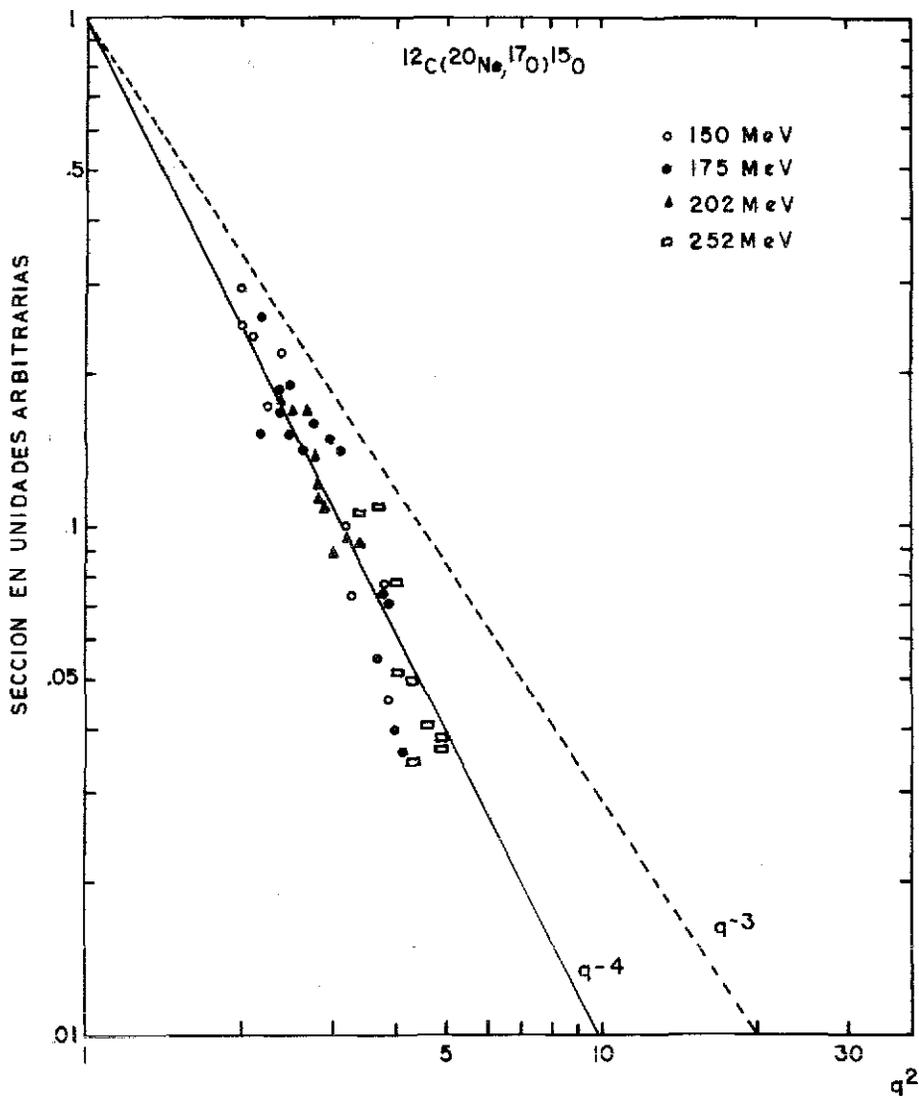


Fig. 15.- Secciones de los niveles de ^{15}O en función del cuadrado del momento lineal (q^2). Las líneas continua y punteada representan las funcionalidades q^{-4} y q^{-3} , respectivamente.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

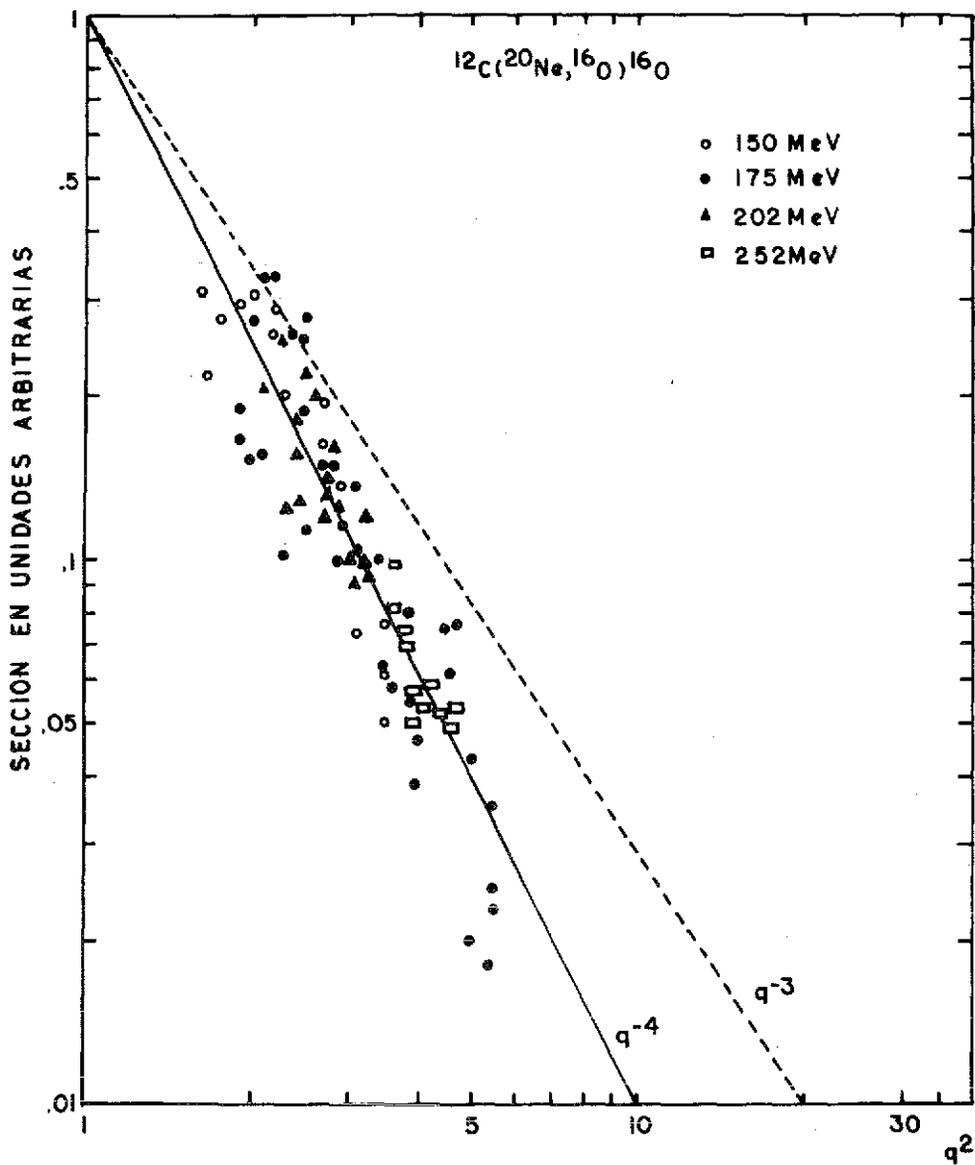


Fig. 16.- Secciones de los niveles de ^{16}O en función del cuadrado del momento lineal (q^2).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

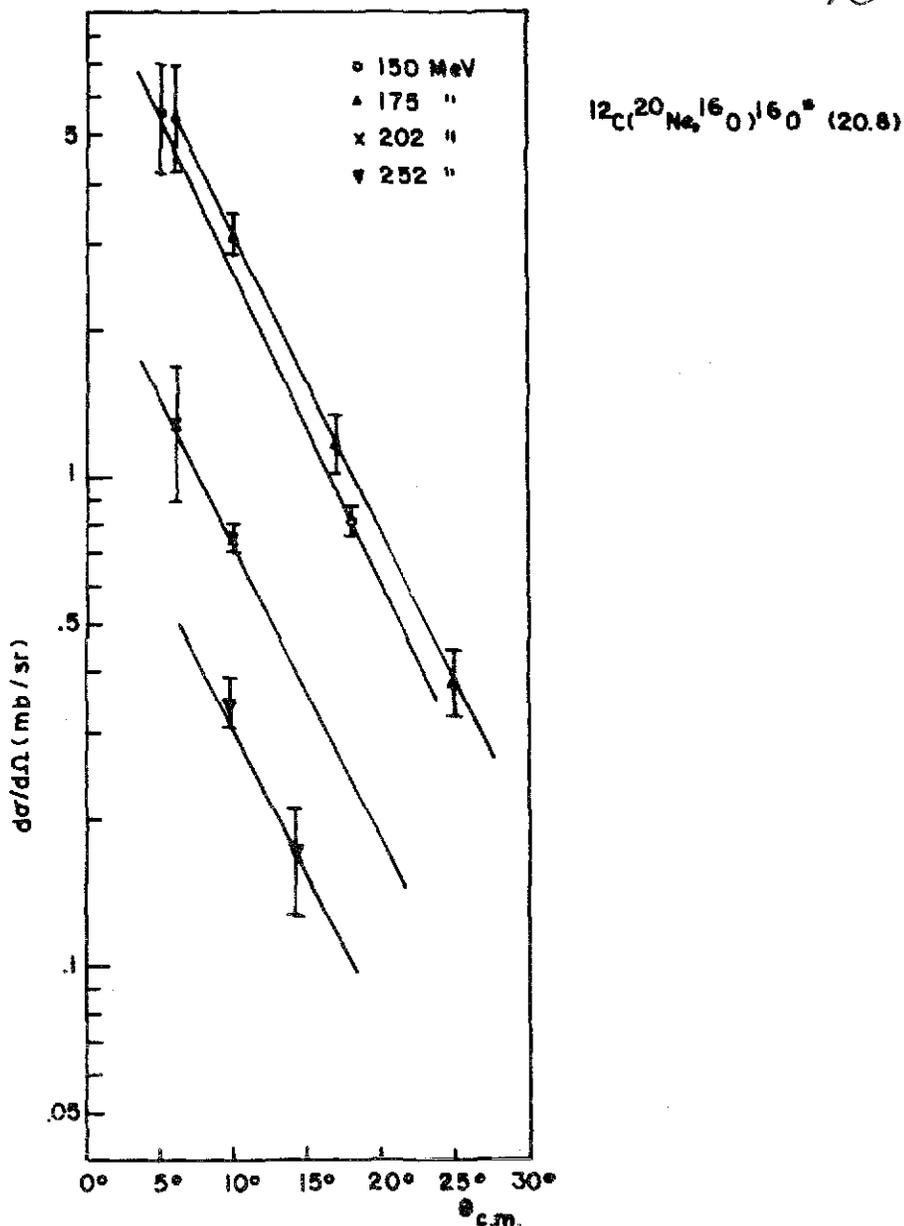


Fig. 17.- Distribuciones angulares del estado de ^{16}O excitado a 20.8 MeV a las diferentes energías de bombardeo con que se realizó la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})$.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

TESIS CON
 FOLIA DE ORIGEN

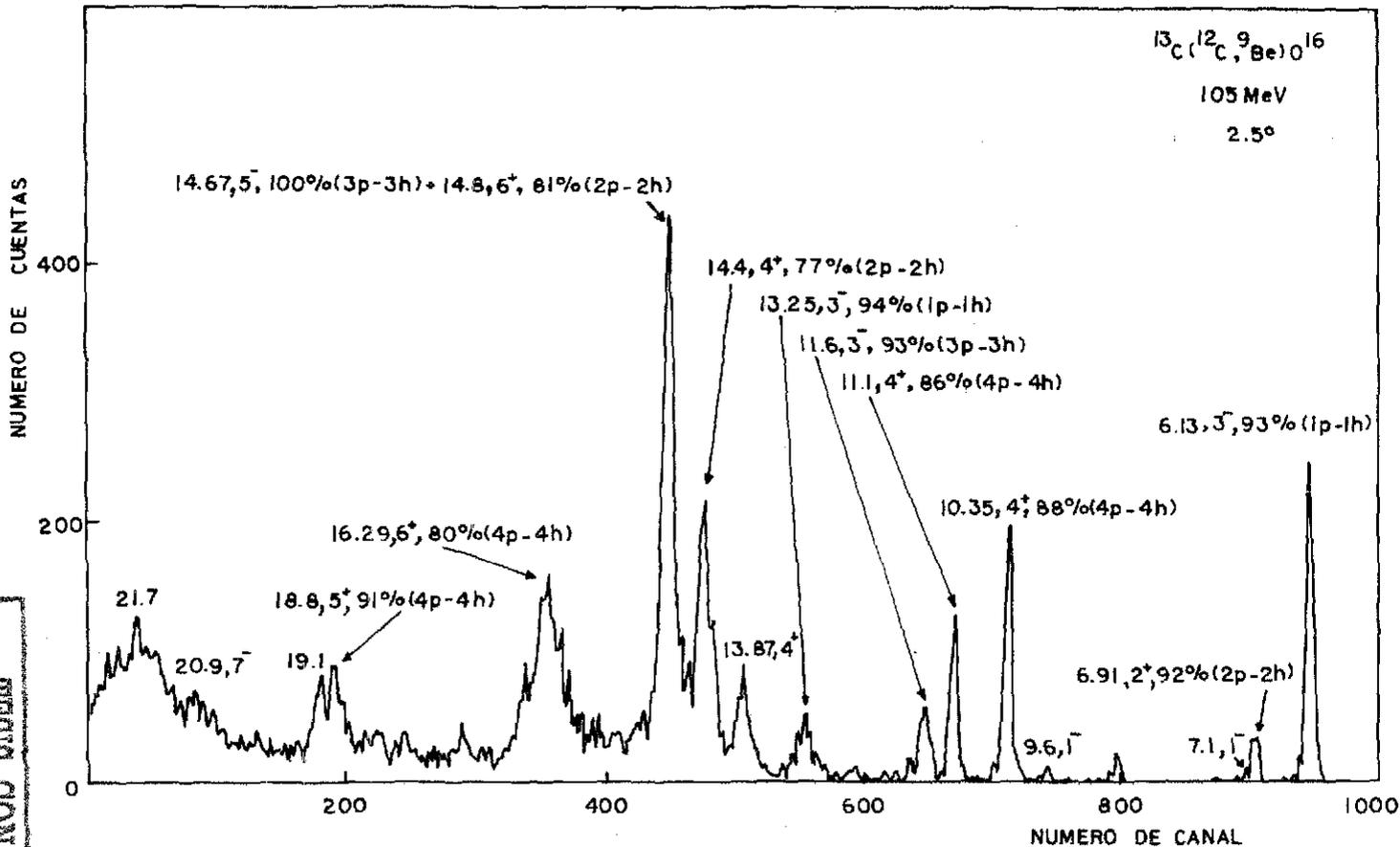


Fig. 18.- Espectro obtenido con la reacción $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{16}\text{O}$ a $\theta_{\text{lab}} = 4^\circ$ y $E_{\text{lab}} = 105$ MeV. Los niveles más fuertemente poblados están indicados con su energía de excitación, valor J^π y configuración.

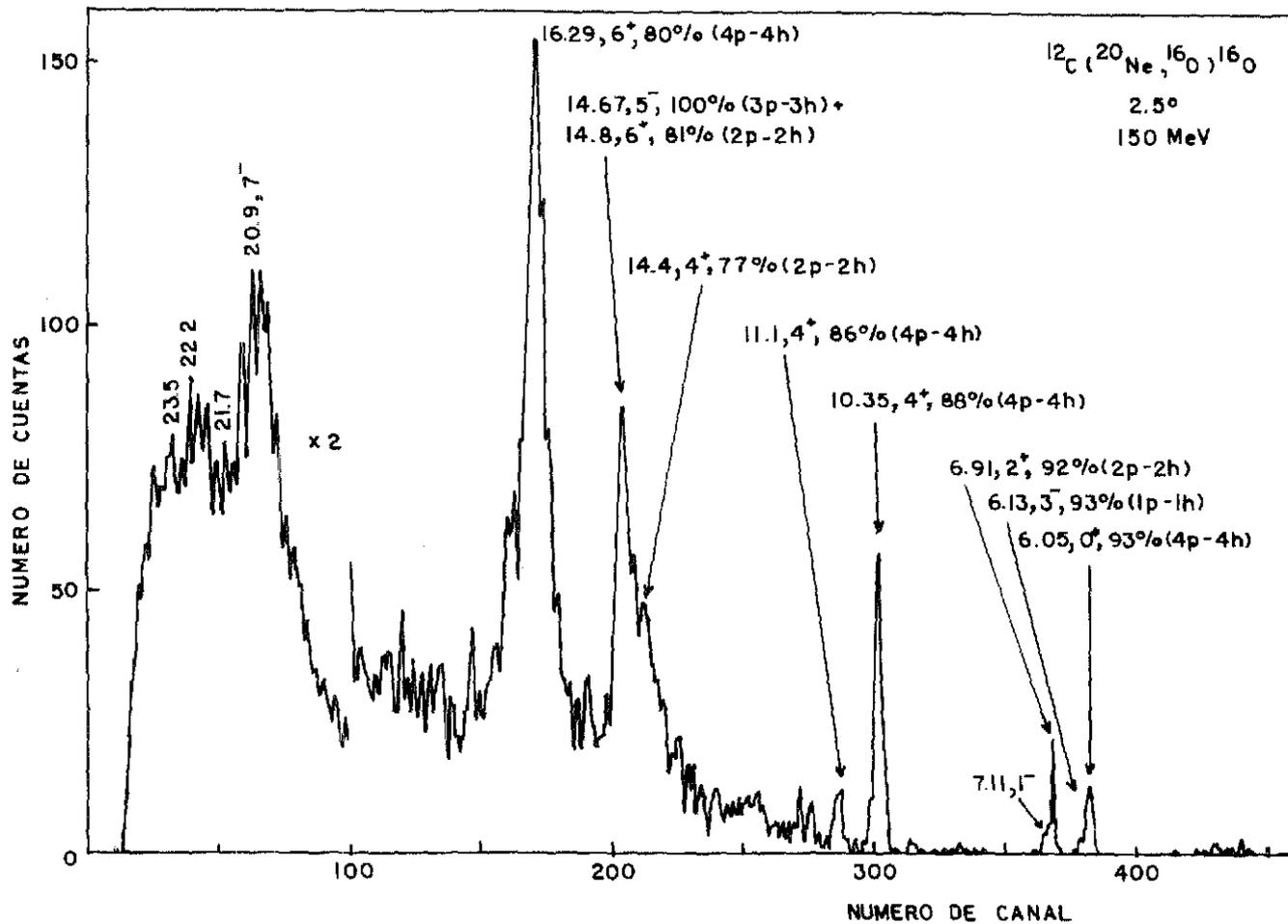


Fig. 19.- Espectro obtenido con la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ a $\theta_{\text{lab}} = 4^\circ$ y $E_{\text{lab}} = 150 \text{ MeV}$.

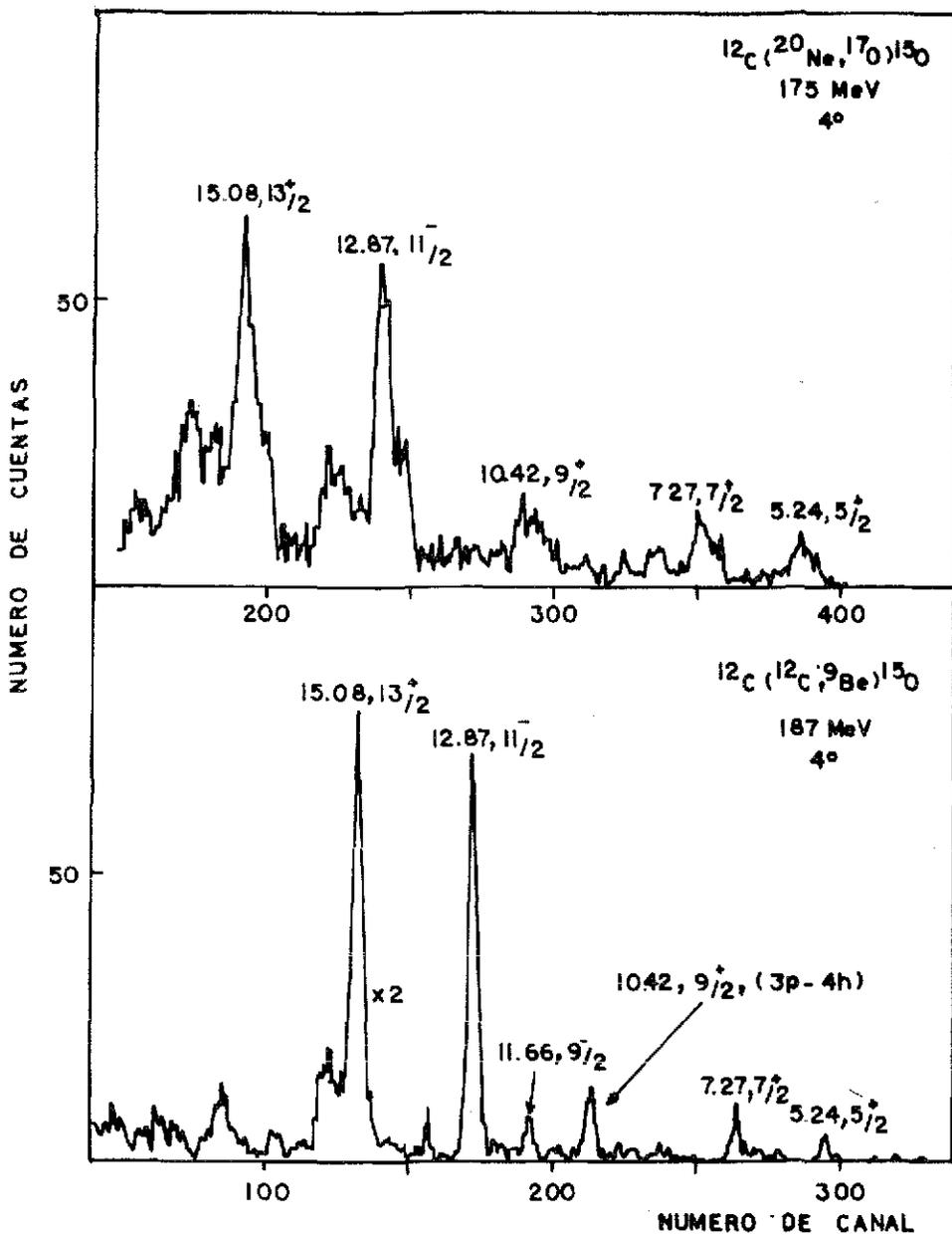


Fig. 20.- Espectros obtenidos con las reacciones $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{17}\text{O})^{15}\text{O}$ a 175 MeV y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{15}\text{O}$ a 187 MeV observadas ambas en $\theta_{\text{lab}} = 4^\circ$.

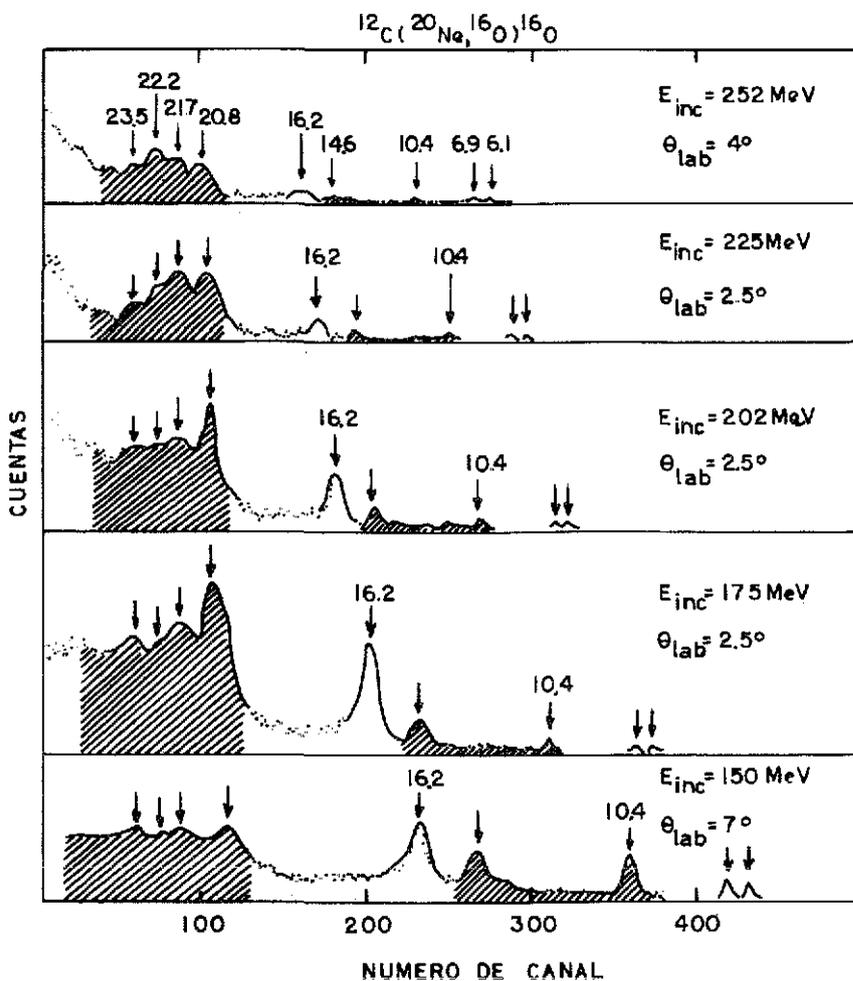


Fig. 21.- Espectros de energía obtenidos con la reacción $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ medidos en ángulos hacia adelante. Las regiones sombreadas representan las ventanas en energía de excitación consideradas en el análisis de la dependencia con la energía.

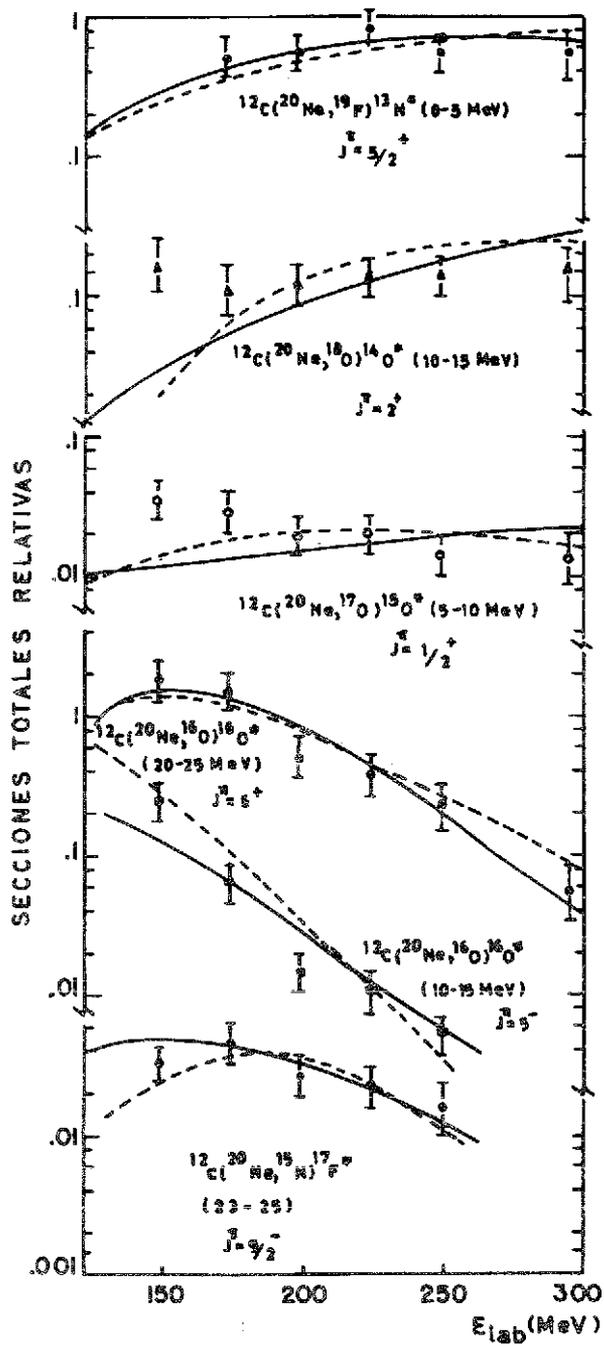


Fig. 22.- Secciones integradas en las ventanas de energía de excitación indicadas entre paréntesis, como función de la energía incidente para $^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{19}\text{F}, ^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}, ^{16}\text{O}$ y ^{15}N .

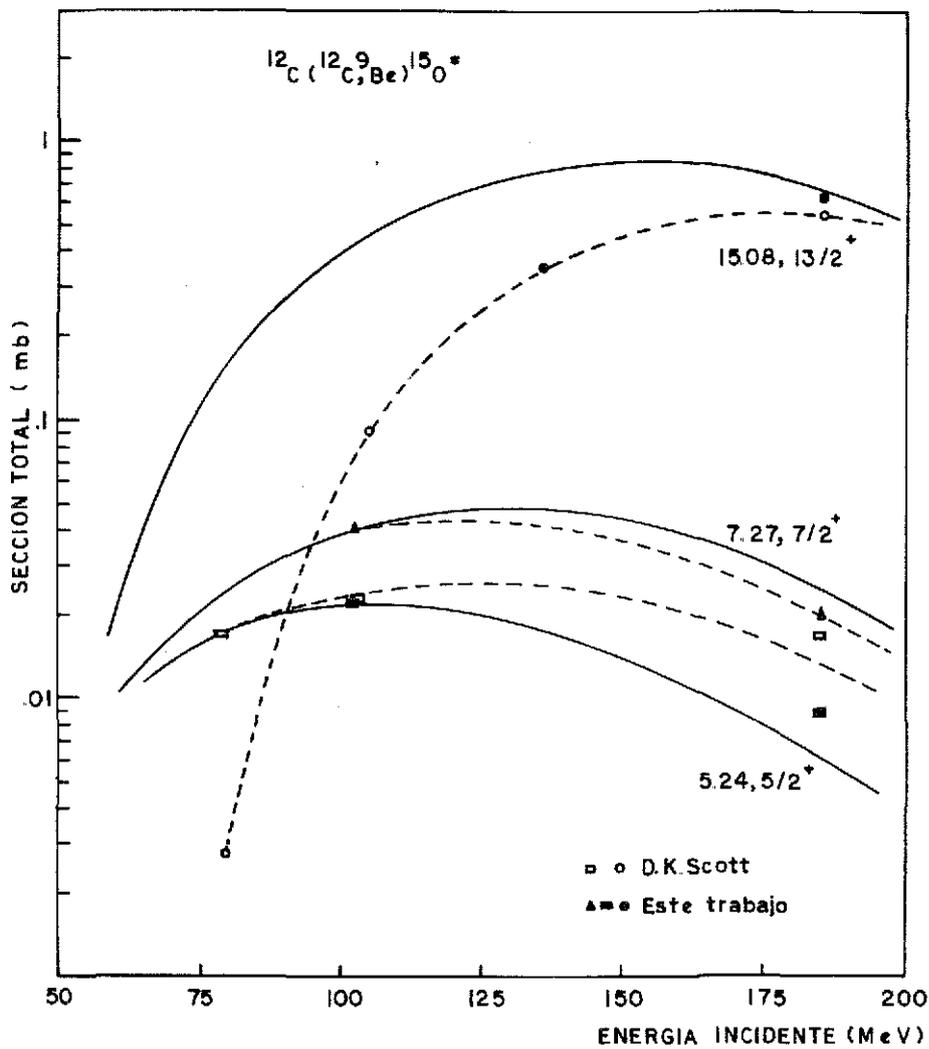


Fig. 23.- Secciones de niveles discretos de ^{15}O , obtenidos con la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$, como función de la energía de bombardeo.

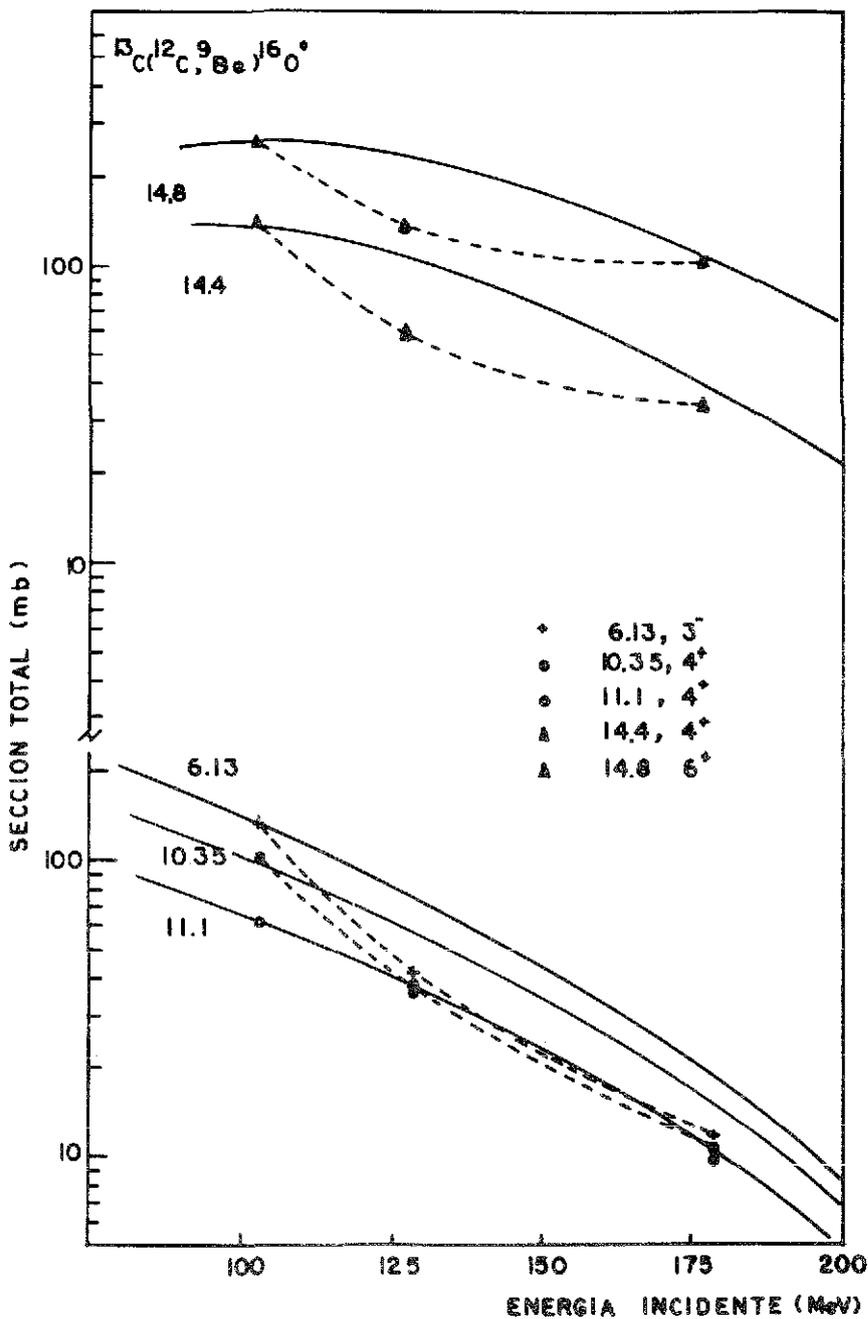


Fig. 24.- Secciones de niveles discretos de ^{16}O , obtenidos a través de $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})$, como función de la energía incidente.

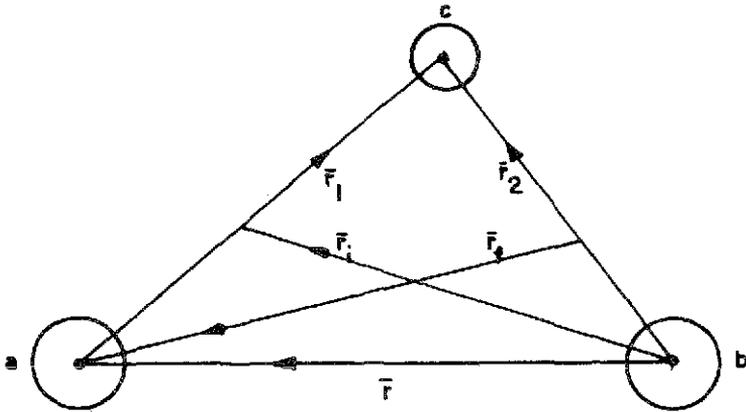


Fig. 25.- Sistema de coordenadas usado en la discusión de la teoría DWBA.

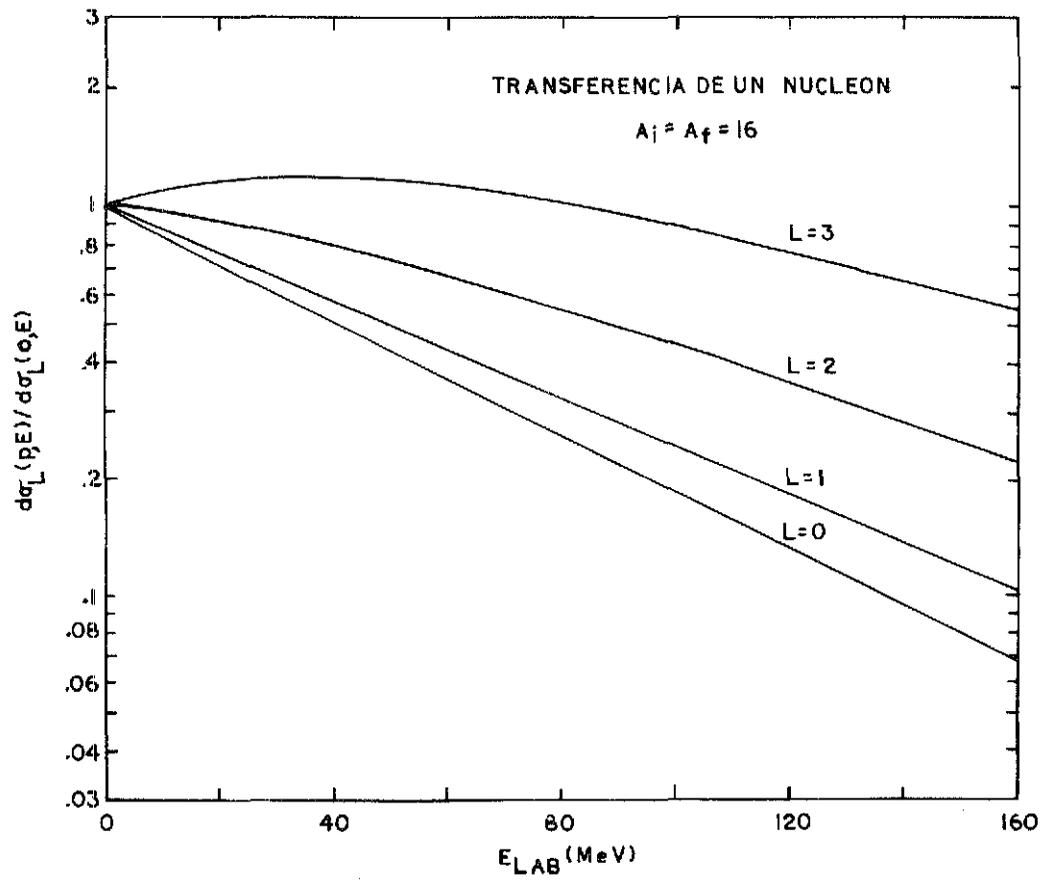


Fig. 26.- Razón de la sección calculada con retroceso a la sección obtenida con un cálculo sin retroceso como función de la energía incidente.

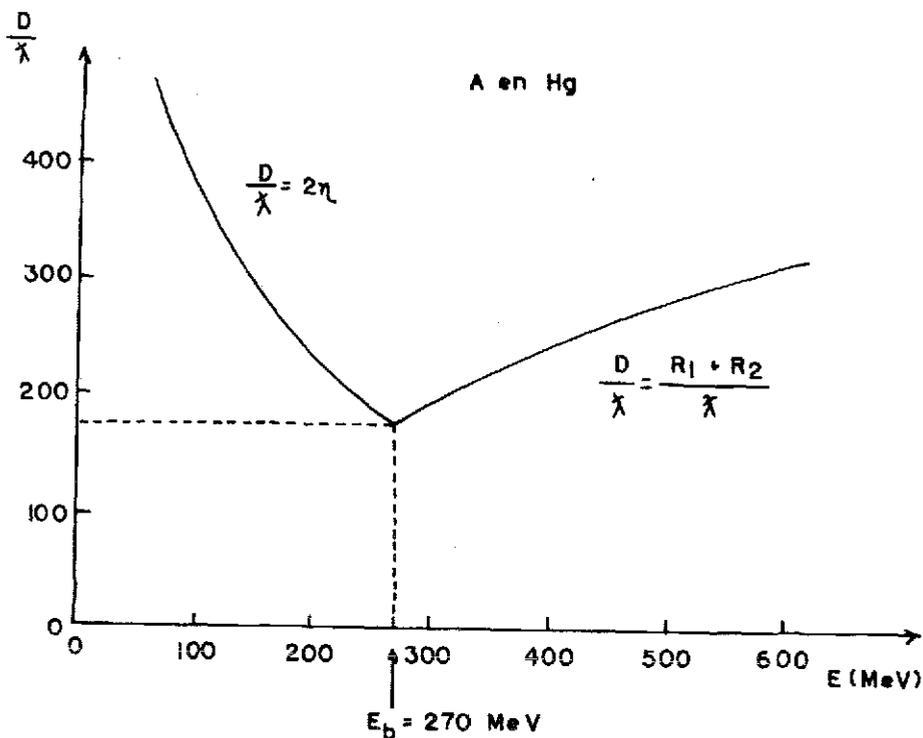


Fig. 27.- Razón entre la longitud característica D y la longitud de onda en el movimiento relativo de proyectiles de argón sobre mercurio, como función de la energía de bombardeo. Para energías abajo de la barrera Coulombiana ($E_b = 270 \text{ MeV}$), D se toma como la distancia de máxima aproximación en una colisión de frente. Para $E < E_b$, D es la suma de los radios nucleares.

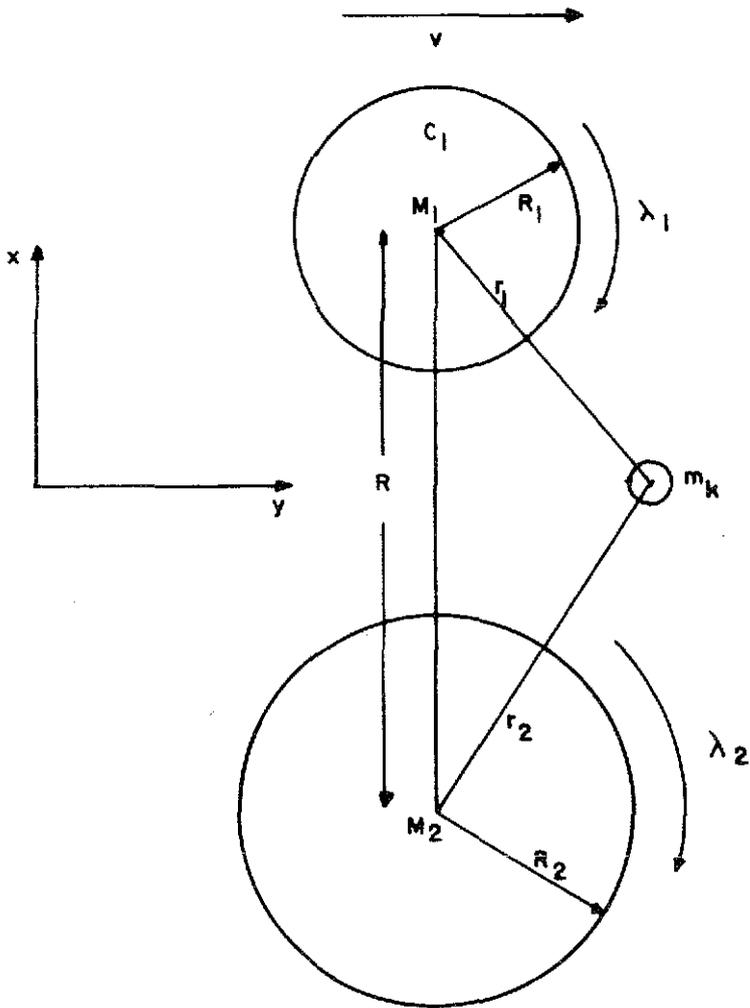


Fig. 28.- Sistema de coordenadas usado en la teoría semiclásica.

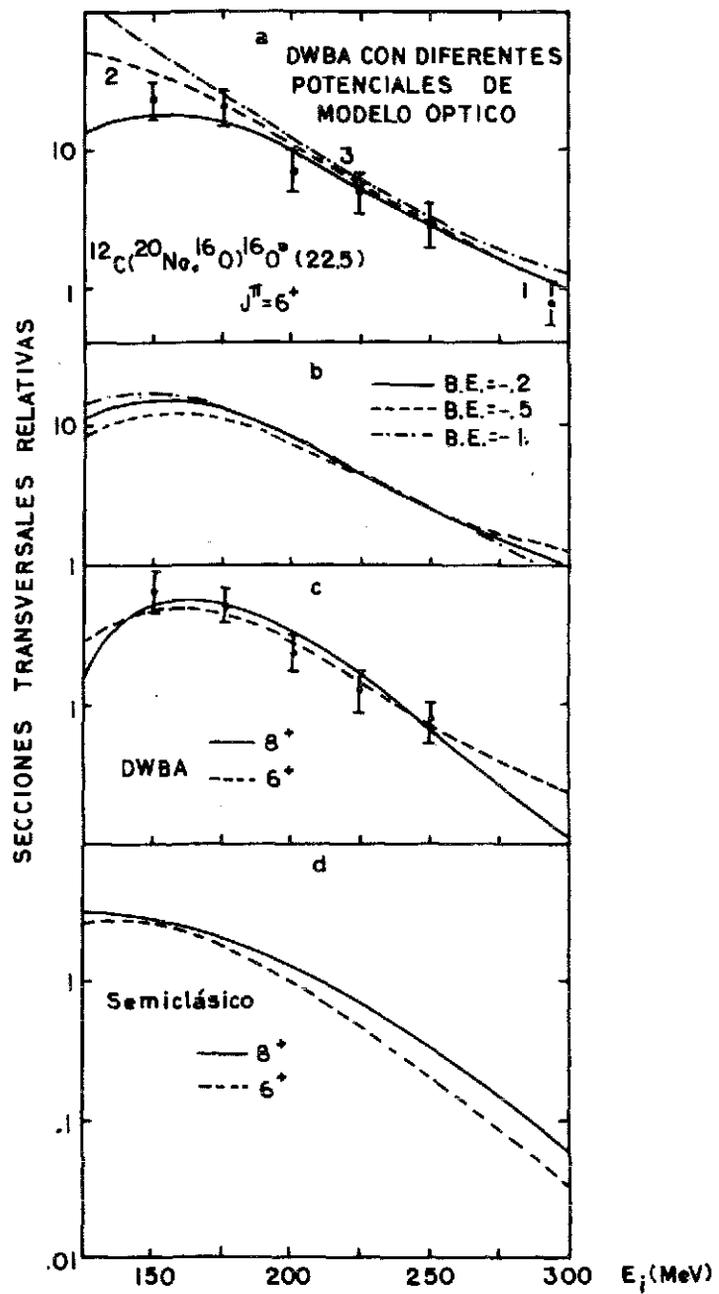


Fig. 29.- Validez de las aproximaciones. En a) se hace una comparación de los resultados obtenidos con diferentes conjuntos de parámetros ópticos. En b) se muestra el efecto de cambiar la energía de amarre del sistema $^{12}\text{C} + \alpha = 16\text{O}$ en los cálculos del factor de forma. En c) y d) se muestra la sensibilidad a la elección del valor J para ambos cálculos DWBA (c) y semiclassical (d). Todos los cálculos fueron hechos para $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}^*(22.5\text{ MeV})$.

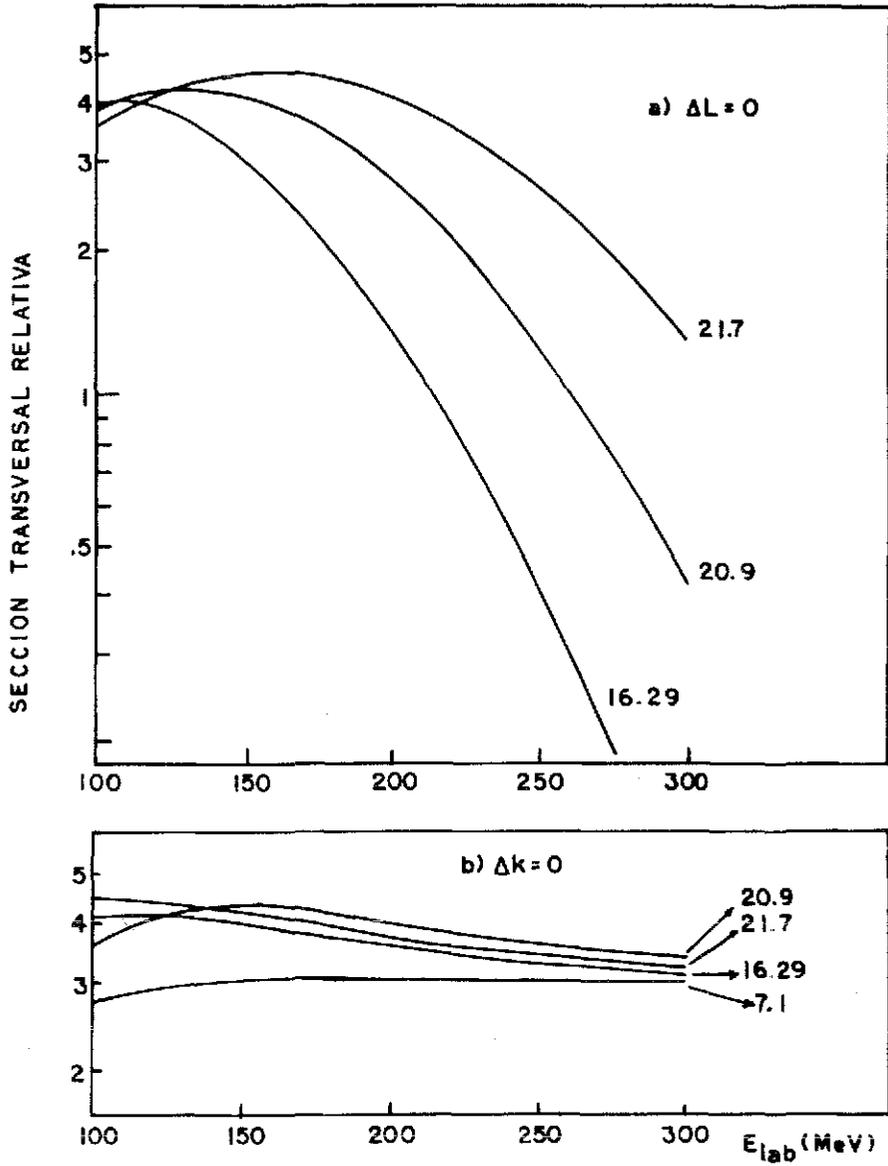


Fig. 30.- Secciones calculadas con la teoría Semiclásica⁽²²⁾ en función de la energía. En a) haciendo explícitamente $\Delta L = 0$ y en b) con $\Delta k = 0$