

4

24

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE
MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

TESIS QUE PARA OBTENER EL TITULO DE FISICO PRESENTA

JOSE RUBEN ALFARO MOLINA

CON EL TITULO DE

DISPERSION ELASTICA $^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ CERCA DE LA BARRERA COULOMBIANA

DIRIGIDA POR

DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

AGOSTO DE 1991



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
INDICE		ii
CAPITULO I	INTRODUCCION	
I.1	INTRODUCCION	1
I.2	DESCRIPCION DE LA TESIS	5
CAPITULO II	CONCEPTOS BASICOS	
II.1	DISPERSION ELASTICA	6
II.2	CINEMATICA DE LA DISPERSION ELASTICA	8
II.3	SECCION EFICAZ DIFERENCIAL	10
II.4	MODELO OPTICO DEL NUCLEO	14
II.5	ANOMALIA DEL UMBRAL	18
CAPITULO III	DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO	
III.1	EL EXPERIMENTO	22
III.2	CINEMATICA INVERTIDA	28
III.3	DISTRIBUCION DE LOS ESTADOS DE CARGA	31

CAPITULO IV

REDUCCION DE LOS DATOS

IV.1	PARAMETROS MEDIDOS DURANTE EL EXPERIMENTO	36
IV.2	CALIBRACION DE W1 Y DE W2	36
IV.3	IDENTIFICACION DE LOS IONES DISPERSADOS	37
IV.3.1	CLASIFICACION DE CORRIENTES (Ni O AL)	37
IV.3.2	IDENTIFICACION DE LOS IONES (Ni O AL)	38
IV.4	ELECCION DEL CANAL ELASTICO	42
IV.4.1	OPTIMIZACION DEL VALOR DE FPPD	42
IV.4.2	EXCEPCIONES	43
IV.4.3	INTEGRACION DE CUENTAS EN EL CANAL ELASTICO	47
IV.5	CORRECCIONES	48
IV.5.1	DETENCION PREMATURA DE LOS IONES DE ALUMINIO	50
IV.5.2	CORRECCION POR LOS ESTADOS DE CARGA DETECTADOS	54
IV.6	MONITOR	57
IV.7	SECCION EFICAZ DIFERENCIAL	57
IV.7.1	DISTRIBUCION ANGULAR	57
IV.7.2	NORMALIZACION	61
IV.7.3	PRUEBAS DE CONSISTENCIA DE LO DATOS	61

CAPITULO	V	ANALISIS DE LOS DATOS	
VI.1		ANALISIS DE LOS DATOS	65
CAPITULO	VI	RESULTADOS Y DISCUSION	
VI.1		RESULTADOS Y DISCUSION	74
TABLAS DE DATOS			83
REFERENCIAS			89

INTRODUCCION

1.1 INTRODUCCION

Es a partir de 1985 cuando experimentos de dispersión elástica entre iones pesados [1,2], mostraron una rápida y localizada variación del valor del potencial óptico nuclear conforme la energía se acercaba a la barrera Coulombiana. Este fenómeno, tradicionalmente llamado "anomalía del umbral", ha sido objeto de búsqueda y estudio en diferentes sistemas: $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ [3], $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$, ^{64}Ni [4], $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [5] entre otros.

La predicción de dichas variaciones utilizando relaciones de dispersión [6,7] (un caso análogo se presenta en la rápida variación de la masa efectiva de un núcleo cerca de la superficie de Fermi [8]) ha sido puesta a prueba en la mayoría de los sistemas mencionados, obteniendose resultados excelentes en algunos casos (fig.I.1) y no tanto para otros (fig.I.2 [2]).

La falta de evidencia suficiente de la existencia del fenómeno de la anomalía del umbral para todos los sistemas estudiados ha originado que se le busque no sólo en dispersiones elásticas. Se han realizado estudios en reacciones de fusión a energías alrededor de la barrera coulombiana [9,10], haciéndose análisis en los que se ajusta la sección eficaz de dispersión elástica y la sección eficaz de fusión simultáneamente [4,11]. A pesar de contarse con sólidos trabajos

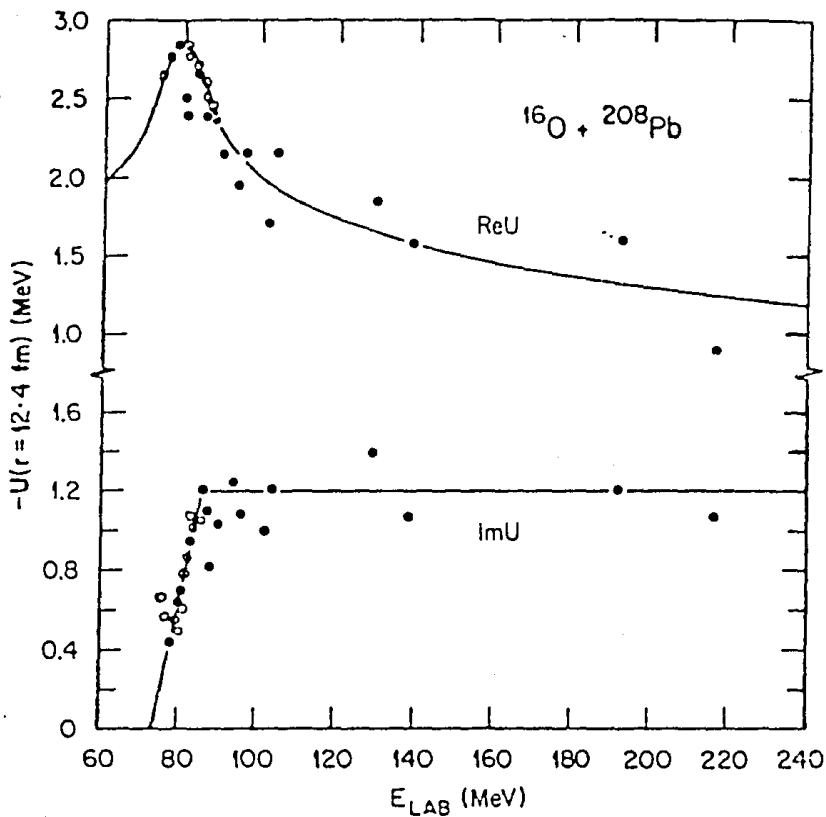


figura I.1 Valores del potencial óptico nuclear (V parte real y W parte imaginaria) en $r=12.4 \text{ fm}$. La línea continua representa cálculos utilizando la relación de dispersión [7]. Puede observarse cómo la descripción de los puntos experimentales es bastante buena.

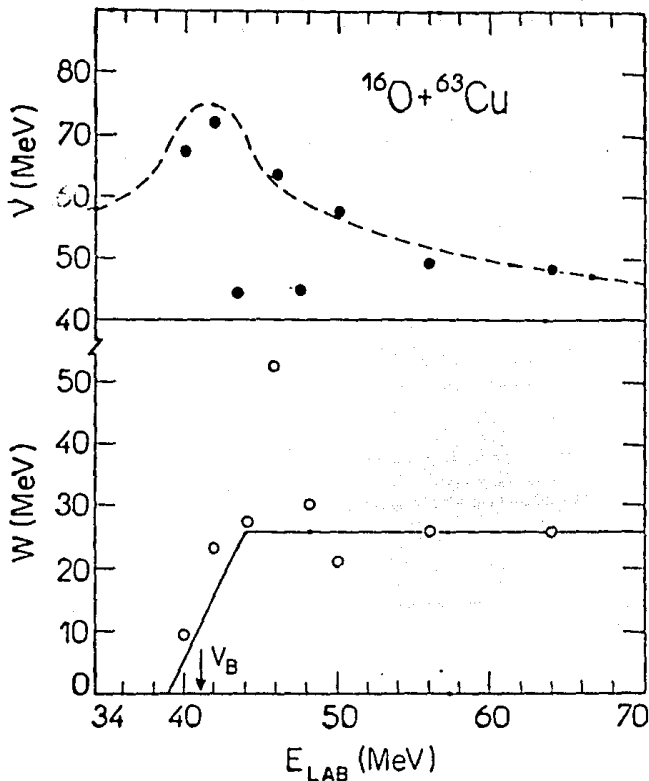


figura 1.2 Valores del potencial óptico nuclear (V parte real y W parte imaginaria) en $r = 0$ fm. Las curvas son cálculos de la relación de dispersión. En este caso puede observarse que existen valores de la parte real que no son descritos por el cálculo. En la parte imaginaria sucede algo parecido [2].

teóricos [12], los resultados obtenidos de los experimentos no han estado libres de ambigüedades e interpretaciones posiblemente subjetivas.

Y es que a energías cercanas o por debajo del valor máximo de la barrera coulombiana las fuerzas electrostáticas son las dominantes durante la interacción de los iones. Esto implica que la información que se pueda obtener acerca del potencial óptico nuclear a partir de datos de dispersión elástica sea un tanto limitada. Esto en particular hace que la magnitud del potencial sólo pueda ser conocida en una zona alrededor de un radio de sensibilidad, cuyo valor puede ser determinado a partir de datos experimentales y que cambia lentamente con la energía. Otra consecuencia de la limitación ya mencionada es que se pueden realizar diferentes tipos de análisis (con diferentes parametrizaciones del potencial óptico) aun para un mismo sistema de datos [4,11][5,13].

Es dentro de este marco, que a mediados de 1988 en el Laboratorio Nacional de Oak Ridge (ORNL), Tennessee, U.S.A., se explora la posibilidad de realizar la medición de la sección eficaz diferencial elástica del sistema $^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ a energías alrededor de la barrera Coulombiana. Primero se realizaron corridas de prueba a 160, 170, y 210 MeV de energía. El análisis preliminar de estos datos sugirió que en este sistema sería posible observar la citada anomalía, aunque las conclusiones parecían depender fuertemente de parámetros supuestos para el potencial.

Por lo tanto, para poder establecer la observación de la " anomalía del umbral " de manera no ambigua se realizó un experimento completo de dispersión elástica en el mismo sistema. En éste se incluyó un mayor

intervalo de energías (155, 160, 170, 185 y 220 MeV), y se cubrió un amplio intervalo angular, midiéndose la distribución angular hasta ángulos próximos a 180° en el centro de masa.

Los datos obtenidos fueron reducidos y analizados en el IFUNAM, en términos del formalismo del modelo óptico y dentro del contexto que rodea a la anomalía del umbral. La obtención de las secciones eficaces diferenciales y su análisis con potenciales fenomenológicos constituyen el tema de esta tesis.

1.2 DESCRIPCION DE LA TESIS

El presente trabajo se presenta organizado en seis capítulos. En el primero de ellos se discuten brevemente los antecedentes y motivo del presente trabajo. Los conceptos elementales envueltos en toda reacción nuclear son discutidos en el capítulo II, así como el fenómeno de la anomalía del umbral. En el capítulo III se hace una descripción de las condiciones experimentales en que se efectuó el experimento. La reducción de los datos es materia del capítulo IV, el análisis de los datos es presentado en el capítulo V, y por último los resultados y una discusión sobre ellos es presentado en el capítulo VI.

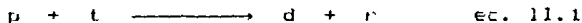
CAPITULO II

CONCEPTOS BASICOS

II.1 DISPERSION ELASTICA

En el presente trabajo se reducen y analizan los datos de la dispersión elástica del sistema $^{56}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ por lo tanto primeramente se define lo que se entiende por una dispersión elástica (el material de esta sección fue elaborado principalmente en base a la referencia [14]).

Cuando un núcleo es bombardeado con una partícula energética y ocurre algún cambio en las características o identidad del núcleo, este evento define una reacción nuclear. Simbólicamente una reacción nuclear típica se escribe :



donde p corresponde a la partícula bombardeante o proyectil; t corresponde al núcleo blanco; d corresponde a la partícula producto o dispersada; y r corresponde al núcleo en retroceso. Frecuentemente la ecuación 11.1 se escribe de forma abreviada :



Todas las reacciones nucleares son gobernadas por los siguientes principios : la conservación de la carga eléctrica; conservación del número total de nucleones; la conservación de la energía; la conservación del momento lineal y la conservación del momento angular.

Si en una reacción, como la descrita por la ec. 11.2 se hace un balance de energía y suponiendo que la partícula blanco se encuentra originalmente en reposo tenemos que

$$M_p c^2 + E_p + M_t c^2 = M_d c^2 + E_d + M_r c^2 + E_r \quad \text{ec.11.3}$$

donde $M_p c^2$, $M_t c^2$, $M_d c^2$ y $M_r c^2$ son las energías en reposo del proyectil, el blanco, la partícula producto y el núcleo en retroceso, respectivamente y E_p , E_d y E_r son la energía cinética que poseen.

Definimos entonces al valor Q de la reacción como la diferencia de masa entre el proyectil más el blanco y la partícula producto más el núcleo en retroceso :

$$Q = [(M_t + M_p) - (M_d + M_r)] c^2 \quad \text{ec.11.4}$$

De estas ecuaciones se observa que pueden existir tres casos posibles; $Q > 0$, en este caso se dice que se tiene una reacción exoenergica porque se está liberando energía cinética a partir de la energía en reposo; $Q < 0$, en este caso se necesita energía de alguna fuente para suplir el aumento de masa, y se conoce como endoenergica. El tercer y ultimo caso es cuando $Q = 0$, que corresponde a la dispersión elástica.

Por lo tanto, se llama dispersión elástica a aquella reacción en que el estado interno de los componentes no cambia, siendo $Q = 0$, y la energía cinética en el centro de masa (CM) la misma antes y después de la colisión.

dispersión elástica

En los experimentos de dispersión, por lo regular, un haz de partículas con momento y energía controlados y conocidos es lanzado contra un blanco de estructura conocida que generalmente se encuentra en reposo (en

el sistema de referencia de laboratorio (L)). Las partículas producto de las colisiones que ocurren en el blanco, salen de él en todas direcciones posibles, siendo de sumo interés el conocer la relación que existe entre la energía de las partículas proyectil, la energía de las partículas producto y los ángulos a las que estas son dispersadas. Esta relación viene dada por la cinemática de la reacción.

II.2 CINEMATICA DE LA DISPERSION ELASTICA

El valor Q de una reacción, no sólo puede expresarse en términos de las masas de las partículas que intervienen en una reacción. Suponiendo que el blanco se encuentra en reposo (L) y utilizando la conservación del momento lineal tenemos (fig. II.1.a)

$$\vec{P}_r^2 = (\vec{P}_p - \vec{P}_d)^2 = P_p^2 + P_d^2 - 2 P_p P_d \cos(\theta) \quad \text{ec. II.15}$$

en donde \vec{P}_r es el momento lineal de la partícula en retroceso, \vec{P}_p y \vec{P}_d son el momento lineal de las partículas proyectil y dispersada respectivamente, y θ es el ángulo formado por estas últimas.

Si la energía no es lo suficientemente grande como para considerar los efectos relativistas,

$$E = \frac{p^2}{2M} \quad \text{ec. II.6}$$

Sustituyendo los valores de las ecs. II.5 y II.6 en la ecuación II.4 tenemos :

$$Q = E_d \left(1 + \frac{M_d}{M_r}\right) - E_p \left(1 - \frac{M_p}{M_r}\right) - \frac{2 \sqrt{M_d M_p E_d E_p} \cos(\theta)}{M_r} \quad \text{ec. II.7}$$

Esta última ecuación es de suma utilidad ya que

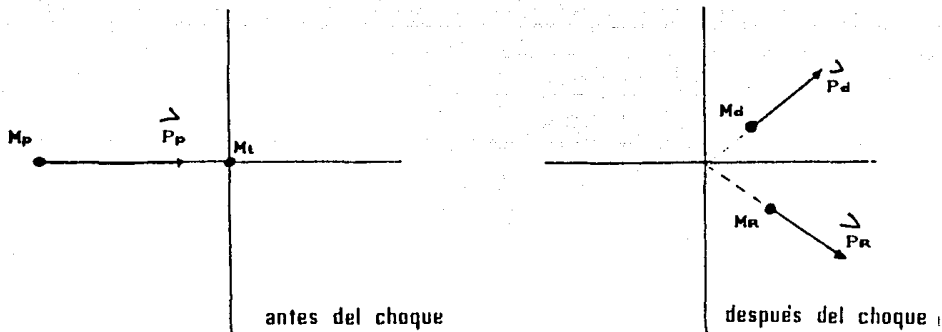


fig.11.1.a Trayectorias de los núcleos (sistema L) antes y después de interactuar.

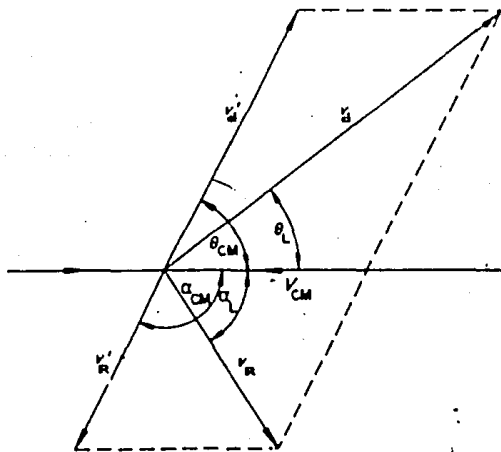


fig.11.1.b Relación entre los ángulos en los sistemas de laboratorio y centro de masa. Las velocidades primadas corresponden al sistema centro de masa.

relaciona el ángulo de dispersión θ , con la energía y las masas de las partículas proyectil, dispersada y retroceso. Sin embargo la descripción cinemática de una colisión resulta más sencilla en el sistema centro de masa (CM).

En el sistema CM el momento lineal total del sistema vale cero, por lo tanto, los momentos de las partículas son iguales en magnitud pero en dirección contraria, tanto antes como después de la interacción. El ángulo de dispersión de la partícula en retroceso es igual a 180° menos el ángulo de la partícula dispersada ($\theta_r = 180^\circ - \theta_d$). Todo esto hace que en el CM la descripción de una colisión sea mucho más sencilla, por lo tanto es útil establecer relaciones entre los sistemas L y CM. Una de esas relaciones (ec.11.8) puede ser obtenida con la ayuda de la figura 11.1.b. En ella se relacionan el ángulo en que es dispersada una partícula, en ambos sistemas de referencia.

$$\cos \theta_L = \frac{\cos \theta_{cm} + x}{(1 + x^2 + 2x \cos \theta_{cm})^{1/2}} \quad \text{ec.11.8}$$

en donde x es igual al cociente entre la masa del proyectil y la masa de núcleo dispersado, θ_L es el ángulo de dispersión en el sistema laboratorio y θ_{CM} es el ángulo de dispersión en el sistema centro de masa.

La probabilidad de que tenga lugar un proceso en particular, tal como la dispersión elástica de una partícula hacia un determinado ángulo, se expresa mediante el concepto de sección eficaz diferencial, por lo tanto el siguiente punto a tratar es este concepto, así como la forma en que se obtiene su valor de forma experimental.

Cuando se habla de reacciones nucleares una pregunta importante sería ¿Cual es la probabilidad de que determinada reacción ocurra? Para responder a esto se introduce el concepto de sección eficaz, la cual se define de la siguiente forma. Consideremos un haz de I_0 partículas por unidad de área, que inciden y cubren un blanco que contiene N centros dispersores. Entonces, el número η de partículas dispersadas por unidad de tiempo será proporcional a I_0 y N . La constante de proporcionalidad es la sección eficaz σ , la cual posee dimensiones de área. Por lo tanto la sección eficaz para un tipo de dispersión se define como:

$$\sigma = \frac{\eta}{I_0 N} \quad \text{ec. 11.9}$$

La unidad de área que se utiliza para la sección eficaz es el barn ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$).

Ahora bien, si tomamos en ^Wconsideración tan solo aquellos eventos que sean observados en un ángulo sólido elemental $d\Omega$, centrado en cierto ángulo de dispersión θ , se tiene que $d\sigma = \sigma(\theta, \varphi) d\Omega$ representa la probabilidad de que ocurra determinado tipo específico de proceso. A $\sigma(\theta, \varphi)$ se le llama sección eficaz diferencial. Si dicho proceso es independiente del ángulo azimutal respecto a la dirección del haz incidente se tiene que $\sigma(\theta, \varphi)$ solo es función de θ . Por lo tanto, ya que $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\varphi$

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad \text{ec. 11.10}$$

La ec. 11.10 da el valor de la sección eficaz total como función de la sección eficaz diferencial, y la magnitud $\sigma(\theta) = d\sigma / d\Omega$, da la distribución angular de

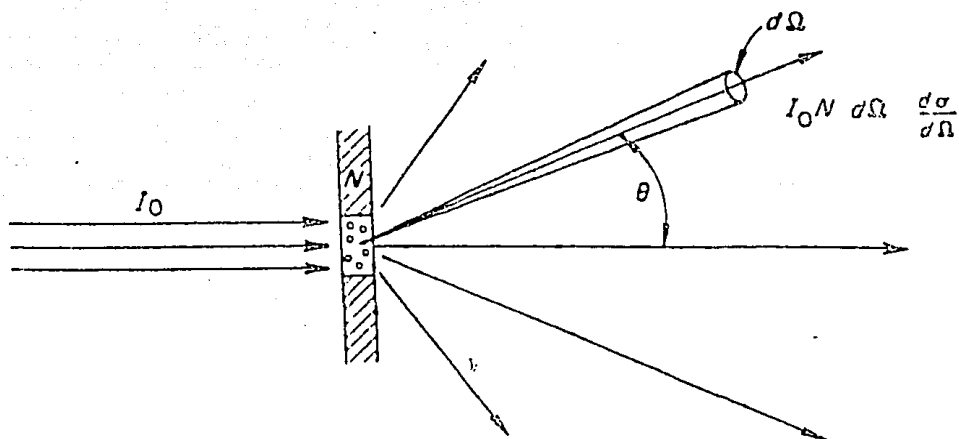


fig.11.2 Cantidades usadas en la definición de la sección eficaz diferencial.

los sucesos considerados. La sección eficaz diferencial tiene unidades de área por ángulo sólido, por lo tanto se le expresa en barns sobre $\frac{L}{\Omega}$ esteradian.

Tanto en el sistema de referencia de laboratorio como en el de centro de masa se debe observar el mismo número de eventos totales, por lo que las secciones eficaces diferenciales están relacionadas por :

$$\sigma_L(\theta_L) \sin(\theta_L) d\theta_L = \sigma_{CM}(\theta_{CM}) \sin(\theta_{CM}) d\theta_{CM} \quad \text{ec.11.11}$$

Esta relación establece que en ambos sistemas de referencia se observan el mismo número de sucesos para ángulos de dispersión y ángulos sólidos correspondientes. Utilizando las ecs.11.8 y 11.11 podemos relacionar las secciones eficaces diferenciales en ambos sistemas de referencia :

$$\sigma_{CM}(\theta_{CM}) = \frac{1 + x \cos(\theta_{CM})}{(1 + x^2 + 2x \cos(\theta_{CM}))^{3/2}} \sigma_L(\theta_L) \quad \text{ec.11.12}$$

Para obtener una sección eficaz diferencial a partir de datos experimentales, primeramente se debe identificar el canal o tipo de reacción de interés. Debe contarse con la resolución adecuada en el equipo de detección del tal forma que exista una clara definición para el canal de nuestro interés y así poder aislar dentro del espectro de energía aquellos eventos que corresponde a la reacción a estudiar (secc.IV.3). El número de cuentas detectado para distintos ángulos de dispersión es una medida de la sección eficaz diferencial. Esta cantidad debe ser normalizada apropiadamente, y un método común es hacerlo comparandole con el número de cuentas registrado por un segundo detector llamado monitor que ha sido colocado expresamente para este fin y en un ángulo fijo. El hecho de utilizar este segundo detector esta

justificado en que la fracción de núcleos dispersados por un blanco de espesor t , sobre el que inciden I_0 partículas y que contiene N centros dispersores por unidad de volumen es :

$$\frac{N_{\text{dispersados}}}{N_0} = \sigma(\theta) I_0 N t \quad \text{ec.11.13}$$

El número de partículas dispersadas en un ángulo sólido unitario $d\Omega$ (fig. 11.2), se obtiene de la ec.11.13

$$dN(\theta) = I_0 N t d\Omega \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \quad \text{ec.11.14}$$

Utilizando un segundo detector (monitor), ubicado en un ángulo fijo θ_{mon} , el número de partículas dispersadas contadas por este detector (en una unidad de ángulo sólido $d\Omega_{\text{mon}}$) es

$$dN(\theta_{\text{mon}}) = I_0 N t d\Omega_{\text{mon}} \frac{d\sigma(\theta_{\text{mon}})}{d\Omega_{\text{mon}}} \quad \text{ec.11.15}$$

donde $d\sigma(\theta_{\text{mon}})/d\Omega_{\text{mon}}$ es la sección eficaz diferencial para la dispersión elástica para el ángulo θ_{mon} .

El producto $I_0 N t$ es el mismo en las ecs. 11.14 y 11.15, siempre y cuando las cuentas se acumulen simultáneamente para ambos detectores. Por lo tanto, si dividimos la ec.11.14 entre la ec.11.15 tenemos

$$\frac{dN(\theta)}{dN(\theta_{\text{mon}})} = \frac{d\Omega}{d\Omega_{\text{mon}}} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \bigg/ \frac{d\sigma(\theta_{\text{mon}})}{d\Omega_{\text{mon}}} \quad \text{ec.11.16}$$

De esta última expresión podemos obtener la sección eficaz diferencial, ya que el producto $\frac{d\Omega}{d\Omega_{\text{mon}}} \bigg/ \frac{d\sigma(\theta_{\text{mon}})}{d\Omega_{\text{mon}}}$ es una constante, a la que llamaremos

A. El numerador es el cociente de ángulos sólidos del detector y del monitor, y el denominador es la sección

eficaz diferencial para θ_{mon} . Por lo tanto

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = A \frac{dN(\theta)}{dN(\theta_{\text{mon}})} \quad \text{ec.11.17}$$

de forma tal que la sección eficaz diferencial es proporcional al cociente de cuentas en el detector y

en el monitor. El valor de la sección eficaz absoluta se obtiene al determinar el valor de la constante A.

II.4 MODELO OPTICO DEL NUCLEO

El Modelo Optico del nucleo surge cada la analogia entre un experimento de dispersion y el problema clásico de optica en el que un haz de luz incide sobre un objeto traslucido. En este último caso, una fracción del haz es refractada en varias direcciones, otra fracción es absorbida. Si se define el indice de refraccion como un numero complejo, la parte imaginaria da la descripción de la absorcion y la parte real se encarga de describir la refraccion. De forma analoga en el modelo optico del núcleo se propone un potencial complejo. La parte real corresponde a la dispersion elastica (refraccion) y la parte imaginaria (absorcion) representa a todas las reacciones diferentes que escapan al sistema del canal elastico.

Siendo así, una de las grandes ventajas del modelo optico nuclear es la de ^oreemplazar el problema de interacciones entre todos los nucleones que intervienen en una colision, por un problema mucho mas simple, como lo es la interaccion de dos particules sin estructura, a través de un potencial, el cual, en general se supone que sólo depende de la distancia relativa r que existe entre los centros de masa de los nucleos. Por lo tanto es importante y util conocer las características que presenta dicho potencial para un dado sistema.

El potencial optico nuclear se considera generalmente como la suma de dos terminos, uno dependiente del espin y otro independiente del el.

El término independiente del espín generalmente se describe de la forma

$$U(r) = V_c(r) + i [V_0 f(r) + W_0 g(r)] \quad \text{ec.11.18}$$

donde $V_c(r)$ es el potencial Coulombiano entre las distribuciones de carga de los núcleos, los cuales se consideran que son dos esferas uniformemente cargadas. V_0 y W_0 son valores constantes llamados profundidad, de la parte real e imaginaria respectivamente, mientras que $f(r)$ y $g(r)$, son factores de forma, es decir funciones que dependen de r que son escogidas en parte por conveniencia matemática y en parte por argumentos físicos generales.

Una de las formas analíticas más utilizada para los factores de forma es la forma Woods-Saxon [15]

$$f(r) = \left[1 + \exp \left(\frac{r - R}{a} \right) \right]^{-1} \quad \text{ec.11.17}$$

en donde R es el radio y a es la difusividad. La parte real y la parte imaginaria del potencial, no tienen por que tener el mismo radio y en general tienen diferentes factores de forma.

El término dependiente del espín es relevante cuando existe polarización, que no es el caso de este trabajo. Bastenos con decir que este término toma en cuenta un acoplamiento espín-orbita parecido al que se utiliza en el modelo de capas del núcleo.

Debido a las dimensiones nucleares la forma correcta de describir estos fenómenos es a través de la mecánica cuántica, de ahí que se tenga que resolver la ecuación de Schrodinger para describir la dispersión elástica por un potencial $V(r)$.

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) - i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \right] \Psi(r,t) = 0 \quad \text{ec.11.20}$$

Ya que el Hamiltoniano no depende del tiempo, las soluciones $\Psi(r, t)$ pueden ser escritas como :

$$\Psi(r, t) = \tilde{\psi}(r) \exp(-i E t / \hbar) \quad \text{ec. 11.21}$$

Utilizando el método de separación de variables obtenemos la ecuación de Schrödinger en su parte espacial. de la que es solución $\tilde{\psi}(r)$, es decir:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \tilde{\psi}(r) = E \tilde{\psi}(r) \quad \text{ec. 11.22}$$

con la condición de que a distancias muy grandes del núcleo o centro dispersor, se recobra como solución de ec. 11.22 la solución dada para una partícula libre. Por lo tanto se espera que $\tilde{\psi}(r)$ pueda ser vista como una superposición de una onda plana $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ y una onda dispersada, cuya estructura depende de $V(r)$.

$$\tilde{\psi}(r) \sim e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(\theta, \phi) \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r} \quad \text{ec. 11.23}$$

donde $f(\theta)$ es conocida como amplitud de la dispersión, y es la probabilidad de que una partícula incidente sea dispersada un ángulo θ después de la interacción, y $k = \sqrt{2mE} / \hbar$. Se puede mostrar que la sección eficaz diferencial para la dispersión elástica está dada por el cuadrado del módulo de la amplitud de la dispersión, esto es:

$$\frac{d\sigma_{el\text{ás}}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad \text{ec. 11.24}$$

Por lo tanto para conocer el valor teórico de la sección eficaz diferencial, es necesario conocer a $f(\theta)$. Si utilizamos coordenadas esféricas podemos utilizar nuevamente el método de ^{sa} separación de variables y escribir a $\tilde{\psi}(r)$ como:

$$\tilde{\psi}(r) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{u_{\ell}(r)}{r} P_{\ell}(\cos\theta) \quad \text{ec. 11.25}$$

en donde $\ell = 1, 2, 3 \dots$: momento angular orbital y

$P_l(\cos\theta)$ es el polinomio l 'ésimo de Legendre.

Esta expansión u que se denomina en ondas parciales, es posible pues el potencial $V(r)$ es central. La función $U(r)$ debe satisfacer

$$\frac{d^2}{dr^2} u_l(r) + \left[\frac{2}{r} \frac{m}{\hbar^2} (E - V(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l(r) = 0 \quad \text{ec. 11.26}$$

El comportamiento asintótico de la función de ondas radial $u_l(r)$ nos permite definir un corrimiento de fase δ_l

$$u_l(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \exp(i\delta_l) \sin(kr - \delta_l/2 + \delta_l) \quad \text{ec. 11.27}$$

La amplitud de la dispersión $f(\theta)$ se puede escribir en términos de los corrimientos de fase

de la siguiente forma :

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum (2l+1) e^{i\delta_l} \sin(\delta_l) P_l(\cos\theta) \quad \text{ec. 11.28}$$

Como puede observarse para conocer $d\sigma/d\Omega$ se requiere el conocimiento de los corrimientos de fase δ_l . Estos corrimientos de fase pueden ser calculados resolviendo la ecuación radial para $u_l(r)$ si es que el potencial $V(r)$ se conoce. Por lo tanto, la amplitud de la dispersión $f(\theta)$ y por ende la sección eficaz diferencial elástica dependen de la forma y magnitud de $V(r)$.

Así pues el estudio de los datos de dispersión elástica nos ayuda a conocer las características fundamentales del potencial nuclear, es decir, las que tienen que ver tanto con su magnitud como con su geometría.

II.5

ANOMALIA DEL UMBRAL

↳ prox. página

Quando se estudian reacciones nucleares entre iones pesados a energías por encima del máximo valor de la barrera Coulombiana, los efectos ocasionados por los diversos canales abiertos en un dado canal de interés, pueden, o bien ser tomados en cuenta explícitamente, o bien ser representados a través de un acoplamiento, incorporado implícitamente a un potencial efectivo.

En la mayoría de los casos esos potenciales efectivos varían suavemente con la energía. Pero al aproximarnos a la energía de la barrera Coulombiana, la importancia de los diferentes canales comienza a crecer. Si se utiliza un modelo simple fenomenológico para describir las interacciones a estas energías se encontrará que los parámetros varían rápidamente con la energía [12].

¿ del potencial óptico?

En general es a este tipo de fenómenos a los que se refiere el término "anomalía del umbral". De una forma específica, se llama anomalía del umbral a la rápida variación con la energía de los parámetros de la parte real del potencial óptico en las cercanías de la barrera Coulombiana [12].

Al ser analizada (dentro del contexto del modelo óptico) la dispersión elástica de algunos sistemas a energías alrededor de la barrera Coulombiana [1-5] aparecieron indicaciones de que algo inesperado estaba sucediendo. Se observó una rápida y localizada variación con la energía E del potencial óptico $U(E) = V(E) + iW(E)$. Dicha variación, en primer lugar se manifiesta en la magnitud de la parte imaginaria del potencial, $W(E)$, al menos en la región radial en la que la dispersión elástica es más sensible a los valores del potencial. Tal como se espera, fue encontrado un rápido incremento en $W(E)$ conforme la energía E supera el valor de la

barrera Coulombiana (ver fig.1.1), seguido por una aparente saturación en un valor más o menos constante. Este comportamiento es acompañado en el mismo intervalo de energías por un rápido decremento en la magnitud del potencial real $V(E)$ atractivo, mientras que a energías mayores que la barrera este asume un valor más o menos constante o presenta un suave y lento decremento conforme aumenta E . Un decremento similar es presentado por $V(E)$ a energías interiores al máximo de la barrera Coulombiana.

El comportamiento de la parte imaginaria del potencial puede ser entendido cualitativamente. La repulsión Coulombiana efectivamente cierra los canales inelásticos a energías (en el CM) por debajo de la barrera Coulombiana. Por lo tanto, es de esperarse un incremento en el potencial imaginario $W(E)$ conforme la energía E se acerca y sobrepase la repulsión Coulombiana.

Sin embargo, el comportamiento de la parte real del potencial óptico $V(E)$, no se puede entender más que en términos de un acoplamiento de canales no elásticos con el canal elástico. Cálculos explícitos para el sistema $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, han podido reproducir las secciones diferenciales del sistema [5] y describir el comportamiento de $W(E)$ y $V(E)$, pero dichos cálculos son sumamente complicados y específicos para cada sistema. Satchler y col. [13] mostraron que resultados similares a los obtenidos con modelos de canales acoplados, se podían obtener mediante el uso de relaciones de dispersión [6], escribiendo al potencial real de la forma $V(E) = V_0 + \Delta V(E)$, en donde V_0 es independiente de la energía y $\Delta V(E)$ es llamado potencial de polarización. Entonces, la correlación entre el comportamiento de $\Delta V(E)$ y $W(E)$ puede ser descrita por

la relación de dispersión

$$\Delta V(E) = \frac{P}{\pi} \int \frac{W(E')}{E' - E} dE' \quad \text{ec. 11.29}$$

donde P denota el valor principal.

Como se puede ver inmediatamente de la ec. 11.29, cualquier variación rápida de $W(E)$ debe ser acompañada por una variación en $\Delta V(E)$ para una misma energía E. Por otra parte la ec. 11.29 también nos indica que la magnitud de la variación del potencial real $\Delta V(E)$ y su observabilidad dependerán del comportamiento específico de $W(E)$ para todo E.

Sin embargo, no en todos los sistemas analizados han presentado este mismo comportamiento en igual magnitud, (fig. 1.2) siendo el caso más claramente observable el de $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [5] (fig. 1.1).

DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

III.1

EL EXPERIMENTO

El experimento analizado en este trabajo de Tesis se efectuó en marzo de 1989 en el Laboratorio Nacional de Oak Ridge (ORNL) Tennessee U.S.A.. Se utilizó el acelerador Tandem Van de Graff de 25 MV del laboratorio.

El experimento consistió en hacer incidir iones de ^{58}Ni sobre un blanco de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{27}Al . Las partículas dispersadas, que bien podían ser iones de níquel o de aluminio, eran detectadas por un detector gaseoso ubicado sobre el plano focal de un espectrómetro con iman de polos separados tipo Enge (línea 33 en la fig. III.1). Los productos de la dispersión eran analizados según su momento lineal por el iman. Por otra parte, el sistema detector cuenta con elementos para determinar la carga, masa y energía de la partículas que inciden en el (secc.III.1.2).

Las mediciones se realizaron con energías de haz de 155, 160, 170, 185 y 220 MeV, cubriendo ángulos en el laboratorio para iones de aluminio de 8° a 51° en pasos de 1° y 2° grados; en el caso de iones de níquel se cubrió el intervalo de 7° a 22° en pasos de 1° . Los correspondientes intervalos angulares en el sistema centro de masa son 40° a 165° y de 30° a 81° , para iones de aluminio y níquel, respectivamente.

La resolución en energía fue del orden de 0.5 MeV, el FWHM del ángulo de dispersión aceptado por el

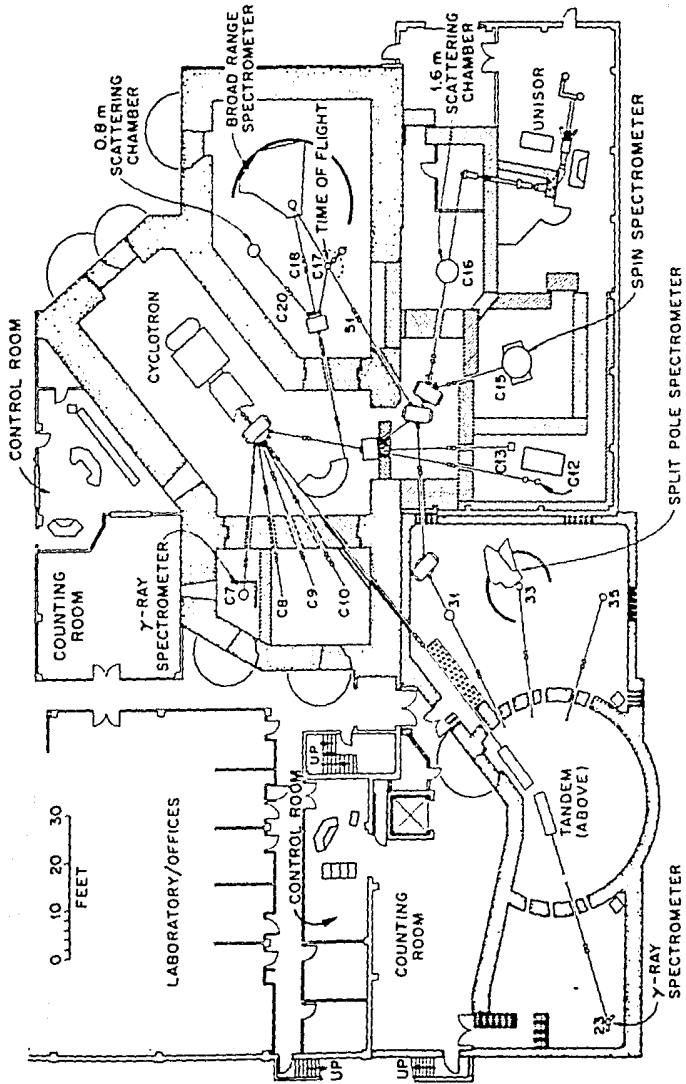


fig. III.1 Organización del laboratorio en ORNL.

colimador de entrada del imán fue de 0.69° . La duración del experimento fue de 76 horas de haz distribuidas en 10 turnos consecutivos.

El detector utilizado [16] es esencialmente una cámara de ionización construida especialmente para la detección de iones pesados provenientes del acelerador Tandem de ORNL. Con objeto de detener las partículas dentro del detector sin tener que recurrir a grandes presiones de gas o a ventanas de entrada gruesas (H en la fig.III.2), el largo del detector es 27.5 cm. El gas utilizado fue C_4H_{10} con presiones de trabajo entre 55 y 105 torr (la presión del gas en el detector era determinada en base al alcance de las partículas a detectar). Además, la cámara cuenta con dos rejillas, la primera de ellas es una rejilla de Frisch (A en la fig.III.2), la segunda es una rejilla acoplada al cátodo, la cual provee una señal proporcional a la energía de las partículas detenidas en el volumen del detector. El ánodo, de estructura compleja, incluye dos detectores proporcionales sensitivos a la posición, los cuales llamaremos alambre 1 (W1) y alambre 2 (W2) (fig.III.2). También se cuenta con un electrodo, del cual se obtiene una señal correspondiente a una pérdida de energía entre W1 y W2 ($\Delta E1$) (fig.III.2), y con un electrodo de energía residual ($\Delta E2$) ubicado después de W2. Finalmente, se encuentra un detector proporcional (R) que provee una señal de salida para aquellas partículas que tienen suficiente energía para atravesar por completo al detector. Este último no se utilizó en este experimento.

Dentro de la cámara (entre el cátodo y el ánodo) se introducen tres cintas metálicas (S), las cuales son alimentadas, al igual que las rejillas y el cátodo, por un divisor de voltajes, escogiendo los potenciales apropiados para obtener un máximo de uniformidad en el

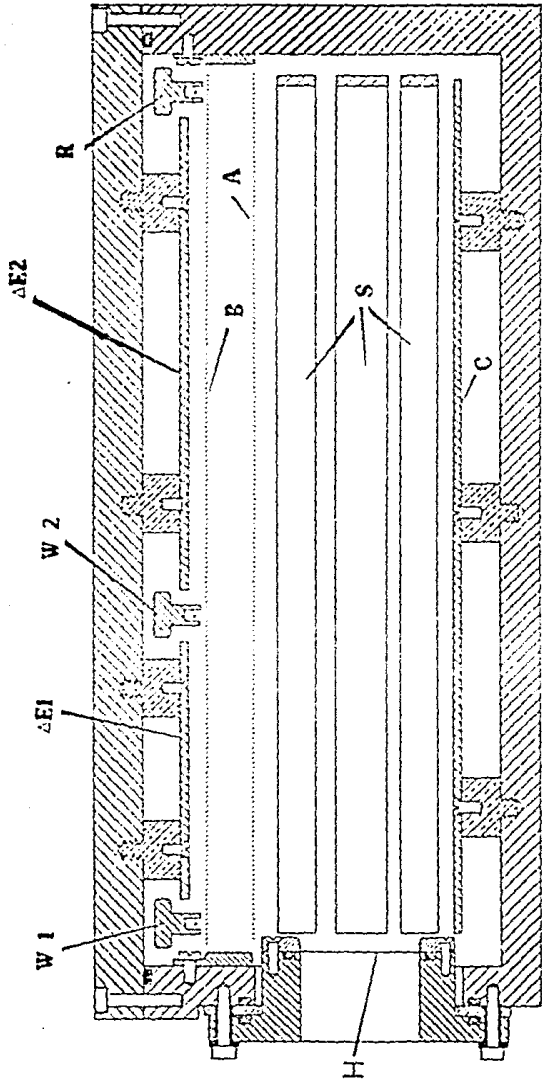


fig. 111.2 Esquema del detector utilizado durante el ~~durante el~~ experimento.

campo eléctrico en el interior del detector. Los voltajes típicos de operación son de -450 V para el cátodo, -386 V para la cinta más cercana al cátodo, -296 V para la cinta central, -157 V para la cinta más cercana a la rejilla A, +93 V para la rejilla A, 0 V para la rejilla B y +200 V para el ánodo.

En el uso del espectrómetro, la carga de las partículas incidentes es sumamente importante, ya que la discriminación de los productos de la dispersión no solo se hace en base al momento de la partículas, sino también a través de su carga (ec. III.1). Recordemos que

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad \text{ec. III.1}$$

Al atravesar el blanco las partículas capturan electrones de los átomos que forman el blanco (secc. ^{III.3} II.3), por tanto se tienen diferentes estados de carga posibles para una mismo tipo de ión. En consecuencia se debe ajustar o "enfocar" el campo magnético del espectrómetro de tal forma que la mayor cantidad de iones de interés lleguen al plano focal. Este campo magnético debe optimizarse cada vez que cambia la energía de los iones detectados, es decir cada vez que cambia el ángulo de dispersión o la energía del haz.

Como el plano focal del espectrómetro puede ser visto como una línea recta que atraviesa el detector, utilizando las señales de W1 y de W2 (posiciones a lo largo del alambre) se puede escribir una expresión analítica del plano focal en términos del ángulo de inclinación que éste presente respecto a la orientación de los alambres (en este caso dicho ángulo es de 45°) y la distancia FPPD a un origen predeterminado (vease la fig. III.3).

Otra parte importante en el sistema de detección es el monitor, el cual fue en este experimento un

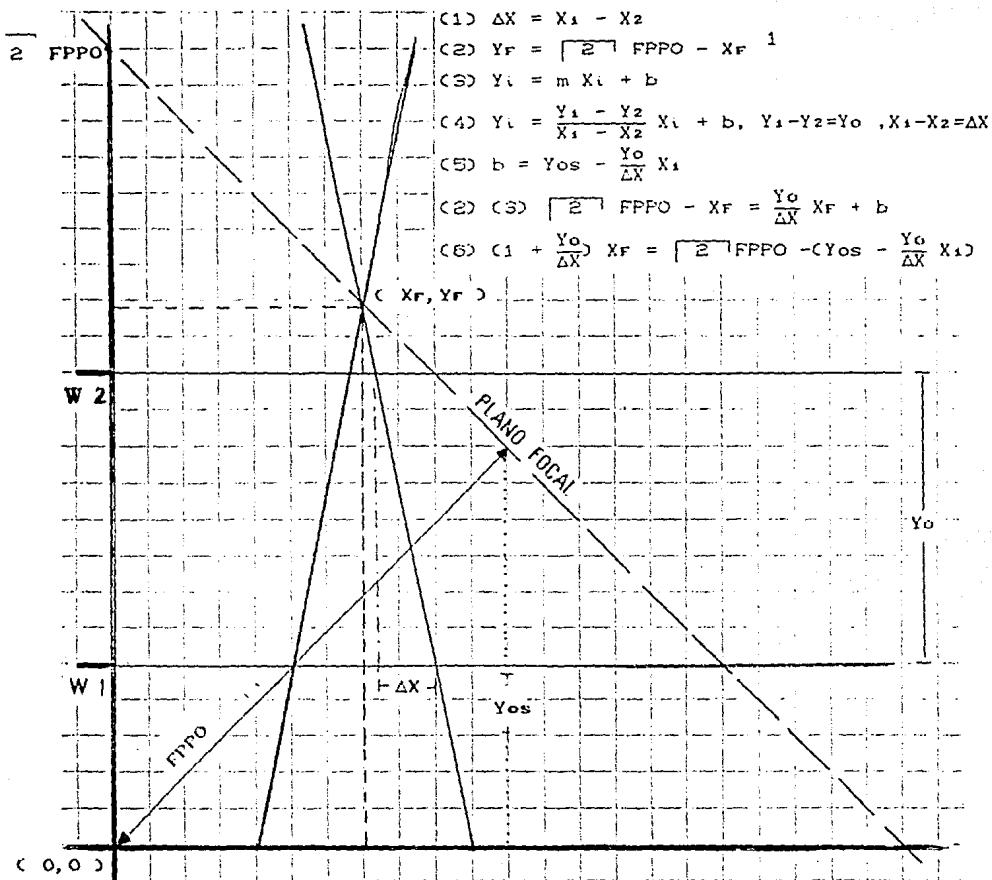


fig. III.3 Figura utilizada para obtener la expresión analítica que se utiliza para calcular la proyección sobre el plano focal. (ec. 6 de la figura)

detector de silicio, que se mantuvo en un ángulo fijo, tal como se discute en la sección IV.6.

Todo el equipo de detección está interconectado por una unidad CAMAC a una computadora Perkin-Elmer M-3220, siendo grabados los siguientes parámetros de la dispersión: W_1 , W_2 , ΔE_1 , ΔE_2 , energía total de la partícula E, y M_{on} . Se ocuparon tres cintas magnéticas, que fueron leídas en la computadora VAX-780 del Instituto de Física de la UNAM para realizar el análisis. Debido a que no se pudo contar con una terminal Tektronix 4100 o un emulador de ésta, los resultados que se obtenían del análisis no pudieron ser observados y manejados en pantalla y debieron ser trabajados como proyecciones a partir de impresiones en papel. Quisiera agradecer al grupo de cómputo del laboratorio ORNL, especialmente al Dr. W. T. Milner, el haber proporcionado los programas utilizados para el procesamiento de la información [17].

III.2

CINEMATICA INVERTIDA

Uno de los intereses principales del experimento reside en medir una distribución angular lo más amplia posible, es decir que cubra la mayor cantidad de ángulos en el sistema centro de masa. Las energías (en el sistema L) de las partículas proyectil y dispersadas, así como el ángulo en que se detecta están relacionadas por la ec. II.7, que el caso de una dispersión elástica se transforma en

$$0 = E_d \left(1 + \frac{M_d}{M_t}\right) + E_p \left(1 - \frac{M_p}{M_t}\right) - \frac{2 \sqrt{M_p^2 E_p E_d} \cos \theta}{M_t} \quad \text{ec. III.2}$$

donde $M_d = M_p$ si se detecta el ion-proyectil, o $M_d = M_t$ si se detecta el ion-blanco y E_d es la energía de la

partícula después de la interacción. El ángulo θ es en el que se detecta a la partícula.

Para una energía determinada de bombardeo (E_p) la energía del núcleo dispersado (E_d) sólo depende del ángulo al cual se le este detectando. De la ec. III.2 se deduce que existe un ángulo máximo de detección, siempre y cuando se satisfaga la siguiente relación :

$$\cos^2 \theta = \frac{M_p^2 - M_t^2}{M_p^2} \quad \text{ec. III.3}$$

Esto es la base de la utilización de la cinemática invertida, ya que en cinemática tradicional el núcleo de mayor masa es utilizado como blanco, lo cual ocasiona que la ec. III.3 no tenga solución. En este caso, si deseamos realizar una distribución angular de 0° a 180° en el centro de masa, se tendrá que mover el detector entre 0° y 180° en el sistema de laboratorio. En cambio, si se utiliza la cinemática invertida (es decir se utiliza como blanco el núcleo de menor masa) únicamente se tendrá que mover el detector entre 0° y θ_{\max} , donde θ_{\max} se calcula con la ec. III.3, lo que es más simple y rápido ^{que} ~~tiene que haber~~ que cubrir hasta 180° en el laboratorio (fig. III.4).

Para una energía dada existe un intervalo angular en el cual la sección eficaz diferencial de dispersión elástica coincide con la sección eficaz de una dispersión tipo Rutherford (es decir aquella en la que sólo intervienen fuerzas coulombianas). A energías cercanas a la barrera Coulombiana, conforme el ángulo de detección se aproxime a 180° en el sistema CM la sección eficaz será diferente a la de Rutherford debido a la influencia de las fuerzas nucleares. En este experimento es precisamente esta región la de interés pues las desviaciones respecto de la dispersión de

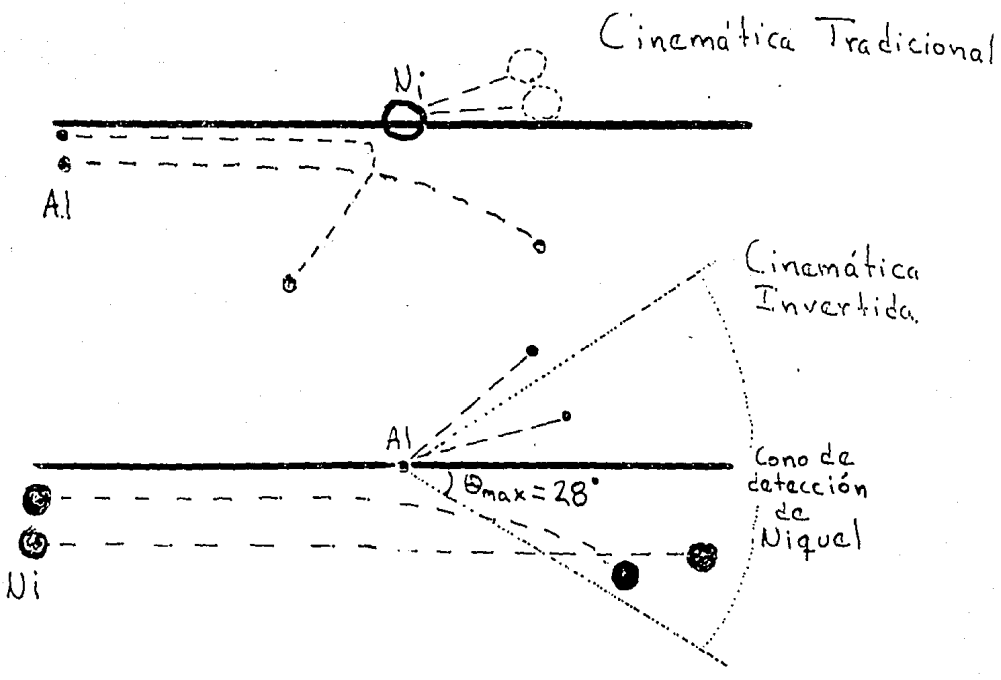


fig. III.4 Ventaja que ofrece la cinemática invertida con respecto a la tradicional.

~~dispersión tipo Rutherford (es decir aquella en la que sólo intervienen fuerzas coulombianas). A energías cercanas a la barrera Coulombiana, conforme el ángulo de detección se aproxima a 180° en el sistema CM la sección eficaz será diferente a la de Rutherford debido a la influencia de las fuerzas nucleares. En este experimento es precisamente esta región la de interés pues las desviaciones respecto de la dispersión de Rutherford contienen la información deseada sobre la parte nuclear del potencial. A ángulos cercanos a los 180° CM existe el problema de que los iones de níquel dispersados tienen una energía sensiblemente baja (fig.III.5), por lo tanto su detección se dificulta. Sin embargo como la partícula en retroceso (el aluminio) se lleva la mayor parte de la energía cinética de la colisión, se puede detectar indirectamente a los iones de níquel, si se observa a los iones de aluminio correspondientes. El único inconveniente es que a los ángulos en que son dispersados los iones de aluminio, también están presentes aquellos iones de níquel que corresponden a ángulos pequeños en el centro de masa. Como estos últimos provienen de una dispersión tipo Rutherford, y por lo tanto tienen una sección eficaz muchísimo mayor, en las corridas en la que se deseaba detectar iones de aluminio se debió aumentar la presión del gas del detector, logrando con esto que los iones de níquel se detuvieran antes de llegar a W2.~~

III.3 DISTRIBUCION DE LOS ESTADOS DE CARGA

Después de ocurrir una colisión en el blanco, la partícula dispersada tiene que recorrer cierta distancia dentro de la laminilla que sirvió de blanco, lo cual propicia que durante el recorrido se le agregen al ión electrones de los átomos que forman la lámina.

CINEMATICA INVERTIDA

ANG. LAB. (GRADOS)

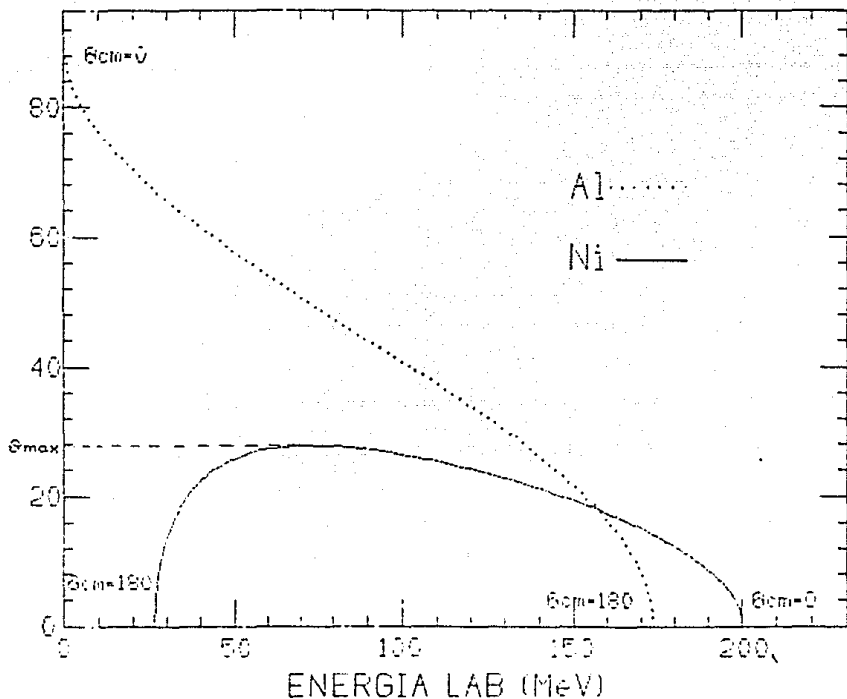


fig. III.5 Relación cinemática para $^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$. Como puede observarse en la gráfica, los iones de níquel dispersados alrededor de los 180° en el CM tienen menos de 30 MeV de energía en el laboratorio, en cambio los aluminios de retroceso salen con más de 170 MeV. Este cálculo corresponde a $E_{lab} = 200$ MeV. El símbolo θ_{cm} indica el valor del ángulo en el centro de masa, para la citada dispersión.

Así pues al salir de la lamina-blanco el ión a detectar presenta una carga eléctrica neta q que puede ser menor que su número atómico. El valor de dicha carga dependerá, en gran medida, de cuál es la energía cinética de la partícula dispersada, así como también del género y número atómico del elemento que forma la lamina-blanco [18].

Por lo tanto, al detector llegan partículas que aun teniendo la misma Z , tienen diferente estado de carga. Siendo esto un hecho común a los experimentos con espectrometros, se han realizado trabajos [19,20] en los cuales se han formulado ecuaciones semi-empíricas de las que se obtiene la probabilidad de que un ión que viaje con cierta velocidad dentro de un material homogéneo de número atómico determinado, salga de él en cierto estado de carga.

Con la ayuda de una de estas ecuaciones [19], se elaboraron cálculos de probabilidad para un estado de carga vs. energía del ion, para el caso de iones de níquel viajando en un blanco de aluminio (fig. III.6) y para el caso de iones de aluminio viajando en un blanco de aluminio (fig. III.7). Ya que para este experimento no es posible detectar todos los estados de carga posibles (se requeriría cambiar varias veces el campo magnético del imán), se enfocaron aquellos estados que según [19] serían los más probables. La obtención a partir de datos experimentales de la sección eficaz requiere estimar la fracción de núcleos que no fueron detectados en cada caso (secc. IV.5.2).

Estados de carga (Ni)

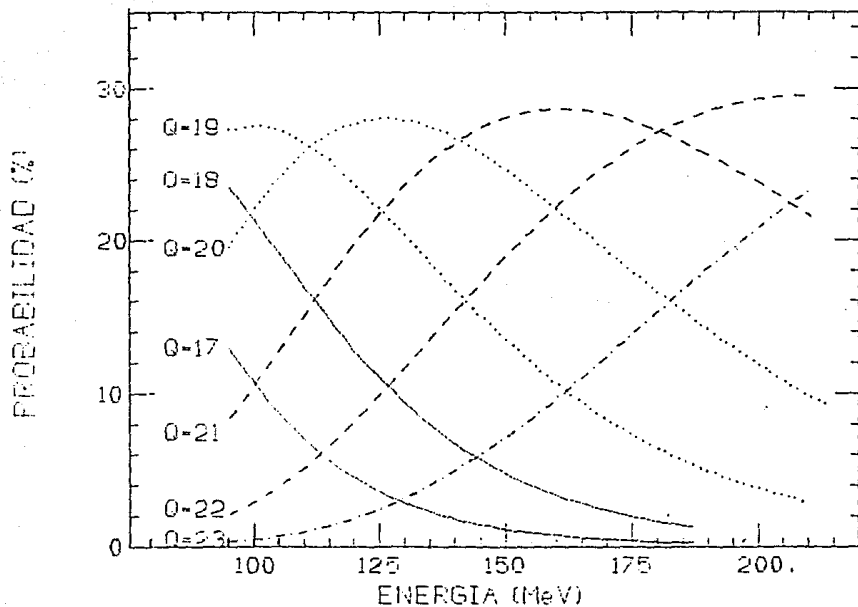
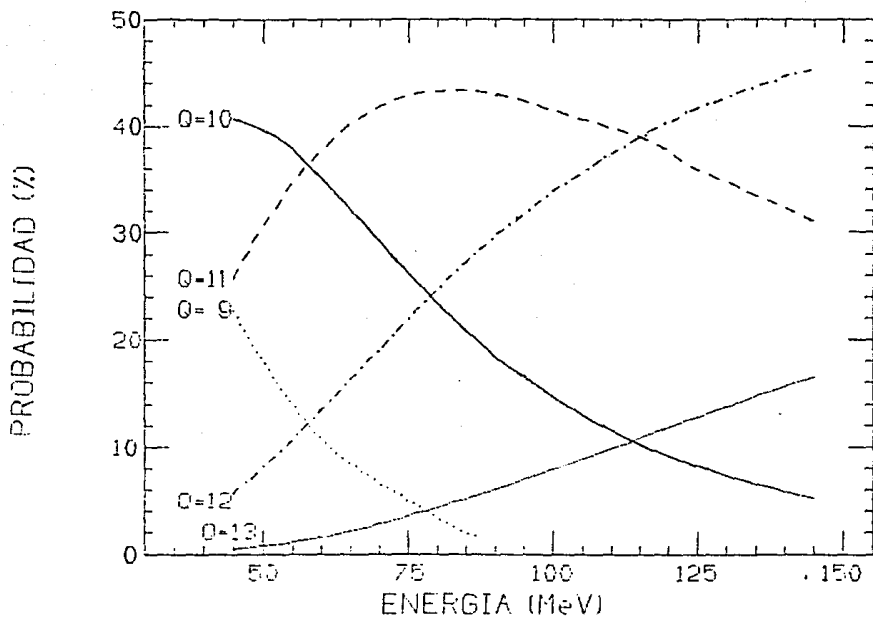


fig.111.6 Curvas de probabilidad para distintos estados de carga de iones de níquel después de atravesar un blanco de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{27}Al .

ESTADOS DE CARGA (Al)



7
 fig. III. Curvas de probabilidad para distintos estados de carga de iones de aluminio después de atravesar un blanco de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{27}Al .

29
 24 OK

CAPITULO IV

REDUCCION DE LOS DATOS

IV.1 PARAMETROS MEDIDOS DURANTE EL EXPERIMENTO

Debido a que todos los datos obtenidos para la dispersión elástica de este sistema fueron escritos en cintas magnéticas, mediante programas en lenguaje de computación FORTRAN [17] se leyeron los siguientes parámetros contenidos en las cintas: alambre 1 ($W1$), alambre 2 ($W2$), pérdida de energía 1 ($\Delta E1$), pérdida de energía 2 ($\Delta E2$), energía total (E), energía en el monitor (Mon). Cada uno de estas señales fueron representadas por números enteros que iban de 0 a 1024, donde este intervalo de números representa la cantidad de canales que posee el multicanal utilizado en la obtención de cada parámetro.

Debido a que no todos los parámetros fueron utilizados de la misma forma, se consideró que era necesario, sólo calibrar los parámetros $W1$ y $W2$ ya que con éstos se calcula la proyección de la trayectoria de los iones detectados sobre el plano focal (sección IV.4). Los otros parámetros se conservaron adimensionales, ya que su principal función fue servir de condiciones para obtener los eventos que correspondían al canal elástico de la reacción.

IV.2 CALIBRACION DE $W1$ Y $W2$

Por la adimensionalidad original de $W1$ y $W2$, se realizó una calibración en milímetros para dichos

ojo con la numeración

parámetros. Esta calibración se realizó mediante una tabla de valores previamente elaborada, la cual está basada en características físicas del detector. Dicha tabla asocia a cada canal una distancia en milímetros, que corresponde a la distancia desde un punto origen (determinado también previamente según las características del detector) al punto en que los iones eran detectados tanto por el alambre 1 como por el alambre 2.

IV.3 IDENTIFICACION DE LOS IONES DISPERSADOS

En las secciones II.2 y III.1 se habló de la cinemática involucrada en las colisiones de dos partículas. Se mostró cómo la energía de la partícula detectada está relacionada con la masa de las partículas proyectil y blanco. Por lo tanto, conociendo las distancias involucradas, se puede identificar, en un espectro de energía, la partícula de interés para la detección. Esto se describe a continuación.

IV.3.1 CLASIFICACION DE CORRIDAS (Ni o Al)

Como se explicó en el capítulo anterior (sección III.1) en el experimento se detectaron, a fueran los iones de níquel y de aluminio, dependiendo de la posición del gas contenido en el detector. Por esto, además de tener cinco diferentes energías de haz (150, 150, 150, 185 y 220 keV), a cada energía de haz se puede tener dos diferentes tipos de partículas detectadas. Para realizar la lectura de las cintas magnéticas se dividió al experimento en ocho series de corridas, cada una de las cuales estaba caracterizada tanto por la energía del haz incidente, como por el tipo de ión detectado.

También se tomó en cuenta el estado de carga al que se estaba entrocando en cada corrida. Esto lo determinaba el valor del campo magnético del imán. Por lo general, para el aluminio se enfocó el estado $q=11$, por lo que podían observarse también los estados $q=10$ y $q=12$. Para el níquel, generalmente se enfocó el estado de carga $q=21$, siendo entonces también detectados los estados, $q=19$, $q=20$, $q=22$ y $q=23$ (fig. IV.1.a y b).

IV.3.2 IDENTIFICACION DE LOS IONES DE NI O AL

Para cada una de las series de corridas anteriormente mencionadas, se eligió una copia representativa del tipo de condiciones que se generaban, obteniéndose para éstas las gráficas bidimensionales de los siguientes parámetros: E vs. $\Delta E1$, $W1$ vs. $\Delta E1$ o $W1$ vs. E . Con las 1000 primeras gráficas se identificó el tipo de iones detectados en esa serie, ya que se esperaba en unos cuantos grupos de partículas bien definidos y según fuera el caso del aluminio o del níquel, respectivamente. Estos grupos de partículas deberían tener todos un mismo valor de energía ($\Delta E1$ o E) independiente de su estado de carga (es decir de su posición sobre $W1$).

Al mismo tiempo, y sobre la gráfica E vs. $\Delta E1$, se imponían condiciones sobre E o $\Delta E1$ para considerar sólo los eventos que correspondían a iones de níquel o de aluminio, según el caso. Las condiciones eran dictadas por el tipo de región que ocuparían en el plano $E-\Delta E1$ los eventos correspondientes a iones de aluminio o de níquel (fig. IV.2 y fig. IV.3).

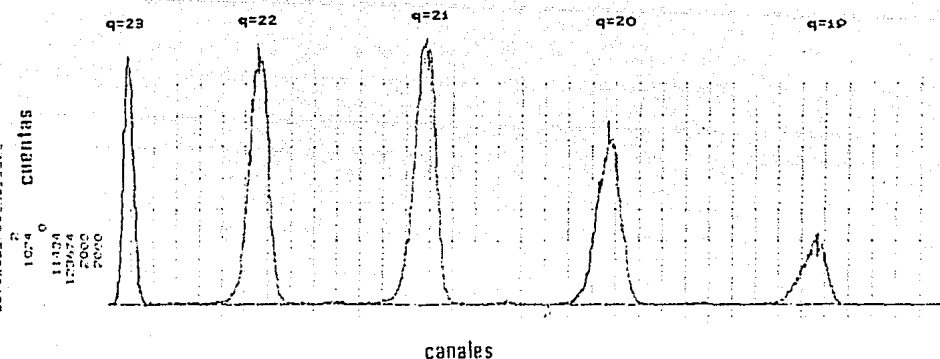


Figura IV.1.a Espectro típico de una corrida en la cual se detecta níquel (cinco estados de carga)
 Elab = 170 MeV, $\theta_{lab} = 17^\circ$. Este espectro corresponde al parámetro W1.

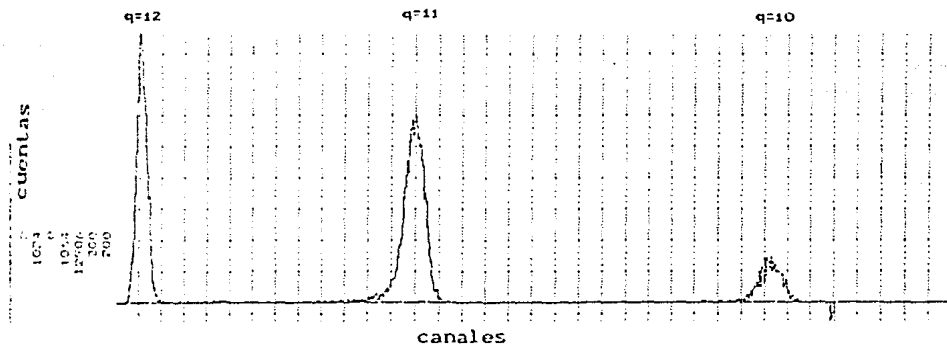
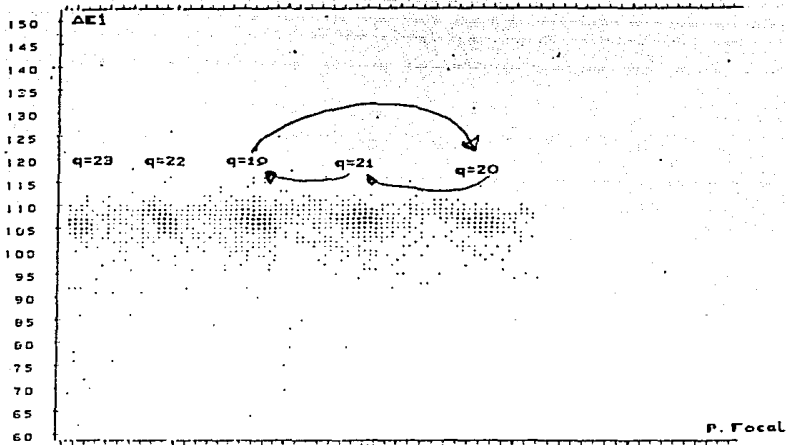


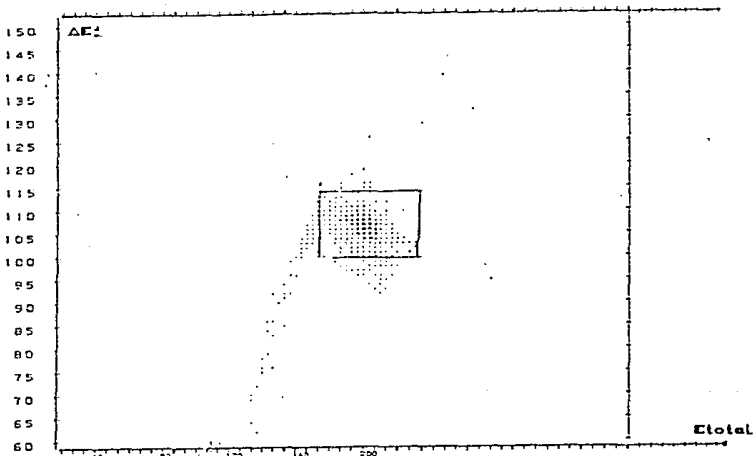
Figura IV.1.b Espectro típico de una corrida en la cual se detecta aluminio (tres estados de carga)
 Elab = 160 MeV, $\theta_{lab} = 36^\circ$. Este espectro corresponde al parámetro W1.



1	20	29	38	78	97	116	135	154	173	192	212	231
11	29	48	88	87	106	125	144	163	182	202	221	

8/16/81 18 24 28 E940 ULTIMO HIS
 10 11 LV 310 341 372 403 434 465 496 527 558 589 620 651 682
 11 236 236 0 200 80 150 2 1 1 231 134 23 9348

Figura IV.2.a

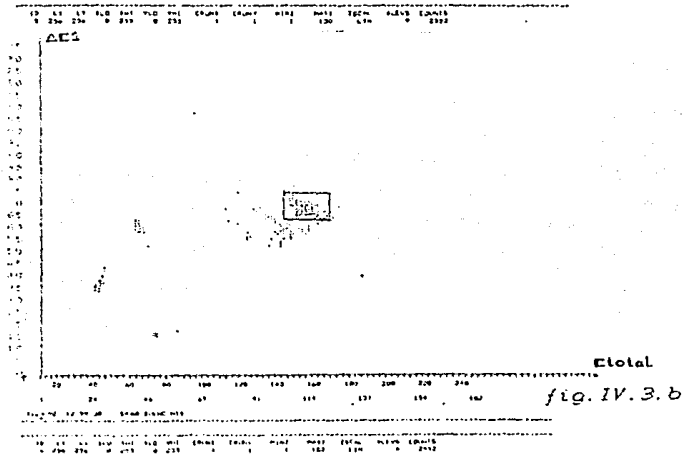
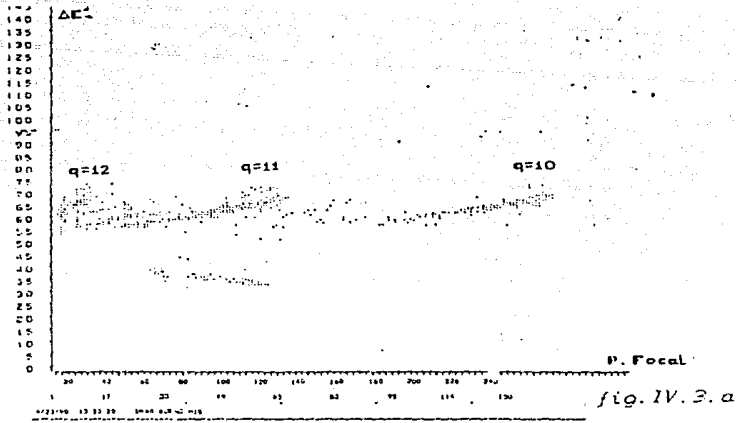


1	81	161	241	321	401	480	560	640	720	800	880	960
11	121	201	281	361	441	520	600	680	760	840	920	

8/16/81 18 24 28 E940 ULTIMO HIS
 10 11 LV 310 341 372 403 434 465 496 527 558 589 620 651 682
 11 236 236 0 200 80 150 2 1 1 231 134 23 9348

Figura IV.2.b

Proyección bidimensional de parámetros correspondientes a una corrida en la que se detectó iones de níquel. Se observan (a) los cinco estados de carga detectados, así como la ventana energética aplicada en la proyección $\Delta E1$ vs. E (b).



Proyección bidimensional de una corrida en la que se detectó iones de aluminio, se observan (a) los tres estados de carga detectados, así como la ventana energética aplicada sobre E y $\Delta E1$ (b).

Sin embargo, a una dada energía de haz, existe un corrimiento cinemático de los picos de E y $\Delta E1$, (ya que al variar el ángulo de detección, varía la energía con que inciden los iones en el detector), por lo que hubo que tomar en cuenta dicho corrimiento al momento de determinar las condiciones de "ventana" inducta sobre $\Delta E1$ y E. Para cada corrida se tuvo que ~~—~~ cambiar el valor de los canales a los que se aplicaba la ventana de identificación.

IV.4 ELECCION DEL CANAL ELASTICO

Como se dijo anteriormente (sección III.1) el tipo de detector que se utilizó durante el experimento es del tipo llamado de "Plano Focal". Por lo tanto el optimizar el valor del parámetro FPPO, (ver fig. III.10) ayuda a obtener un mejor ancho de resolución de lo que será el pico correspondiente al canal ~~e~~ ^{elástico} dentro del espectro de proyección sobre el plano focal. A pesar de contar con la gráfica de E vs $\Delta E1$, por ser un detector pasivo no se tiene suficiente resolución, y es de esperarse que en la "ventana" energética inducta, pudiere incluirse iones correspondientes a reacciones inelásticas, ya sea en aluminio o en níquel. Lo anterior denota la importancia que tiene la optimización del valor de FPPO en el análisis.

VALOR DE IV.4.1 OPTIMIZACION DEL FPPO

Para esta optimización, a cada energía se eligió una corrida representativa para los iones de ~~A~~ aluminio y otra para los iones de níquel. A cada una de esas corridas se les procesaba con la ayuda de un programa en FORTRAN [17], en el cual se asignaban diferentes

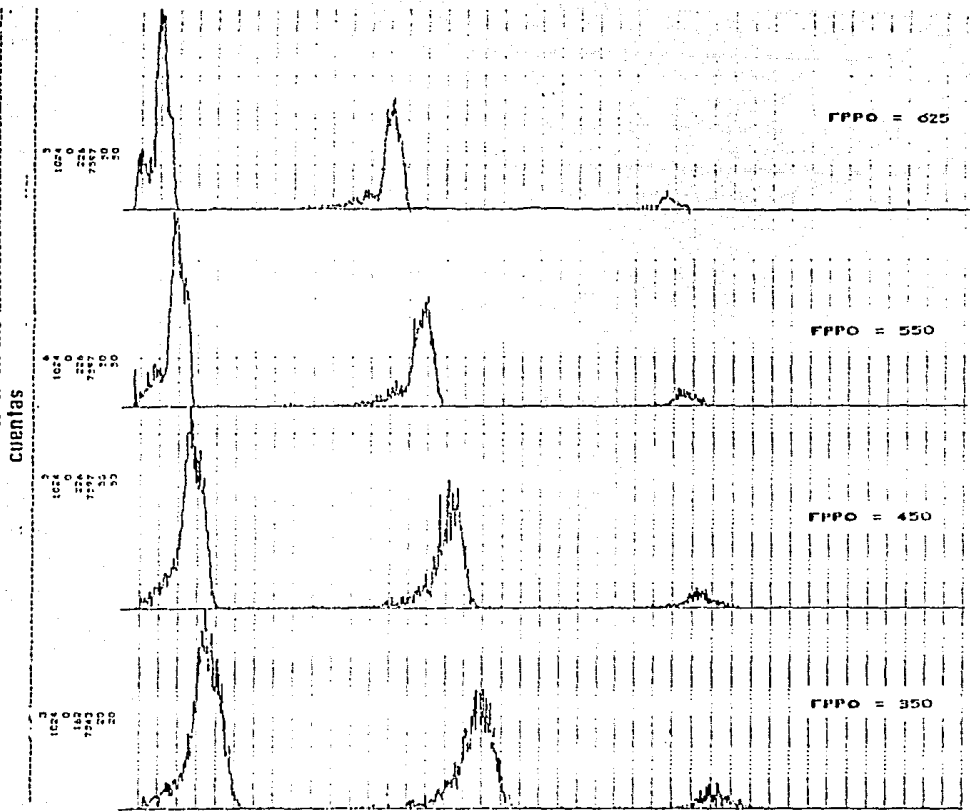
valores de FPPO, se calculaba para cada uno de esos valores la proyección sobre el plano focal de los espectros W1 y W2.

Se comenzó con FPPO = 0 mm, aumentando su valor de 50 en 50 mm hasta encontrar un primer intervalo (que iba de 50 a 100 mm para iones de aluminio y de 100 a 150 mm para iones de níquel) donde se observaba una mejor resolución de los picos. Posteriormente se realizó una búsqueda más detallada en dichos intervalos, variando ahora de 10 en 10 mm el valor del FPPO, encontrándose que la mejor resolución en el caso del aluminio era cuando el FPPO tenía el valor de 225 mm y para el caso del níquel dicho valor fue de 275 mm, sin embargo se observó que el valor de 225 mm también daba una buena resolución en el caso del níquel, por lo que se decidió utilizar el valor de FPPO = 225 mm tanto en las corridas en que se se utilizó el aluminio como en las corridas en que se utilizó el níquel. Así, en Fig. IV.4 y IV.5 se muestran con la Fig. IV.3 los dos picos presentes en el número medio de coincidencias de la estructura gaussiana principal. Este último se interpreta como correspondiente a energías del canal elástico y el número 2 a energías provenientes de eventos inelásticos.

De cada corrida procesada se obtenían los espectros de los siguientes parámetros: monitor, pérdida de energía, energía total y la proyección sobre el plano focal (Fig. IV.6).

IV.4.2 EXCEPCIONES

Al ser revisados los espectros que se obtenían se observó que existían algunas corridas, que bien por



canales

Figura IV.5 Optimización del FFPD para el caso de la detección de aluminio. En cada espectro se indica el valor de FFPD (en mm) utilizado. Como puede observarse el valor FFPD =625 mm es el que da la mejor resolución. Se muestra la proyección sobre el plano focal.

falta de estadística o por una mayor cantidad de eventos inelásticos, requerían un mayor refinamiento al momento de procesarlas.

En estas corridas se les procesó individualmente comenzando con la obtención de la gráfica bidimensional E vs. ΔE_1 para situar mejor la "ventana" energética, así como una mejor optimización del valor del FPPO, teniendo como valor inicial de FPPO = 525 mm (usando incrementos de 5 en 5 mm.). Se revisaron cada una de las proyecciones obtenidas y se utilizó aquella en la cual se observara la mejor separación entre los eventos elásticos y los inelásticos.

Se realizó también otro tipo de corridas, en las que los iones de aluminio estaban deteniéndose antes de llegar a W2. Esto sucedió siempre para ángulos mayores a 41° . Esta detención presentaba un atenuado de la proyección del canal alrededor de 100 (con 100 canales en el canal). Debido a esta pérdida ocasionada al perder la información del parámetro W2, con lo que no pudo ser descodificada la proyección sobre el plano focal. En este tipo de corridas se les dio un trato diferente, el cual se discute en la sección IV.5.1.

IV.4.3 INTEGRACION DE CUENTAS EN EL CANAL ELASTICO

Una vez optimizado el valor de FPPO y obtenido el espectro de proyección sobre el plano focal, se procedió a integrar el número de eventos elásticos contenidos en el espectro de proyección. Para esto se procedió de la siguiente forma: ya que se sabía que estado de carga se estaba enfocando, y siendo éste estado el pico central del espectro, se integró dicho pico dos veces. En la primera de ellas se consideró

como parte del pico el hombro que se atribuye a los eventos inelásticos, y en la segunda, dicho hombro se excluye. Luego dividiendo la primera de la integrales por la segunda, se obtiene la fracción de cuentas que pertenecen a los eventos elásticos para dicho estado de carga. Considerando que todos los estados de carga tienen la misma proporción de eventos inelásticos, el número total de cuentas elásticas se obtiene al multiplicar la fracción de elásticos encontrados en el pico central por la integral de cuentas en todo el espectro.

Lo anterior lo podemos expresar de forma analítica por la siguiente expresión, correspondiendo las literales a las que se muestran en la figura IV.7.

$$N_{\text{el}} = N_{\text{tot}} * \frac{N_{\text{pico}}}{N} \quad \dots \text{ec. IV.1}$$

en donde N_{tot} es el número de eventos en todo el espectro.

El mismo procedimiento se aplicó, tanto a las corridas que correspondían a iones de aluminio como a las de níquel. Las corridas en las cuales no fue posible calcular la proyección sobre el plano focal, se integraron de forma semejante, pero con consideraciones diferentes, las que se discuten en la sección IV.5.1.

IV.5

CORRECCIONES

Por las características del detector utilizado fue necesario realizar correcciones a la sistemática utilizada en la obtención del número de eventos elásticos en cada corrida.

PROYECCION EN PLANO FOCAL

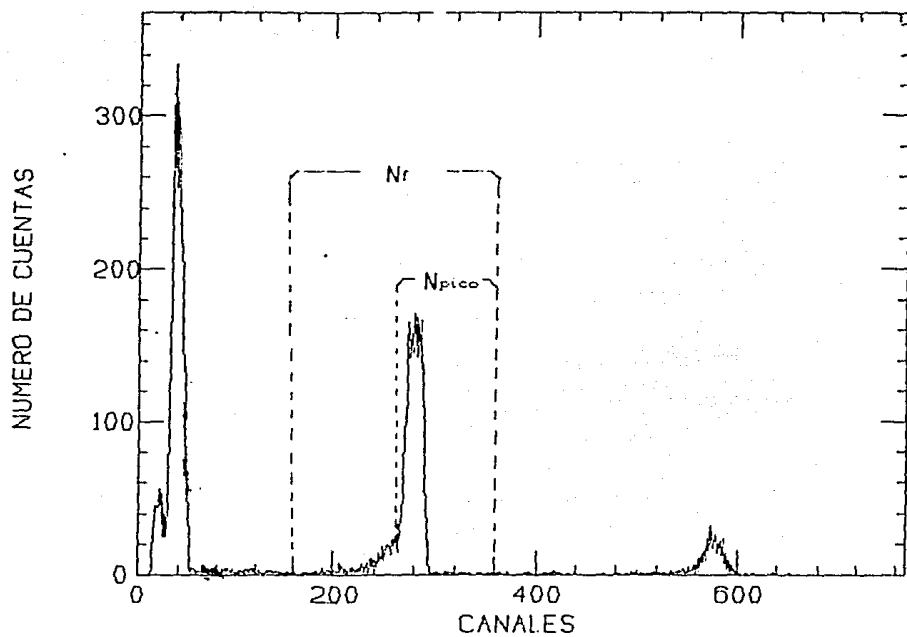


Figura IV.7 Forma en que se integró el espectro de proyección en el plano focal, para obtener la integral del canal elástico.

IV.5.1 DETENCION PREMATURA DE LOS IONES DE AL

Las corridas en las cuales no fue posible calcular la proyección sobre el disco focal fueron aquellas en las que se detectaba aluminio a ángulos en el laboratorio mayores de 41 grados y presiones de 24 Torr en el gas del detector. Dicho problema se descubrió al comparar ^{el} número de cuentas en el espectro de proyección y en el de $\Delta E1$. La estadística presentada por el primero era solamente sobre, comparada con la del segundo. Por esto se decidió obtener los espectros de los parámetros W1 y W2, observando que en este último espectro el número de cuentas disminuía sensiblemente con respecto a W1, siendo que deberían tener el mismo número de cuentas. Esto significó que los iones de aluminio se estaban deteniendo en el trayecto de W1 hacia W2.

Para corroborar lo anterior se elaboraron las gráficas bidimensionales de E vs. $\Delta E1$, tratando de hacer un seguimiento cinemático de los iones de aluminio.

Así pues, se elaboraron las gráficas antes mencionadas para las corridas cuyo ángulo de detección era 37.40, 41 y 44 grados en el laboratorio. Como puede observarse en las figuras IV.10 y IV.11, para el ángulo de 41 grados la desenergización del grupo de partículas de aluminio se hace evidente, desenergizándose dicho grupo completamente para el ángulo de 44 grados.

Se hizo un cálculo ~~aproximado~~ aproximado de la cantidad de energía que perdían los iones de aluminio al atravesar 3 capas de distintos materiales: la

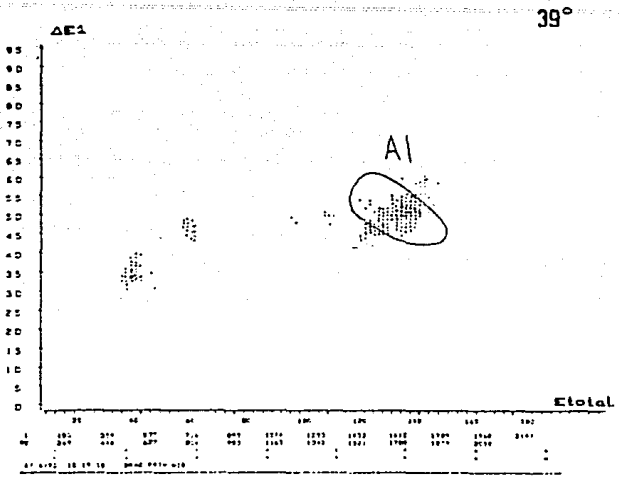


Figura IV.8.a

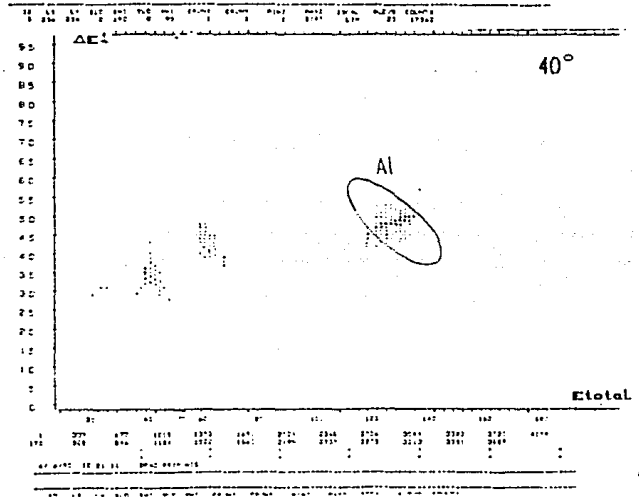


Figura IV.8.b

Proyección bidimensional $\Delta E1$ vs. E , a los ángulos de 39 (a) y 40 (b) grados. En estas proyecciones todavía es posible observar la presencia del aluminio. En este ejemplo la energía del haz era de MeV.

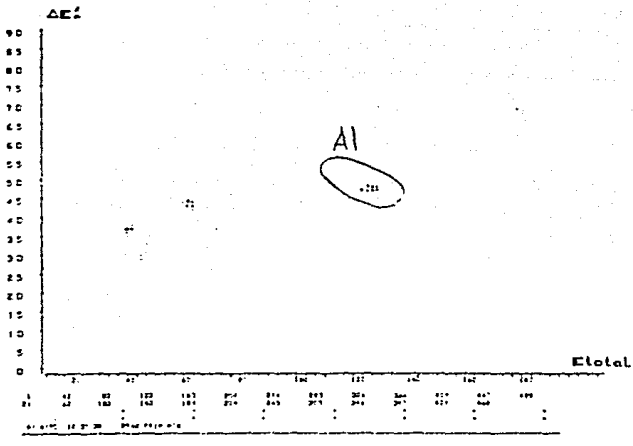


Figura IV.9.a

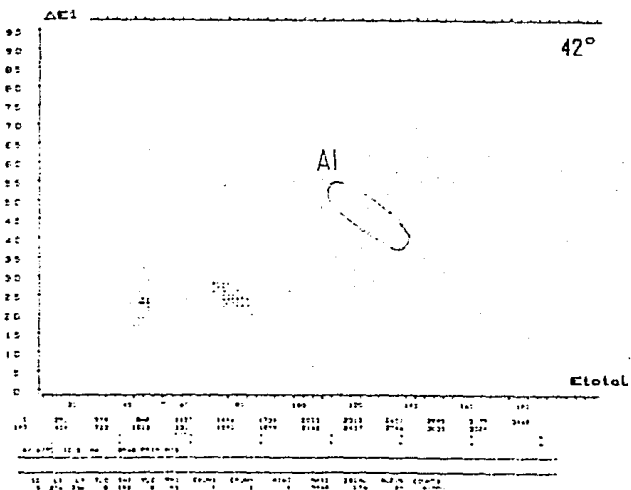


Figura IV.9.b

Proyección Bidimensional $\Delta E1$ vs. E . La desaparición del aluminio comienza a hacerse presente (a) a los 41 grados, siendo total a los 42 grados (b).

ventana de plástico y dos capas de gas C_2H_4 de longitud de 5cm. con una presión de 24 Torr.

Para una energía de haz de 150 MeV cuando los iones de aluminio eran dispersados un ángulo de 42° , estos tenían una energía de 1 MeV. Al atravesar la ventana hecha de un material plástico de un espesor de 0.044×10^{-9} cm, con una densidad 1.403 g/cm^3 , por lo tanto dicho medio tiene una masa por unidad de área de 0.65 mg/cm^2 . Por lo tanto se esperaba una pérdida de energía como masa de $\Delta E \cong 0.2 \text{ MeV}$. Por lo tanto, los iones llegaban a la primera capa gaseosa con una energía como masa de $E \cong 0.8 \text{ MeV}$. En este medio gaseoso ^{5cm de} $\Delta 10^{-4}$ con una presión de 24 Torr y una masa por unidad de área de 100 mg/cm^2 tienen una pérdida de energía $\Delta E \cong 25.5 \text{ MeV}$. Esto implica que los iones entran con una energía $E \cong 0.8 \text{ MeV} - \Delta E \cong 25 \text{ MeV}$ a la segunda capa de gas. Pero esta energía no es suficiente para poder atravesar esta segunda capa. Es que al pasar al segundo gas se pierde presión, la masa por unidad de área es la misma 100 mg/cm^2 , lo que es suficiente para iones de aluminio con una energía de 40 MeV. Por lo tanto, los iones de aluminio dispersados, a ángulos mayores a 41° no llegaban a W_2 bajo las condiciones descritas.

Un cálculo analítico para iones de aluminio de 81 MeV (i.e. energía cinética de 150 MeV), predice que llegan a W_2 con una energía residual de 11 MeV, pero esto no es lo que se observó. Posiblemente debido a incertidumbres en el cálculo, a una energía de haz de 150 MeV, los iones de aluminio dispersados a 42° tienen una energía de 65 MeV, suficiente para llegar a W_2 , pero la presión en el detector se aumentó a 100 Torr (aproximadamente un 12% más), razón por la cual los iones dispersados a 42° (o más) tampoco alcanzaban a W_2 .

Sin embargo, debido a que este problema se presentó para ángulos en el laboratorio mayores que 40 grados y menores que 40 grados en el centro de masa, a dichos ángulos y a las energías del experimento se espera que la mayoría de los iones de aluminio dispersados provengan de una dispersión tipo Rutherford. Por esto, la cantidad de iones inelásticos es nula o casi nula, deduciéndose por lo tanto, que para estos casos sería aceptable integrar el espectro completo del parámetro W_1 .

IV.5.2 CORRECCION POR LOS ESTADOS DE CARGA DETECTADOS

Debido a que se detectaron solo tres estados de carga en el caso del aluminio y cinco en el níquel, en las medidas efectuadas se detecta una fracción del total de los iones ionizaciones, para el aluminio, tomando todas las mediciones hechas con energías inferiores a 10 MeV, se realizó una corrección de los datos que el análisis indica una eficiencia de 0.25 de la fracción detectada.

Para encontrar el factor de corrección (es decir la eficiencia en la detección de los posibles estados de carga), lo primero que se hizo, fue corroborar los cálculos que se tenían hechos, para lo cual se efectuaron mediciones con el experimento. Dicha comprobación se realizó mediante corridas de traslado, es decir, para iones de aluminio de una carga energética de 0.7, 1.0 y 1.2 MeV y durante el experimento se entocaron tres estados de carga diferentes cambiando el campo magnético del imán. En el caso del aluminio se entocaron los estados $q=10$, $q=11$ y $q=12$. Con esto se trató de detectar la mayor cantidad posible de iones, estimándose que sólo un 2% del total no fué observado.

Tomando en cuenta ese faltante se obtuvo la proyección en el plano total de cada una de esas corridas: en dichos experimentos se integró cada uno de los ejes, recordando a qué estado de carga pertenecía y se dividió dicha integral sobre la integral de monitor, con fines de normalización, lo que el estado de carga es el que se usó en la mayor parte del experimento y en el caso del aluminio el estado de carga apareció en las tres corridas, se tomaron tres diferentes corrientes, se escogió una de ellas y se normalizaron a este los otros dos, validando el mismo factor de normalización e los estados que acompañaban a ella en cada caso.

Se sumaron los corrientes para obtener el total y en el caso de tener dos o más corrientes para un mismo estado de carga, se halló el promedio de ellas, ya con el total se calculó la tracción del cable, que representaba cada estado de carga, se sumaron las tracciones para obtener el total y se comparó con el valor teórico y se tomaron dichos valores como suma de los valores teóricos que se se tenían, como puede verse en la figura IV.10 los valores medidos coinciden con los valores teóricos dentro de un 3%, por lo cual se consideró que los valores calculados a diferentes energías eran mutuamente compatibles.

Por lo tanto, se utilizó como factor de eficiencia los valores obtenidos para cada corrida en los cálculos de la fig. 11.6 y 11.7.

Ya que la tracción cambia en los cálculos no es una constante, sino que es función de la energía, el factor de corrección no es igual para todas las corridas, y por lo tanto se calculó individualmente para cada caso.

ESTADOS DE CARGA (A1)

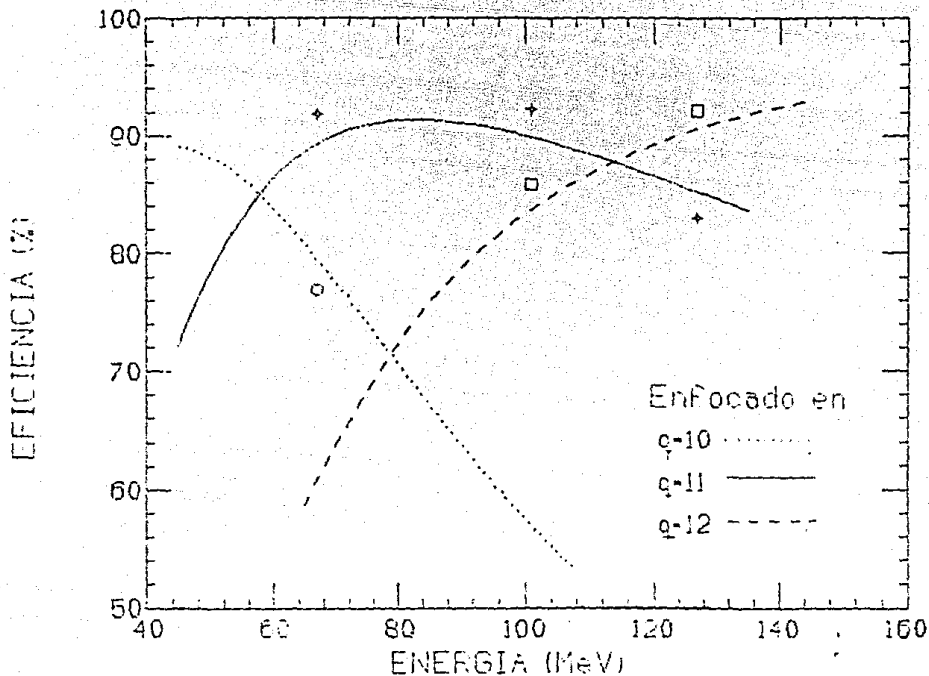


Figura IV.10 Gráfica de eficiencia de detección vs. energía. Las curvas corresponden al cálculo de la suma de tres estados de carga que se observan al enfocar un estado dado. Los datos experimentales de la misma cantidad están representados por círculo ($q=10$), estrella ($q=11$) y cuadrado ($q=12$).

IV.6

MONITOR

El monitor es un detector de barrera superficial, en el cual el número de cuentas es proporcional al número de partículas incidentes sobre el blanco. El pico de la dispersión elástica fue fácilmente identificable (fig. II.11) siendo el más prominente de los picos que se observan en dicho espectro. Este es el pico que se integra para obtener $\Omega(\theta_{el})$ en la eq. II.17.

El monitor fue colocado en un ángulo de 45° en el laboratorio cuando se utilizó un haz de energía de 15.1 MeV, y 195 MeV. En estos casos las partículas detectadas eran iones de aluminio que provienen de una dispersión elástica de Rutherford ($\Omega_{R} \approx 10^{-1}$). Para el uso de 195 MeV de energía surgió la necesidad de cambiar la dispersión para poder detectar dispersión de partículas incidentes de una dispersión elástica de Rutherford con una tasa de cuentas aceptable. En este caso se colocó el monitor con un ángulo de 15.1° se detectaron iones de níquel ($\Omega_{R} \approx 40^{-1}$).

IV.7

SECCION EFICAZ DIFERENCIAL

Ve en la sección II.7 detalles de la sección eficaz diferencial y la forma de obtener esta a partir de medidas experimentales; en las siguientes secciones describimos el procedimiento utilizado para obtenerla así como la normalización efectuada.

IV.7.1

DISTRIBUCION ANGULAR

Una vez obtenida la integral de eventos elásticos

MONITOR

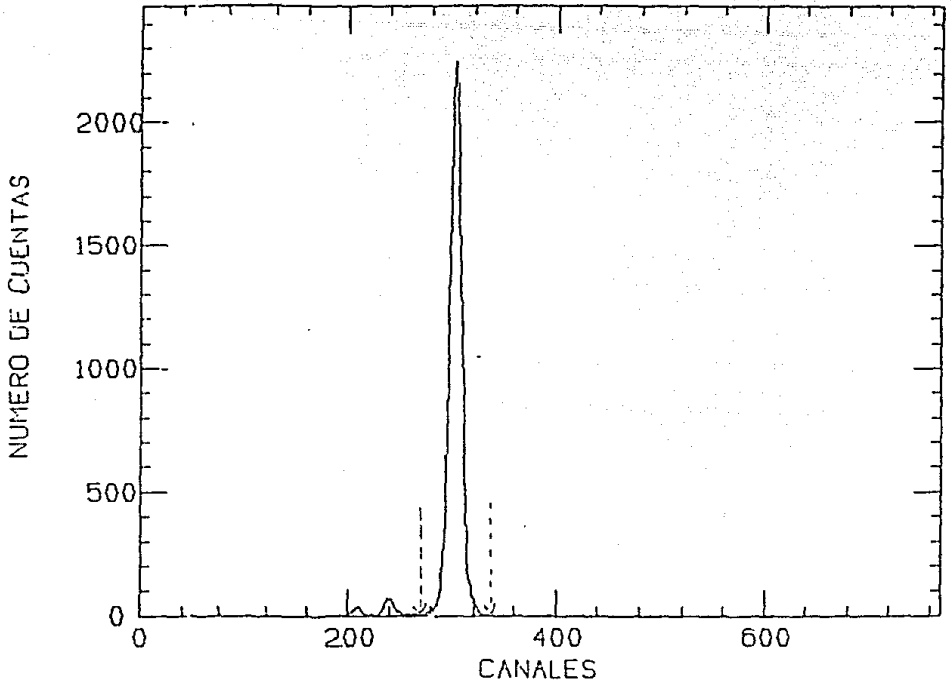


Figura IV.11 Espectro típico de monitor, el pico elástico es fácilmente identificable. En este caso se trata de iones de aluminio y corresponde a $E_{lab} = 160$ Mev y $\theta_{lab} = 45^\circ$

y utilizado el factor de corrección por estado de carga. Se procedió a dividir dicha integral, sobre la integral de monitor. Este cociente es proporcional a la sección eficaz diferencial en el laboratorio (secc.11.3), por lo que se utilizó la eq.11.44 para expresar la sección eficaz diferencial en el sistema centro de masa, que es como se presentan los datos en la figure 11.12.

Las incertezas estimadas para estas secciones provienen principalmente de dos fuentes. Fundamentalmente en el caso de contar con dos o más mediciones para un mismo ángulo, se efectuó un promedio. A este promedio se le asoció una barra de error de tal forma que las secciones que le dieron origen estén contenidas en dicha incerteza.

La otra fuente principal de incertezas se relaciona con todas las correcciones que se hicieron a la sección que se tomó, al momento de integrar el pico elástico en el espectro de proyección en el plano total.

Sin embargo existen otras fuentes de incerteza como son la estadística presentada en los espectros, la incerteza en la posición angular del detector, incertezas en el cálculo de la eficiencia por estado de carga detectada etc..

Por lo anteriormente dicho, a las estimaciones hechas a lo largo de este tesis, se estimó una incerteza mínima del 4 % para el valor de la sección eficaz. Los valores superiores al 4 % incluyen además, el efecto de la estadística en el número de cuentas integradas en el pico elástico.

DISTRIBUCION ANGULAR

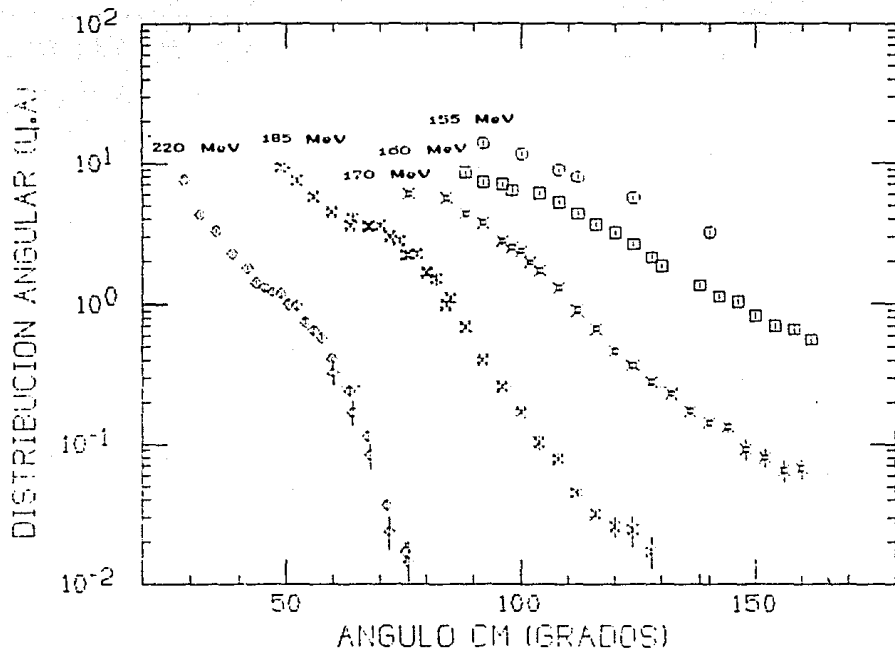


Figura IV.12 Distribución angular en el sistema centro de masa.

IV.7.2 NORMALIZACION

La normalización absoluta se obtuvo a partir de los datos de análisis balenteros cuya distribución angular correspondía a dispersión de Rutherford. Se obtuvieron los siguientes valores para la constante n secc. II.3 y II.10: $n = 1.08 \times 10^{-14}$ a 1.00×10^{-14} MeV; $n = 1.70 \times 10^{-14}$ a 1.10×10^{-14} MeV; y a 2.10×10^{-14} MeV. A partir de la dependencia de $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{E^2}$ (donde $d\Omega$ es el ángulo sólido) respecto de $1/E^2$, se estimó que el error de esta normalización es menor al 10%. En la tabla III.1 y figura IV.10 se presentan los datos ya normalizados divididos por la sección eficaz de Rutherford.

IV.7.3 PRUEBAS DE CONSISTENCIA

Como se puede apreciar en la figura IV.10, en el experimento se detectaron iones de níquel y de aluminio. Dependiendo de la energía del análisis de detección así como de la energía de la partícula dispersada. Así pues, a las energías de 185, 100 y 17 MeV se detectaron únicamente iones de aluminio pero a las energías de 185 y 100 MeV se detectaron los dos tipos de partículas, como para una misma energía de haz los resultados no deben depender de cual fuese la partícula detectada. En la fig. IV.11 se muestran con un símbolo diferente los datos experimentales que corresponden a medidas en las que se detectaron iones de níquel o de aluminio. Puede observarse la consistencia que existe en los conjuntos de medidas sin haber ninguna discrepancia dentro del error considerado, entre una medida en la que se detectó níquel y una en la que se detectó aluminio.

SECCION EFICAZ DIFERENCIAL

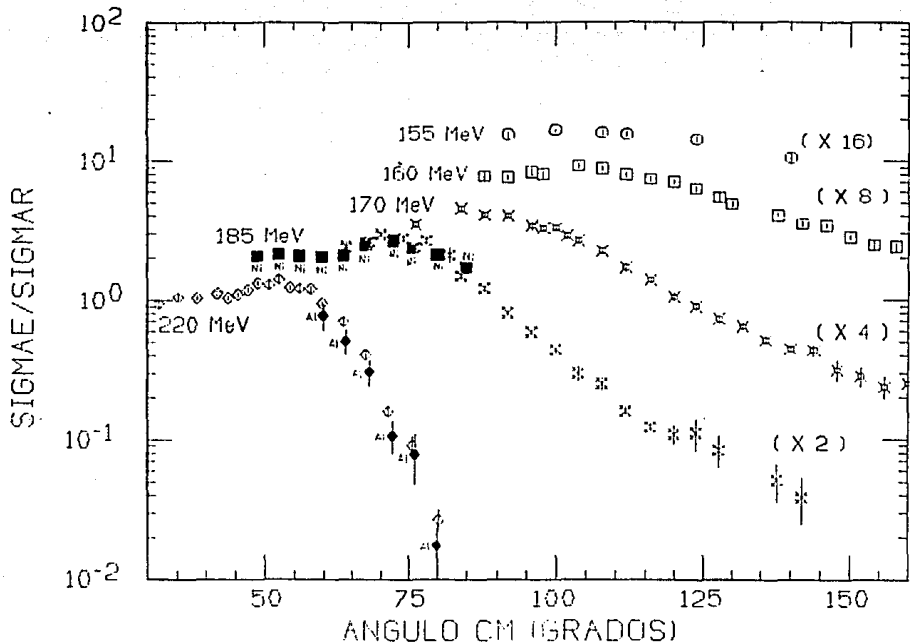


fig. IV.13 Sección eficaz diferencial dividida por la sección de Rutherford. A las energías 185 y 220 MeV se detectaron tanto iones de Aluminio como Níquel, en la gráfica se muestran los dos tipos de partículas.

Otro punto a verificar fue la concordancia de nuestros resultados con los que se obtuvieron en corridas de prueba en experimento independiente realizado un año antes ver. secc. 1.1. Para poder estar a partir de la tracción ^{observada} de eventos elásticos se estimó la sección eficaz diferencial. Como si se hubiese integrado por completo el espectro MI, esta fue la manera como se analizó el experimento de prueba. La figura 14.14 muestra los resultados de las corridas de ELIEN a 100, 150 y 200 MeV, junto a las predicciones obtenidas de nuestro análisis. Como puede verse, a las energías de 100 y 150 MeV, las predicciones concuerdan con las medidas realizadas en el experimento de prueba. A la energía de 200 MeV, no cabe una comparación directa pues esta energía no se midió en este experimento, sin embargo los resultados son cualitativamente consistentes.

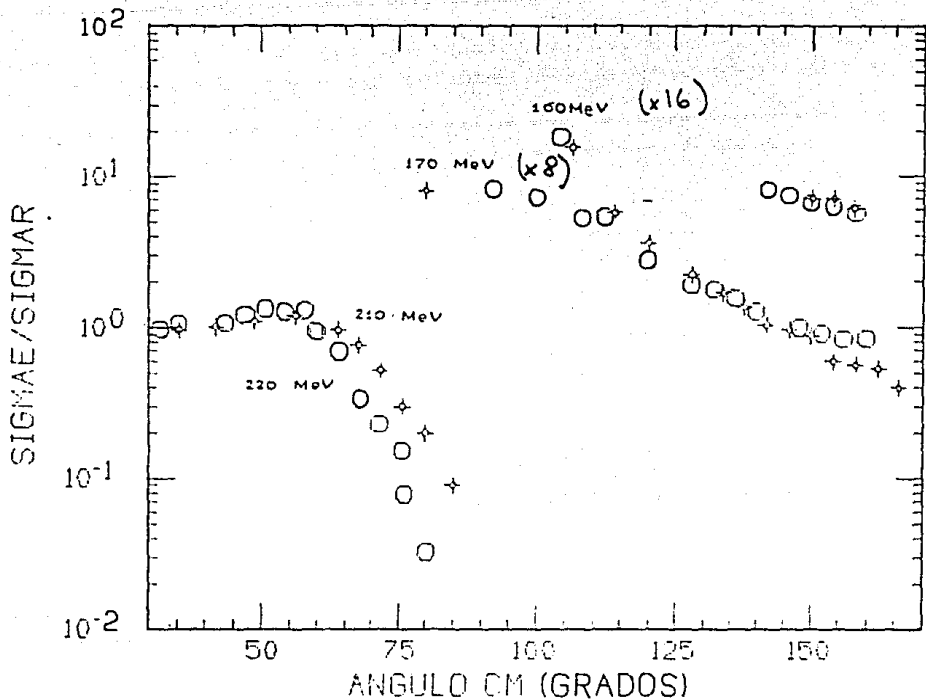


fig. IV.14 En esta figura se muestran las secciones eficaces obtenidas en las corridas de prueba (celestrellas) junto con los valores calculados a partir de los datos obtenidos en el presente trabajo (círculos). Ambas medidas muestran que no se resuelven las cuentas elásticas de las inelásticas.

CAPITULO V

ANALISIS DE LOS DATOS

V.1 ANALISIS DE LOS DATOS CON POTENCIALES FENOMENOLOGICOS

Los datos fueron analizados dentro del formalismo del modelo optico del nucleo [18], utilizandose potenciales fenomenologicos complejos.

Debido a la baja energía utilizada en el estudio del sistema, no se espera conocer el potencial mas que en una zona limitada, cerca de la superficie del sistema. Llamaremos radio de sensibilidad (R_s), al punto en que el potencial queda bien determinado por los datos experimentales.

El analisis supone potenciales con factor de forma Woods-Saxon (o su derivada). Los parametros que describen el potencial son ajustados a manera de optimizar el acuerdo entre los cálculos de la sección eficaz y los datos experimentales. En el ajuste se usó el programa PTOLEMY [21]. En este programa el valor de los parametros se elige en base a minimizar la cantidad :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N \left[\frac{\sigma(\theta_l)^{\text{exp}} - \sigma(\theta_l)^{\text{teo}}}{\Delta \sigma(\theta_l)^{\text{exp}}} \right]^2 \quad \text{ec.V.1}$$

en donde N es el numero de puntos en la distribución angular, $\sigma(\theta_l)^{\text{exp}}$ es la sección eficaz diferencial

experimental al ángulo θ , $\sigma_t(\theta)^{100}$ es la sección eficaz calculada por el programa, y $\Delta\sigma(\theta)^{exp}$ es el error experimental en la sección eficaz.

El análisis se inició suponiendo para un primer caso un potencial óptico, cuya parte real y parte imaginaria poseían el mismo factor de forma, pero teniendo diferente profundidad. Esta suposición reduce a 4 los parámetros libres, cantidad probablemente suficiente dada la poca estructura que muestran los datos a energías cercanas a la barrera Coulombiana. A este análisis se le denominó EG ("equal geometry"), por lo tanto el potencial tiene la siguiente forma

$$U(r) = (V_0 + i W_0) f(r) \quad \text{ec.V.2}$$

donde $f(r)$ es un factor de forma tipo Woods-Saxon (ec.II.19).

Los cuatro parámetros libres del análisis EG son en principio V_0 , R , a y W_0 . Sin embargo siendo sólo el valor en un punto (o región pequeña alrededor de él) el que se espera determinar sin ambigüedades, existe una infinidad de combinaciones entre V_0 , R y a que pueden dar el valor de $V(R_0)$, y lo mismo para la parte imaginaria (a esta ambigüedad continua se le conoce como la ambigüedad de Igo [22]). Entonces en este análisis se decidió fijar un valor a V_0 ($= 250$ MeV), dejando que los parámetros R y a se ajustaron libremente para encontrar el valor de $V(R_0)$ que requirieran los datos. La libertad en W_0 nos permite conseguir lo propio para $W(R_0)$.

La figura V.1 muestra la ambigüedad continua anteriormente mencionada. Se muestra el potencial real obtenido en ajustes a los datos de 155 MeV, con $V_0 = 250$ MeV, y valores de a entre 0.4 y 1.1 fm, en incrementos

Potenciales Reales

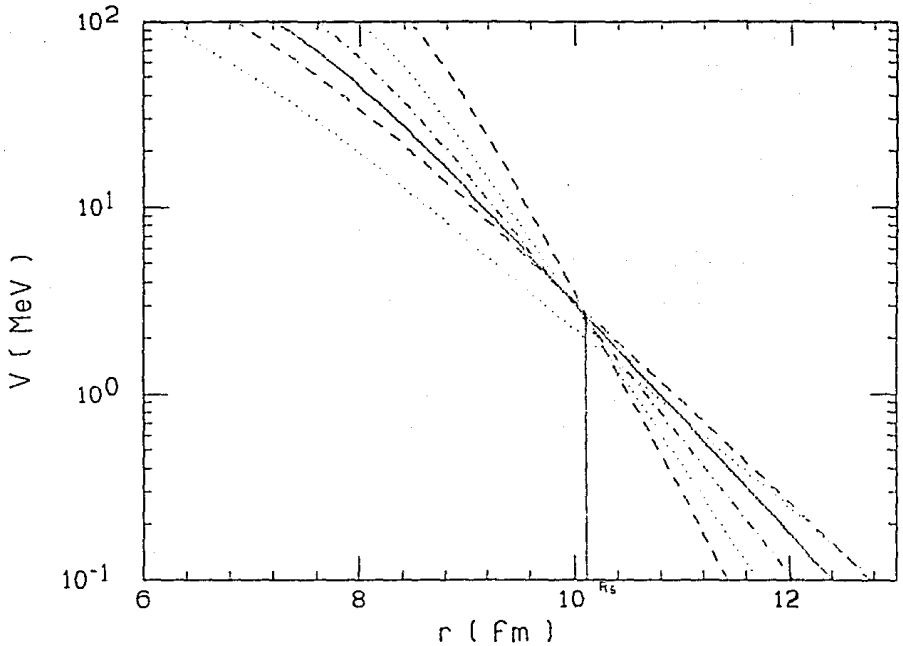


fig.V.1 Familia de potenciales reales con factor de forma Woods-Saxon ^{para} la energía de 155 MeV en el laboratorio. Se puede observar en la figura cómo dichos potenciales se cruzan en un punto que determina el radio de sensibilidad.

de 0.1 fm. La calidad de ajuste en términos de χ^2/N varía en un factor de 2 entre el mejor y el peor (ver tabla ~~V.1~~²). Puede observarse que los potenciales tienden a coincidir en el valor de 2.5 ± 0.5 MeV para un radio $R_s \approx 10.1$ fm.

Ajustes exploratorios como el anteriormente mencionado, a todas las energías indicaron que los datos mostraban una ligera preferencia por una difusividad $a = 0.60$ fm. Para evitar el perdernos en una multitud de parámetros particulares a cada energía, se optó por mantener a la difusividad fija e igual a 0.60 fm.

En la tabla ~~V.1~~² se pueden encontrar los parámetros óptimos para el ajuste de los datos utilizando un potencial EG. La figura V.2 muestra los datos junto con las predicciones específicas a cada caso. Los cálculos, aunque describen las características generales de los datos, no son capaces de reproducir la estructura del hombro de la distribución angular a 185 MeV, ni la zona de ángulos superiores a 150° a las energías de 170 y 185 MeV.

La segunda etapa del análisis consistió en dar mayor libertad al programa de ajuste para elegir los parámetros del potencial que describieran los datos. Para esto se dejaron libres las formas de la parte real e imaginaria del potencial permitiendo que se ajustaran independientemente. A este análisis se ~~le~~^{le} llama DG ("different geometry"). El potencial utilizado tiene la siguiente forma $U(r) = V_0 f(r) + i W_0 g(r)$ con

$$f_{r,t} = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_{r,t}}{a_{r,t}} \right) \right]^{-1} \quad \text{ec.V.3}$$

CALCULOS DEL ANALISIS EG

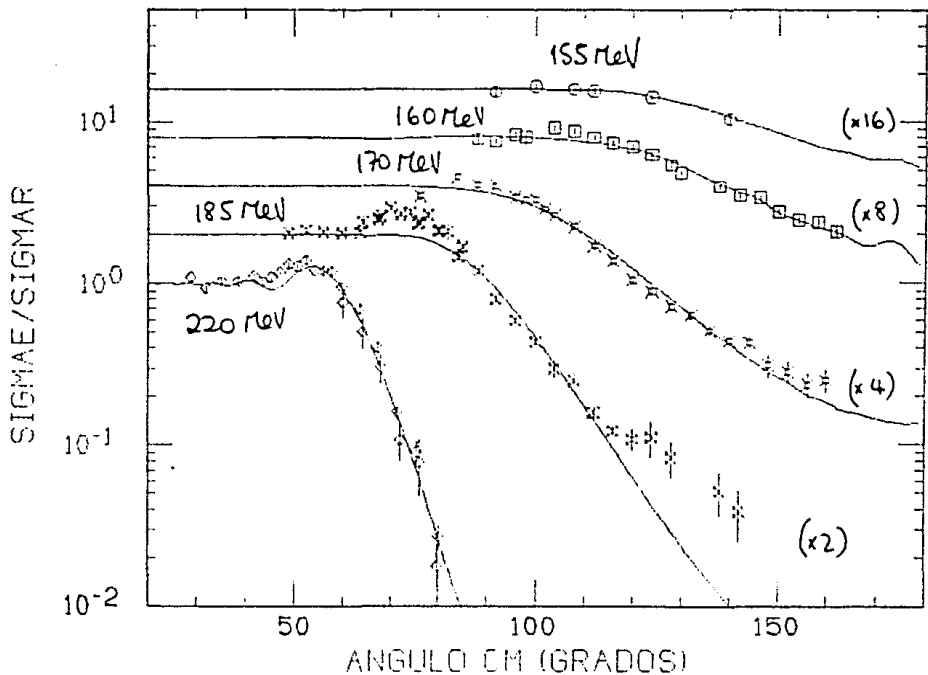


fig.V.2 Las líneas continuas representan la sección eficaz calculada utilizando el potencial óptico óptimo obtenido del análisis EG.

En consecuencia, se tienen seis parámetros libres, pero debido a la ambigüedad continua anteriormente mencionada, se puede fijar la profundidad de cada parte, sin quitar (en principio) posibilidades al ajuste. Se fijó $V_0 = 250$ MeV y $W_0 = 100$ MeV, los valores óptimos del resto de los parámetros se presentan en la tabla ~~V.1~~² bajo la etiqueta DG. La figura V.3 muestra los datos junto con los datos calculados obtenidos con los potenciales DG. La descripción de todos los datos es bastante buena, aunque esto era de esperarse dada la libertad de ajuste que se le dio al potencial.

Por último se utilizó un análisis similar al presentado por Satchler y col. [13] y modificado por Udagawa, Tamura y Kim [11]. En dichos trabajos se considera un potencial óptico complejo, en el cual la parte imaginaria está formada por dos términos: el primero de ellos es un potencial con factor de forma Woods-Saxon, llamándole a este término de "fusión", el segundo término es un potencial con forma derivada de Woods-Saxon (i.e. la derivada con respecto a r de la ec. II.19) este término es llamado de "reacción directa". La forma de derivada surge del hecho que se espera una mayor contribución a la absorción de la superficie de los núcleos que de su interior [9], como consecuencia de la pérdida de flujo debido a reacciones directas. Este análisis denominado FD ("Fusión-Directa"), supone un potencial

$$U(r) = V_0 f_r(r) + i [W_f f_f(r) + W_0 f_0(r)]$$

con

$$f_{r,f} = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_{r,f}}{a_{r,f}} \right) \right]^{-1} \quad \text{ec. V.4}$$

y

CALCULOS DEL ANALISIS DG

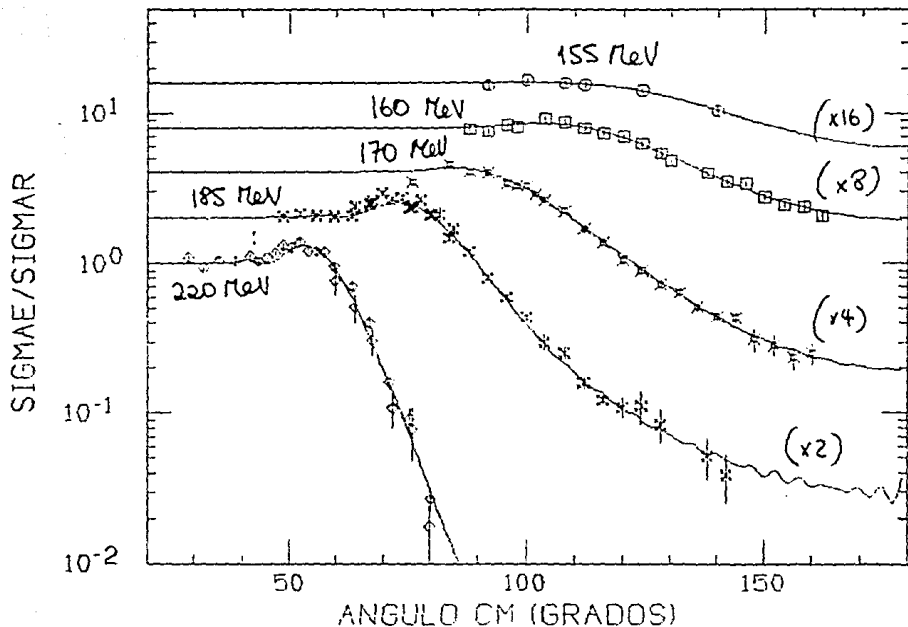


fig.V.3 Las líneas continuas representan la sección eficaz calculada utilizando el potencial óptico obtenido del análisis DG.

$$f_D = 4 W_D \exp\left(\frac{r - R_D}{a_D}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_D}{a_D}\right) \right]^{-2}$$

Evidentemente, estos datos (ni ningunos otros, para sistemas alrededor de la barrera Coulombiana) serian capaces de determinar los 9 parametros del potencial propuesto. Udagawa y col. siguieron fijar algunos siguiendo resultados de estudios anteriores [9]. Siguiendo su metodo se mantuvieron fijos los valores de $r_0 = 1.247$ fm, $a = 0.53$ fm, $R_0 = 1.413$ fm, y $R_D = 1.50$ fm.

Mod

Los valores de a_r y a_D se pudieron fijar para cada energia (despues de ajustes de exploracion) quedando entonces V_0 , W_1 , y W_2 como parametros libres para ajustar. En la tabla ² ~~1~~, se muestran los parametros que optimizan la descripcion de los datos. Es evidente que la componente de superficie del la parte imaginaria del potencial no es requerida por estas medidas al menos, con las restricciones dadas en los valores de los otros parametros. En la figura V.4 se muestran los datos experimentales junto a los calculos con potenciales DF. El acuerdo entre ambos es bueno a todas las energias.

Resumiendo los resultados presentados en este capitulo podemos señalar que los datos son bien descritos por los potenciales fenomenológicos con factor de forma diferente para la parte real e imaginaria. La introducción de un término de superficie en la parte imaginaria no mejora la descripción. El radio de sensibilidad se ubica cerca de 10.1 - 10.2 fm.

CALCULOS DEL ANALISIS FD

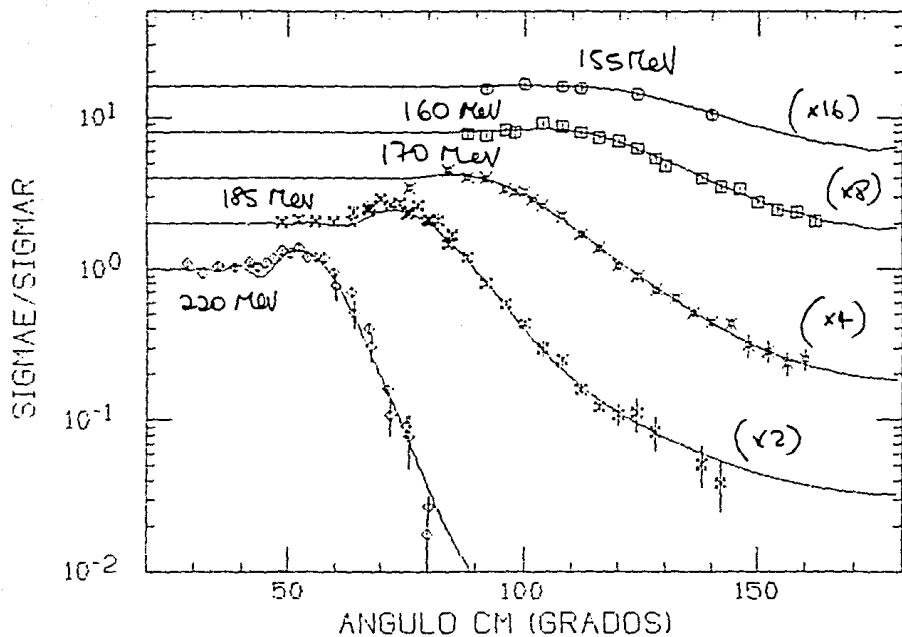


fig.V.4 La líneas continuas representan la sección eficaz calculada utilizando el potencial óptico óptimo obtenido del análisis FD.

CAPITULO VI

RESULTADOS Y DISCUSION

En la tabla 3 se muestran los valores de la parte real y la parte imaginaria del potencial en el radio de sensibilidad, $R_0 = 10.2$ fm. Las incertezas provienen de la dispersión de los valores para ajustes de calidad equivalente.

La figura VI.1 muestra estos valores del potencial graficados como función de la energía en el sistema centro de masa, indicandose además la barrera Coulombiana (esta última se calcula como la energía necesaria para acercar dos esferas de carga Z_1e y Z_2e una distancia $r = (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \times 1.07 \times 10^{-15}$ m. con Z_1 , Z_2 el número atómico de los núcleos a considerar, e la carga eléctrica del protón, e , A_1 , A_2 los números másicos de los núcleos [14]).

Se han incluido en la fig.VI.1 predicciones de la relación de dispersión ec.11.29 [7]. El potencial imaginario fue parametrizado de dos formas diferentes según se muestra en la fig.VI.1. En la primera de ellas (línea punteada), se utilizó una curva de trazos rectos que crece monótonicamente a partir de un punto ($E_{cm}=46$ MeV) cercano al máximo valor de la barrera Coulombiana, llegando a un punto de saturación ($E'_{cm}=50$ MeV) a partir del cual el valor del potencial imaginario se vuelve constante. En la segunda parametrización (línea continua) se parte nuevamente de un punto cercano al máximo valor de la barrera Coulombiana (46 MeV en el CM) y se trata de unir los valores experimentales del valor potencial imaginario a

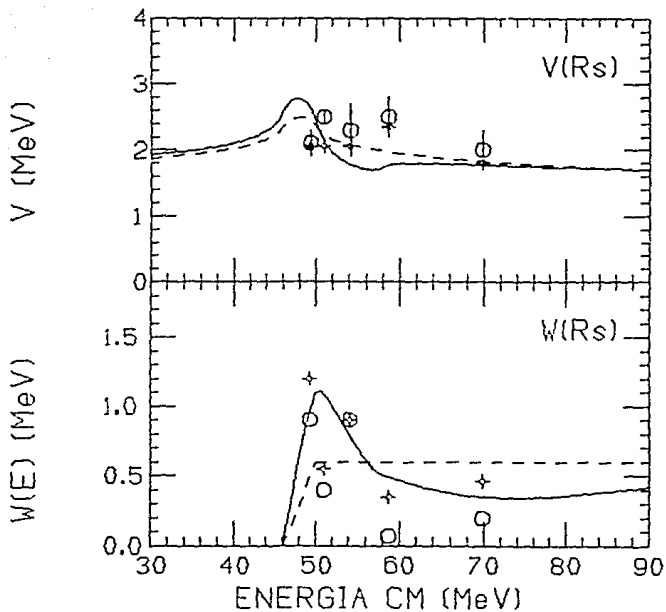


fig.VI.1 Valores del potencial óptico nuclear (V parte real y W parte imaginaria) en $r=10.2$ fm. Las curvas (punteada y continua) en W representan dos diferentes parametrizaciones para W . Las curvas (punteada y continua) en V son la predicción de la relación de dispersión (ec.11.29), resultado de las parametrizaciones (respectivas) hechas sobre W . Los círculos corresponden al resultado de los análisis DG y FD respectivamente.

través de segmentos de líneas rectas, llegando a un valor de saturación ($W(R_s) = 0.5 \text{ MeV}$). Las respectivas predicciones de la relación de dispersión para la variación de la parte real $V(R_s)$ son las señaladas por las curvas en la figura VI.1.

Los datos contenidos en la figura VI.1 señalan, en primer lugar una dependencia muy débil de la parte real del potencial con la energía, inconsistente con una "anomalía del umbral". En segundo lugar, los resultados para la parte imaginaria son también difíciles de explicar, puesto que no siguen el comportamiento esperado, es decir no se observa el comportamiento monótonico a partir de que se supera el valor máximo de la barrera Coulombiana.

En relación con esto, deseamos señalar la existencia de otros casos encontrados en la literatura, en los cuales no es del todo clara la observación de la "anomalía del umbral". Un ejemplo de esto es el caso del sistema $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}, ^{64}\text{Ni}$.

La dispersión elástica en estos dos sistemas fue medida en 1987 por el grupo de Legnaro [4]. El análisis de los datos, en que se les correlacionaba con medidas de fusión bajo la barrera coulombiana obtenidas por el mismo grupo [23] dieron como conclusión una fuerte dependencia del potencial óptico con la energía. Este trabajo ha causado gran interés y en 1989 un grupo teórico de la Universidad de Texas [11] realizó un reanálisis de los datos (elásticos y fusión) concluyendo que el potencial satisface la relación de dispersión en el radio de sensibilidad. Sin embargo recientemente [24] el grupo experimental de la Universidad de Notre Dame volvió a medir las secciones elástica y de fusión en el mismo sistema a energías

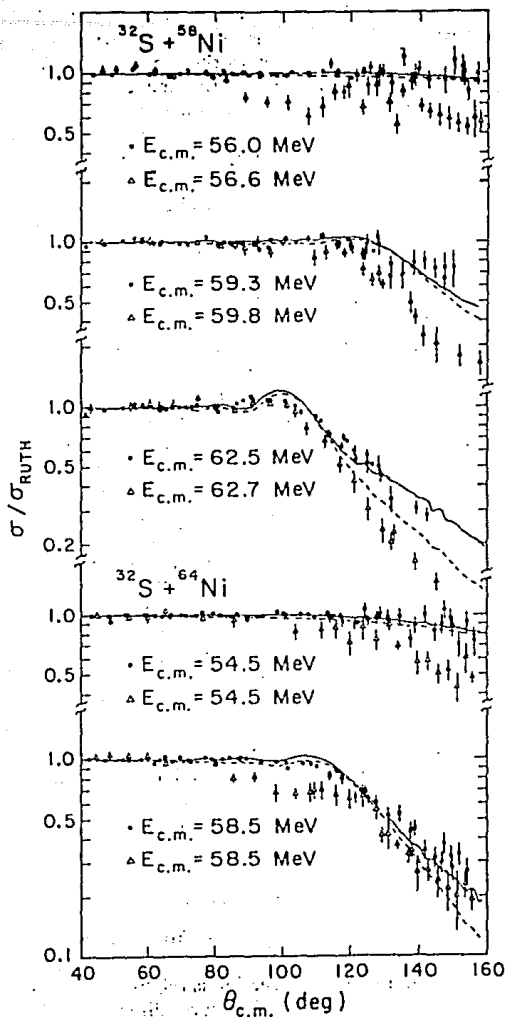


fig.VI.2 Comparación entre las medidas efectuadas por el grupo de Legnaro (triángulos) y por el grupo de Notre Dame (puntos oscuros). Las discrepancias son notorias (fig. tomada de la ref. [24])

similares a las de Legnaro, obteniendo datos muy diferentes. Mucho aspectos difíciles de interpretar en los datos de Legnaro no aparecen en las medidas de Notre Dame (fig. VI.2). En relación al estudio y validez de la anomalía del umbral el grupo de Notre Dame no lo ha realizado aun. Debido a la gran discrepancia entre los dos conjuntos de medidas (y sobre la cual no existe explicación satisfactoria) las conclusiones obtenidas originalmente pierden relevancia.

Otros sistemas estudiados y cuyos resultados no son una confirmación contundente de la anomalía del umbral son $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}, ^{65}\text{Cu}$. La fig.VI.3 muestra los datos de dispersión elástica junto a los cálculos de modelo óptico realizados con un potencial complejo cuya parte real e imaginaria tenían el mismo factor de forma (ec.V.2) y cuyos parámetros fueron fijados durante el ajuste. Se puede apreciar que el modelo no describe los datos de $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ a ángulos grandes, tal como ocurrió con nuestro propio análisis E6 con geometrías iguales (fig.V.2). Sin embargo, se concluye en el trabajo que el potencial sí cumple con las predicciones de la relación de dispersión (fig.I.2). Para $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, cuyos ajustes son buenos, no se observa la anomalía (parte de la información sobre este análisis no aparece en el artículo publicado [25], se obtuvieron directamente de la tesis doctoral de G. Ramirez [25]).

El grupo de Estrasburgo, ha medido secciones eficaces elásticas cerca de la barrera coulombiana en varios sistemas. Para $^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$ [26], no se llega a observar la variación en los valores del potencial imaginario (cálculos en la fig.VI.4), pero sí un cambio notable en la parte real, consistente con las predicciones de la relación de dispersión (las cruces

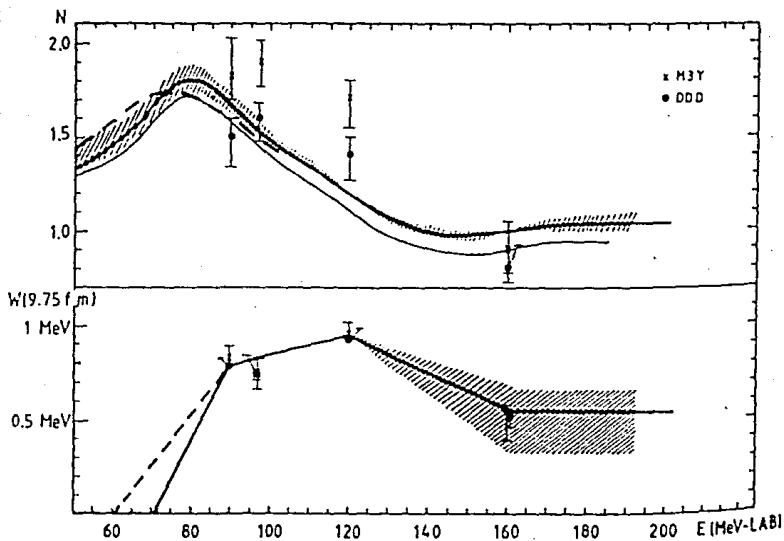


fig. VI.5 Valores experimentales para la parte real (renormalización de un potencial de convolución) e imaginaria $W(E)$ del sistema $^{32}\text{S}+^{32}\text{S}$ en $r_0=9.75$ fm. El área sombreada muestra el efecto de una incerteza del 5% en la renormalización de los datos a 160 MeV. Las curvas corresponden a cálculos realizados utilizando la relación de dispersión (figura tomada de la ref. [27]).

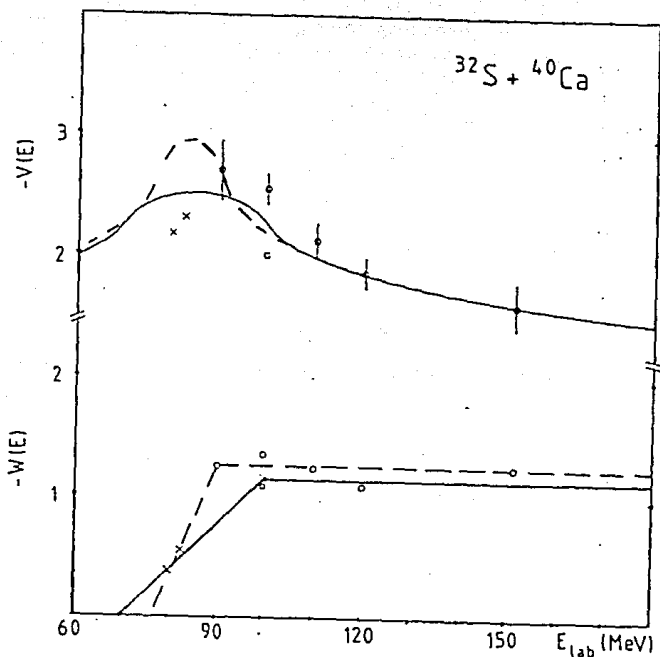


fig. VI.4 Valores experimentales para la parte real $V(E)$ y la parte imaginaria $W(E)$ del sistema $^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$ en $r_E = 10$ fm. Los círculos son los valores obtenidos en la ref. [26]. las cruces corresponden a medidas efectuadas por otro grupo anteriormente. Las curvas corresponden a cálculos efectuados utilizando la relación de dispersión. Figura tomada de la ref. [26].

en la fig.VI.4 provienen de un experimento independiente que, según los autores de la ref.26 no son muy confiables). Para el sistema $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$ [27], los valores potencial del imaginario en el radio de sensibilidad son función débil de la energía (siendo menor a la mayor energía medida), y la variación en la parte real es sólo cualitativamente consistente con la relación de dispersión.

Los casos mencionados hasta ahora ilustran lo difícil que ha resultado confirmar la validez de la relación de dispersión para sistemas de iones pesados. Podemos identificar casos en que no se observa anomalía ($^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$), casos en que se observa el cambio en sólo la parte real del potencial ($^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$) y finalmente sistemas (como $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ mostrado en la fig.I.1) en que se observan la anomalía en la parte real, la variación esperada en la imaginaria, y la relación entre ellas es bien descrita por la relación de dispersión.

En resumen, este trabajo de Tesis ha descrito la obtención, reducción y análisis de datos de dispersión elástica en el sistema $^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ a cinco energías cercanas a la barrera Coulombiana. Los resultados en términos de la dependencia del potencial con la energía, no muestran de manera evidente la llamada "anomalía del umbral" que ha sido observada en algunos sistemas de iones pesados. Los resultados que se obtuvieron en este trabajo nos indican que es necesario contar con muchos más conjuntos de datos muy completos y precisos para entender completamente que hace "anómalo" un dado sistema y poner a prueba la relación de dispersión.

Tabla 4

$^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ A 155 MeV		
THETA CM	SIGMA/SIGMAR	% ERROR
92.0000	0.9624	6.200
100.0000	1.035	4.100
106.0000	0.9955	4.300
112.0000	0.9729	4.400
124.0000	0.8925	4.000
140.0000	0.8514	7.300

$^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ A 160 MEV		
THETA CM	SIGMA/SIGMAR	% ERROR
88.0000	0.9775	6.600
92.0000	0.9507	4.200
96.0000	1.043	5.700
98.0000	1.005	6.900
104.0000	1.149	4.000
108.0000	1.098	4.000
112.0000	0.9968	4.800
116.0000	0.9253	4.000
120.0000	0.8786	4.000
124.0000	0.7849	4.000
128.0000	0.6748	5.900
130.0000	0.6068	4.000
138.0000	0.4974	4.000
142.0000	0.4369	4.000
146.0000	0.4296	4.000
150.0000	0.3482	4.000
154.0000	0.3086	5.600
158.0000	0.2990	6.300
162.0000	0.2605	7.100

$^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ A 170 MEV

THETA CM	SIGMA/SIGMAR	% ERROR
76.0000	0.8657	5.100
84.0000	1.174	4.000
88.0000	1.012	4.000
92.0000	1.001	4.500
96.0000	0.8467	6.500
98.0000	0.8117	4.000
100.0000	0.8115	4.600
102.0000	0.7155	4.000
104.0000	0.8599	4.000
108.000	0.5585	4.000
112.0000	0.4240	6.600
116.0000	0.3458	4.700
120.0000	0.2835	6.800
124.0000	0.2229	5.900
128.0000	0.1819	6.800
132.0000	0.1606	5.400
136.0000	0.1278	6.300
140.0000	0.1105	5.100
144.0000	0.1081	8.700
148.0000	0.7863E-01	16.78
152.0000	0.7098E-01	15.10
156.0000	0.5908E-01	17.70
160.0000	0.6327E-01	16.50

$^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ A 185 MEV

THETA CM	SIGMA/SIGMAF	% ERROR
48.8000	1.027	4.000
52.3000	1.067	4.000
55.9000	1.041	4.000
59.6000	1.021	4.000
63.4000	1.021	4.000
64.0000	1.192	9.100
67.3000	1.237	5.100
67.4000	1.286	4.000
68.0000	1.300	4.000
70.0000	1.464	4.300
72.0000	1.341	4.000
74.0000	1.378	5.700
75.6000	1.168	6.400
76.0000	1.182	4.000
78.0000	1.221	8.100
80.0000	1.050	4.200
80.1000	1.064	5.400
82.0000	1.047	11.60
84.0000	0.7386	4.700
84.9000	0.8481	6.600
85.0000	0.6018	4.500
92.0000	0.4011	4.300
96.0000	0.2947	4.100
100.0000	0.2178	4.600
104.0000	0.1489	11.60
108.0000	0.1262	9.600
112.0000	0.7985E-01	7.700
116.0000	0.6140E-01	6.300
120.0000	0.5451E-01	15.10
124.0000	0.5571E-01	25.30
128.0000	0.4167E-01	25.10
138.0000	0.2568E-01	30.40
142.0000	0.1921E-01	35.30

$^{58}\text{Ni} + ^{27}\text{Al}$ A 220 MeV

THETA CM	SIGMA/SIGMAR	% ERROR
28.7000	1.091	4.000
31.9000	0.9252	4.000
35.2000	1.048	4.000
38.6000	1.033	4.000
41.9000	1.110	4.000
43.7000	1.030	4.000
45.3000	1.090	4.200
47.1000	1.170	4.100
48.8000	1.312	4.000
50.8000	1.273	4.300
52.3000	1.398	4.000
54.1000	1.217	4.300
55.9000	1.204	6.300
57.7000	1.194	4.800
59.6000	0.9478	4.100
60.0000	0.7688	20.30
63.4000	0.6994	8.900
64.0000	0.5082	20.40
67.3000	0.4049	7.530
68.0000	0.3071	20.30
71.4000	0.1609	8.400
72.0000	0.1074	25.50
75.6000	0.9089E-01	15.70
76.0000	0.7830E-01	38.50
80.1000	0.2679E-01	16.50
80.0000	0.1757E-01	36.70

T A B L A 2

Elab	Vc	re	a	Wo/Wi	ri/ro	af/af	Wp	rep	ad	$\frac{2}{N}$	
MeV	An.	MeV	fm	fm	MeV	fm	fm	MeV	fm	fm	$\frac{2}{N}$
155	EG	<u>250.0</u>	1.069	<u>.60</u>	43.39	1.069	<u>.60</u>				0.58
	DG	<u>250.0</u>	1.134	<u>.50</u>	<u>100.0</u>	1.339	.41				0.20
	FD	46.12	<u>1.247</u>	<u>.53</u>	7.400	<u>1.413</u>	<u>.30</u>	2.E-1	<u>1.5</u>	<u>.79</u>	0.18
160	EG	<u>250.0</u>	1.042	<u>.60</u>	65.09	1.042	<u>.60</u>				2.64
	DG	<u>250.0</u>	1.153	<u>.50</u>	<u>100.0</u>	1.351	.17				0.84
	FD	46.60	<u>1.247</u>	<u>.53</u>	11.93	<u>1.413</u>	<u>.20</u>	.8E-1	<u>1.5</u>	<u>.79</u>	1.08
170	EG	<u>250.0</u>	0.993	<u>.60</u>	300.5	0.993	<u>.60</u>				3.10
	DG	<u>250.0</u>	0.916	<u>.80</u>	<u>100.0</u>	1.266	.35				1.09
	FD	46.46	<u>1.247</u>	<u>.53</u>	11.93	<u>1.413</u>	<u>.20</u>	.3E-7	<u>1.5</u>	<u>.79</u>	0.93
185	EG	<u>250.0</u>	0.999	<u>.60</u>	243.7	0.999	.60				7.70
	DG	<u>250.0</u>	0.748	<u>1.1</u>	<u>100.0</u>	1.203	.27				1.95
	FD	53.00	<u>1.247</u>	<u>.53</u>	10.30	<u>1.413</u>	<u>.15</u>	.3E-7	<u>1.5</u>	<u>.79</u>	2.66
220	EG	<u>250.0</u>	1.031	<u>.60</u>	81.30	1.031	<u>.60</u>				4.07
	DG	<u>250.0</u>	0.712	<u>1.1</u>	<u>100.0</u>	1.036	.51				2.38
	FD	41.07	<u>1.247</u>	<u>.53</u>	3.930	<u>1.413</u>	<u>.25</u>	.5E-6	<u>1.5</u>	<u>.50</u>	4.37

Tabla 2 Resultados de la optimización de potenciales fenomenológicos. El parámetro radial es el valor reducido, es decir $R = r_0 (55^{1/3} + 27^{1/3})$. Las cantidades subrayadas se mantuvieron fijas durante el ajuste.

T A B L A 3

ELAB	ECM	V (10.2 fm) (MeV)			W (10.2 fm) (MeV)		
(MeV)	(MeV)	EG	DG	FD	EG	DG	FD
155	49.3	2.8±0.8	2.1±0.2	2.05	1.5±0.08	0.90	1.2
160	50.8	2.0±0.6	2.5±0.1	2.05	0.8±0.1	0.40	.55
170	54.0	1.2±0.5	2.3±0.4	2.05	2.0±0.5	0.90	.90
185	58.8	1.3±0.3	2.5±0.3	2.35	1.2±0.4	0.70	.35
220	69.9	1.4±0.2	2.0±0.3	1.80	0.3±0.1	0.20	.46

Tabla 3 Valores de la parte real e imaginaria en $r=10.2$ fm de los potenciales ópticos obtenidos en el análisis efectuado a los datos.

REFERENCIAS

- [1] B. Bilwes, R. Bilwes, J. Diaz y J.L. Ferrero, Nucl. Phys A491, 492 (1986).
- [2] G. Ramirez. Tesis Doctoral, Universidade de Sao Paulo (1987).
- [3] B.R. Fulton, D.W. Banes, J.S. Lilley, M.A. Nagarajan y I.J. Thompson, Phys. Lett. 162B, 55 (1985)
- [4] A.M. Stefanini, D. Bonamini, A. Tivelli, G. Montagnoli, G. Fortuna, Y. Nagashima, S. Beghini, C. Signori, A. DeRosa, G. Inghima, M. Sandoli, G. Cardella y F. Rizzo, Phys. Rev. Lett. 59, 2852 (1987)
- [5] J.S. Lilley, B.R. Fulton, M.A. Nagarajan, I.J. Thompson y D.W. Banes, Phys. Lett., 151B, 181 (1985)
- [6] C.C. Mahaux, H. Ngô G.R. Satchler, Nucl. Phys A449, 354 (1986).
- [7] M.A. Nagarajan, C.C. Mahaux y G.R. Satchler, Phys. Rev. Lett. 54, 1136 (1985)
- [8] C.C. Mahaux, P.F. Bortignon, R.A. Broglia y C.H. Dasso, Phys. Reports 120C, 1 (1985)
- [9] H. Leucker, K. Becker, K. Blatt, W. Korsch, W. Luck, H.G. Volk, D. Fick, R. Butsch, H.J. Jansöh, H. Reich y Z. Moroz, Phys. Lett. 223B, 277 (1987)

- [10] D. Abriola, D. DiGregorio, J.E. Testoni, A. Etchegoyen, M.C. Etchegoyen, J.O.Fernandez Niello A.M.J. Ferrero, S. Gil, A.O. Macchiavelli, A.J.Pacheco, y J. Kittl Phys. Rev., C39, 546 (1989)
- [11] T.Udagawa, T.Tamura, B.T.Kim, Phys. Rev. C39, 1840 (1989)
- [12] G.R. Satchler, Phys. Reports 199, 147 (1991)
- [13] G.R. Satchler, M.A. Nagarajan, J.S. Lilley y I.J. Thompson, Ann. Phys. (N.Y.) 178, 110 (1987)
- [14] G.R. Satchler, Introduction to Nuclear Reactions, MacMillan, segunda edicion, 1990.
- [15] R.D.Woods y D.S. Saxon, Phys. Rev. 90 , 166 (1953)
- [16] D. Shapiro, J. Gómez del Campo. H.J. Kim, Nuc. Inst. Meth. 169. 77 (1980).
- [17] W.T. Milner, W.H. Atkins. J.A. Biggerstaff. R.O. Sayer, Manual de computacion HIRF-ORNL, 1987
- [18] E. Segre , Fisica Nuclear Experimental, Reverte (1975)
- [19] K.Shima, T. Ishihara y T.Mikumo, Nucl. Inst. Meth. 200, 605 (1982)
- [20] R.O.Sayer, Revue de Physique Appliquée 12, 1543 (1977)
- [21] M.H. Macfarlane and S.C. Pieper, Argonne National Laboratory U.S.A., report No. ANL-76-11.

- [22] G. Igo, Phys. Rev. 115, 1665 (1986)
- [23] A.M. Stefanini, G. Fortuna, R. Fengo, W. Weczynski, G. Montagnoli, L. Corradi, A. Tivelli, S. Signorini, S. Lunardi, M. Morando y F. Soramel, Nucl. Phys. A456, 509 (1986)
- [24] R.J. Tighe, J.J. Vega, E. Aguilera, G.-B. Liu, A. Morsad, J.J. Kolata, S.H. Fricke, H. Esbensen y, S. Landowne Phys. Rev. C42, 1530 (1990)
- [25] D. Pereira, G. Ramirez, O. Salas, L.C. Chamon, C.A. Rocha, J.C. Acquadro y C. Temeiro, Phys. Lett., B220, 347 (1989).
- [26] J. Diaz, J.L. Ferrero, J.A. Ruiz, B. Bilwes, y R. Bilwes, Nucl. Phys. A494, 311 (1989).
- [27] B. Bilwes, R. Bilwes, L. Stuttge, F. Ballester, J. Diaz, J.L. Ferrero, C. Roidan, y F. Sanchez Nucl. Phys. A473, 253 (1987)