

00387
2



**UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**“Sistema multialámbrico de detección para
estudios de dispersión elástica”**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

DOCTOR EN CIENCIAS

P R E S E N T A

JOSÉ RUBÉN ALFARO MOLINA



279431
154842

DIRECTOR DE TESIS : DR. ARTURO MENCHACA



CIUDAD UNIVERSITARIA, MÉXICO

JUNIO 2000



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Indice

Introducción.	v
1 Conceptos básicos en reacciones nucleares.	3
1.1 Tipos de reacciones.	3
1.2 Sección eficaz diferencial.	5
1.3 Función de onda y amplitud de dispersión.	8
1.4 Ondas Parciales.	11
1.5 Modelo óptico.	15
1.5.1 El potencial óptico.	16
1.6 Características de la dispersión elástica de iones pesados- ligeros.	20
1.6.1 Difracción en Optica.	23
1.6.2 Difracción en la dispersión elástica.	27
1.6.3 Efectos refractivos en la dispersión elástica.	29
1.7 Dispersión elástica $^{12}C - ^{24}Mg$.	37
1.7.1 Antecedentes.	37
1.7.2 Retos experimentales.	38
1.8 Canales Acoplados.	40
1.8.1 El modelo.	40
2 Interacción de partículas cargadas con un medio gaseoso.	45
2.1 Pérdida de energía.	46
2.2 Principales procesos de ionización y excitación.	47
2.3 Ionización total.	48
2.4 Deriva de cargas en un gas.	51
2.4.1 Campo eléctrico nulo.	51
2.4.2 Movilidad de los iones bajo un campo eléctrico.	53

2.4.3	Deriva de electrones en un campo eléctrico.	54
2.4.4	Ionización y excitación debido a pares secundarios.	56
3	Detectores Gaseosos.	59
3.1	Contador Proporcional de Placas Pa-ralelas (PPAC).	59
3.2	Contador Proporcional de un Sólo Alambre (SWPC).	62
3.3	Cámara Multialámbrica Proporcional (MWPC).	65
3.4	Contador Multialámbrico de Placas Pa-ralelas (MWP- PAC).	71
3.5	Aspectos técnicos.	73
3.5.1	Elección de gas.	73
3.5.2	Materiales.	76
4	Sistema de Detección.	87
4.1	Detectores de estado sólido.	88
4.2	MWPPAC.	90
4.2.1	Anodos.	91
4.2.2	Cátodos.	93
4.2.3	Ensamble	93
4.2.4	Funcionamiento.	93
4.3	Pruebas con haz.	102
5	Experimento $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	107
5.1	Descripción del experimento.	107
5.2	Reducción de los datos.	111
5.2.1	Identificación de los eventos elásticos.	112
5.2.2	Calibración.	118
5.2.3	Pérdida de la resolución en energía.	122
5.2.4	Integración de cuentas en el canal elástico.	124
5.2.5	Normalización.	125
6	Análisis de los datos.	129
6.1	PTOLEMY.	129
6.2	Elástico.	130
6.2.1	Inelástico.	140
6.3	Cuasi-elástico.	143

<i>INDICE</i>	iii
7 Conclusiones	149
8 Apendice I	153
8.1 Generación de la señal eléctrica. A	153

Introducción.

A pesar de lo simple que parece la dispersión elástica entre partículas, la información que se ha obtenido de ella ha mostrado ser importante, ya que modelos que describen otras reacciones, como el de Ondas Distorsionadas de Born, o modelos de canales acoplados (ver por ejemplo sección 6.3.1), utilizan como punto de partida la información que se obtiene al estudiar el canal elástico.

En este campo, el departamento de Física Experimental del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM) ha realizado durante los últimos 20 años diversos estudios experimentales sobre la dispersión elástica entre iones pesados-ligeros [BR81, BR86, BR93, BR98]. Las energías de haz a las que se han efectuando estos experimentos, han requerido que las medidas se realicen en laboratorios en el extranjero, mientras que la reducción de los datos y el análisis de los mismos, se ha llevado a cabo en el IFUNAM.

Esta situación de “usuarios externos” ha implicado el adaptarse a las condiciones experimentales que se han encontrado en cada laboratorio (tiempo de haz, detectores disponibles, blancos etc.). Es por esto que se planteó el proyecto de diseñar y construir un sistema de detección propio, que pudiera ser utilizado en este tipo de experimentos. Dicho sistema debería dar información sobre la energía, posición y carga de los núcleos dispersados, pero además, ser lo suficientemente versátil

para dar información que pudiera ser utilizada si se quieren estudiar otros canales de reacción. Por último los costos de su construcción y mantenimiento debían ser tan bajos como fuera posible.

La respuesta a estas necesidades fue un arreglo tipo telescopio formado por un detector de gas, seguido de dos detectores de estado sólido no sensibles a la posición. De este arreglo la parte más complicada de elaborar y de operar era el detector de gas. Dicho detector, debía ser tan delgado ¹ como fuera posible y darnos información sobre la posición con la que llegan los núcleos dispersados.

Es así que en este trabajo se discuten los principales conceptos involucrados en una dispersión elástica (capítulo 1) y se describen detectores de gas que responden a los requerimientos mencionados (capítulos 2 y 3). El ensamble y pruebas de un sistema de detección capaz de dar información sobre las masas, cargas, energías y posiciones de núcleos involucrados en una reacción nuclear se discute en el capítulo 4. Se realizó un experimento de dispersión elástica, midiendo la sección eficaz diferencial, para el sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ a energía de 13 MeV por nucleón. (capítulo 5). Por último se analizaron las secciones eficaces diferenciales elásticas e inelásticas, en términos del modelo óptico y el de canales acoplados. (capítulo 6).

¹es decir, que los núcleos a detectar pierdan la menor cantidad de energía, al atravesarlo.

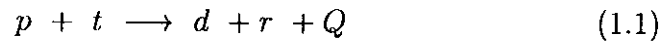
Capítulo 1

Conceptos básicos en reacciones nucleares.

En el presente trabajo se reducen y analizan los datos de la dispersión elástica del sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, por lo tanto se revisarán los principales conceptos de reacciones nucleares y las principales características que presenta dicha dispersión.

1.1 Tipos de reacciones.

Cuando un núcleo t es bombardeado con una partícula energética p y ocurre algún cambio en las características o identidad de alguno de estos núcleos, se dice que ocurre una reacción nuclear. Simbólicamente una reacción nuclear típica se escribe como:



donde d corresponde a la partícula producto ó dispersada, r corresponde al núcleo en retroceso y Q representa la energía de excitación interna y/ o cinética de los núcleos resultantes.

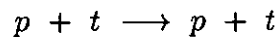
Todas las reacciones nucleares son gobernadas por los siguientes principios: la conservación de la carga eléctrica, la conservación de la energía total, la conservación del momento lineal, la conservación del momento angular, la conservación del número bariónico y conservación de

4CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS EN REACCIONES NUCLEARES.

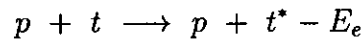
la CPT.

En general podemos clasificar las reacciones nucleares como:

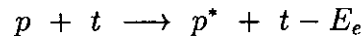
a) Dispersión elástica: Cuando la naturaleza y el estado interno de los núcleos iniciales y finales son los mismos, por lo que $p = d$, $t = r$ y $Q = 0$.



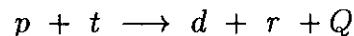
b) Dispersión inelástica : Cuando $p = d$ y $t = r$, sin embargo el estado interno de alguno (o de los dos) a cambiado quedando en un estado excitado, entonces se tiene un valor de $Q < 0$, que representa la energía de excitación (E_e) del (o los) núcleo (s) resultante (s). En este caso la energía cinética disponible después de la dispersión es menor que en el caso de una dispersión elástica.



ó



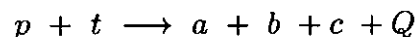
c) Rearreglo : Cuando hay intercambio de nucleones entre el blanco y el proyectil y por lo tanto se forman nuevos núcleos, lo que implica que $p \neq d$ y $t \neq r$.



d) Captura: Cuando el proyectil y el blanco se colapsan formando un sólo núcleo, generalmente en estado excitado, por lo que para volver a su estado base emite uno o más fotones (rayos γ).



e) Fragmentación: Cuando al interactuar el proyectil y el blanco se producen más de dos partículas finales.



En un mismo experimento se pueden tener al mismo tiempo todos estos tipos de reacciones, cada una de ellos define lo que se llama un *canal de reacción*. La probabilidad de que tenga lugar un canal de reacción particular, está dada por la sección eficaz, por lo tanto este será el punto a tratar en la siguiente sección, así como la forma en que se obtiene su valor de forma experimental.

1.2 Sección eficaz diferencial.

Cuando se tiene una reacción nuclear es importante saber cual es la probabilidad de que determinado canal de reacción ocurra. Para determinar dicha probabilidad se introduce el concepto de sección eficaz, que a continuación se define.

Consideremos un haz de I_0 partículas por unidad de área y por unidad de tiempo, que inciden sobre un blanco que contiene N centros dispersores. Entonces, el número de η de partículas dispersadas por unidad de tiempo debe ser proporcional a I_0 y N . La constante de proporcionalidad es la sección eficaz σ , la cual posee dimensiones de área. Por lo tanto definimos la sección eficaz como

$$\sigma = \frac{\eta}{I_0 N}$$

La unidad de área que se utiliza para las secciones eficaces nucleares es el *barn* ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$).

Ahora bien si se toman en consideración tan sólo aquellos eventos que sean observados en nuestro detector, el cual, subtiende un ángulo sólido elemental $d\Omega$ y está ubicado en una dirección cuyos ángulos polares son (θ, φ) , se tiene que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ representa la probabilidad de observar dicha reacción en ese ángulo sólido (sección eficaz diferencial). Si dicho proceso es independiente del ángulo azimutal (es decir que no hay polarización) respectó a la dirección del haz incidente se tiene que $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ es sólo función de θ . Por lo tanto como $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\varphi$ se tiene que

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta$$

6CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS EN REACCIONES NUCLEARES.

Esta ecuación da el valor de la sección eficaz total como función de la sección eficaz diferencial, y la magnitud $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ da la distribución angular del canal considerado. La sección eficaz diferencial tiene unidades de área por ángulo sólido, por lo tanto se le expresa en *barn* sobre *steradian*.

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

$$\frac{d\sigma(\theta_l)}{d\Omega_l} \sin(\theta_l) d\theta_l = \frac{d\sigma(\theta_{cm})}{d\Omega_{cm}} \sin(\theta_{cm}) d\theta_{cm}$$

Para obtener la sección eficaz diferencial a partir de datos experimentales, primero se debe identificar el canal de interés, por lo que el equipo de detección debe contar con la resolución adecuada en ángulo sólido y energía, de tal forma, que exista una clara identificación (en el espectro de energía y masa) de aquellos eventos que correspondan a la reacción a estudiar. El número de partículas acumulado para distintos ángulos de dispersión es proporcional de la sección eficaz diferencial.

Esta cantidad debe de ser normalizada apropiadamente, y un método común de hacerlo es compararla con el número de partículas registrado por una referencia (esta puede ser otro detector o mediante otro blanco cuya sección eficaz sea bien conocida). El hecho de utilizar esta referencia se justifica en que el número I de núcleos dispersados por un blanco de espesor t , sobre el que inciden I_o partículas y que contiene N_v centros dispersores por unidad de volumen es :

$$I = \sigma(\theta) I_o N_v t$$

por lo tanto el número de partículas dispersadas en un ángulo sólido unitario $d\Omega$ (figura 1.1) es

$$dI(\theta) = I_o N_v t d\Omega \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \quad (1.2)$$

en el caso de la referencia tenemos que

$$dI(\theta_{ref}) = I_o N_{v\ ref} t_{ref} d\Omega_{ref} \frac{d\sigma(\theta_{ref})}{d\Omega_{ref}} \quad (1.3)$$

donde $\frac{d\sigma(\theta_{ref})}{d\Omega_{ref}}$ es una sección eficaz diferencial conocida (regularmente la sección diferencial de Rutherford), $N_{v\ ref}$ es el número de centros dispersores por unidad de volumen del blanco de espesor t_{ref} cuya sección es conocida.

La cantidad de partículas incidentes I_o es la misma en la ecuación 1.2 y 1.3 siempre y cuando las cuentas se acumulen simultáneamente. Por lo tanto si dividimos la ecuación 1.2 entre la 1.3 tenemos que

$$\frac{dI(\theta)}{dI(\theta_{ref})} = \frac{d\Omega N_v t}{d\Omega_{ref} N_{v\ ref} t_{ref}} \frac{\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}}{\frac{d\sigma(\theta_{ref})}{d\Omega_{ref}}}$$

que se puede reescribir como

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = A \frac{dI(\theta)}{dI(\theta_{ref})}$$

con

$$A = \frac{d\Omega_{ref} N_{v\ ref} t_{ref}}{d\Omega N_v t} \frac{d\sigma(\theta_{ref})}{d\Omega_{ref}}$$

ya que A es una constante, tenemos que la sección eficaz diferencial es proporcional al cociente del número de partículas dispersadas entre el número de partículas de referencia. El valor de la sección eficaz absoluta se obtiene al multiplicar por el valor de A^1 , que esta dada por la última expresión.

Una vez que se obtiene la sección eficaz diferencial experimental, ésta se puede comparar con la sección eficaz diferencial que predicen los diversos modelos de reacciones nucleares. La forma específica en que se realizan los cálculos se discute en la siguiente sección.

¹Otra de las ventajas de este método es que además obtener la constante de normalización absoluta, se pueden corregir deficiencias de conteo atribuibles a la eficiencia de detección.

10CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS EN REACCIONES NUCLEARES.

$$\psi(r) \longrightarrow e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (1.10)$$

donde $\vec{k} = \vec{P}/\hbar$ y θ y ϕ son el ángulo polar y azimutal respectivamente. A la función $f(\theta, \phi)$ se le llama la amplitud de dispersión.

Si se calcula la densidad de corriente de probabilidad de la onda incidente

$$J_{inc} = \frac{\hbar}{2\mu i} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) = \frac{\hbar k}{\mu} = v \quad (1.11)$$

donde v es la velocidad relativa entre las partículas. Para la onda dispersada tenemos que la corriente de probabilidad que pasa por un área $r^2 d\Omega$ es

$$\begin{aligned} |J_{disp}| r^2 d\Omega &= \frac{\hbar}{2\mu i} \left[f^* \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(f \frac{e^{ikr}}{r} \right) - f \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(f^* \frac{e^{-ikr}}{r} \right) \right] r^2 d\Omega \\ &= |v| |f(\theta, \phi)|^2 \quad \text{si } r \longrightarrow \infty \end{aligned} \quad (1.12)$$

Recordando la definición de sección eficaz diferencial y pensando ahora en términos de densidades de corriente de probabilidad, tenemos que la sección eficaz diferencial puede ser puesta como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Corriente de probabilidad dispersada en un ángulo sólido } d\Omega}{\text{corriente de probabilidad incidente}}$$

Por lo tanto, de las expresiones 1.11 y 1.12 se tiene que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \phi)|^2 \quad (1.13)$$

Esto implica que, para poder estimar la sección eficaz diferencial, basta con calcular el valor de $f(\theta, \phi)$. Un método para hacer esto, es de ondas parciales, que a continuación se describe.

1.4 Ondas Parciales.

La ecuación 1.9 escrita en coordenadas esféricas tiene la forma

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r^2} (r) \right) + \frac{\hat{L}^2 + V(r)}{2\mu r^2} \right] \psi(r, \theta, \phi) = E\psi(r, \theta, \phi)$$

escogiendo como el eje Z el ángulo de incidencia del haz sobre el blanco y suponiendo que no hay efectos debidos al espín o de polarización, el operador \hat{L} se vuelve una constante de movimiento y la solución al problema de valores propios se puede escribir en términos de los polinomios de Legendre $P_l(\cos\theta)$, en particular se tiene que

$$\hat{L}^2 P_l(\cos\theta) = \hbar(l+1)l P_l(\cos\theta)$$

donde l es un entero no negativo. Por lo tanto la función de onda $\psi(r, \theta)$ puede ser escrita como

$$\psi(r, \theta) = \frac{1}{kr} \sum (2l+1) i^l U_l(r) P_l(\cos\theta) \quad (1.14)$$

donde la función $U_l(r)$ es una solución a la ecuación

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{(l+1)l}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) + k^2 \right) U_l = 0 \quad (1.15)$$

Esta ecuación en su forma asintótica se escribe como

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2 \right) U_l = 0 \quad \text{con } r \rightarrow \infty \quad (1.16)$$

la solución a esta última ecuación, en general, es una función trigonométrica del tipo $a \sin(kr + \alpha)$, pero como la forma asintótica de la función de onda 1.15 debe de reducirse a una onda plana, es conveniente escribir la solución de la ecuación 1.14 como

$$\begin{aligned} U_l &\rightarrow a_l \sin \left(kr + \frac{\pi l}{2} + \delta_l \right) \\ &= \frac{a_l}{2i} \left(i^{-l} e^{i\delta_l} e^{ikr} - i^l e^{-i\delta_l} e^{-ikr} \right) \end{aligned} \quad (1.17)$$

12CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS EN REACCIONES NUCLEARES.

$$= a_l \left[\cos(\delta_l) \operatorname{sen} \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) + \operatorname{sen}(\delta_l) \cos \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) \right] \quad (1.18)$$

donde δ es un corrimiento de fase, debido a la presencia del potencial $V(r)$.

Por otra parte, utilizando la identidad

$$e^{ikr \cos\theta} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l J_l(kr) P_l(\cos\theta) \quad (1.19)$$

donde $J_l(kr)$ son las funciones esféricas de Bessel, cuya forma asintótica es

$$J_l(kr) \rightarrow \frac{\operatorname{sen}(kr - \frac{\pi l}{2})}{kr} = i^{-l} \frac{e^{ikr} - (-1)^l e^{-ikr}}{2ikr} \quad (1.20)$$

Dado que los $P_l(\cos\theta)$ forman un conjunto completo, la amplitud de dispersión puede ser expresada como

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos\theta) \quad (1.21)$$

para encontrar los coeficientes f_l se utilizan las ecuaciones 1.19 y 1.20. Sustituyendo las ecuaciones 1.19, 1.20 y 1.21 en la ecuación 1.10 se tiene

$$\psi(r, \theta) \rightarrow \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left[(-1)^{l+1} \frac{e^{-ikr}}{r} + (1 + 2ik f_l) \frac{e^{ikr}}{r} \right] P_l(\cos\theta) \quad (1.22)$$

sustituyendo ahora la expresión 1.17 en la ecuación 1.14 se llega a

$$\psi(r, \theta) \rightarrow \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l \left[(-1)^{l+1} e^{-i\delta_l} \frac{e^{-ikr}}{r} + e^{i\delta_l} \frac{e^{ikr}}{r} \right] P_l(\cos\theta) \quad (1.23)$$

Dado que las formas asintóticas 1.22 y 1.23 deben de ser iguales, esto se logra sólo si

$$1 = a_l e^{-i\delta_l} \quad (1.24)$$

y

$$1 + 2ik f_l = a_l e^{i\delta_l} \quad (1.25)$$

despejando el valor de las a_l de la ecuación 1.24 y sustituyéndolo en 1.25

$$f_l = \frac{1}{2ik} (e^{i2\delta_l} - 1) = \frac{1}{k} e^{i\delta_l} \text{sen}(\delta_l) \quad (1.26)$$

sustituyendo los valores de las f_l en la ecuación 1.21 se encuentra el valor de $f(\theta)$

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{i2\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta)$$

y por lo tanto la sección eficaz diferencial puede ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \sum_{l,l'=0}^{\infty} (2l+1)(2l'+1) (e^{i2\delta_l} - 1) (e^{-i2\delta_{l'}} - 1) P_l(\cos\theta) P_{l'}(\cos\theta)$$

Esta última ecuación implica que para conocer la amplitud de dispersión y por ende la sección eficaz diferencial se necesitan calcular los corrimientos de fase δ_l .

Para hacer esto, primero se resuelve la ecuación 1.15 con la condición

$$U_l(0) = 0 \quad U_l'(0) \neq 0$$

en donde la prima denota la operación de derivar respecto de r .

14CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS EN REACCIONES NUCLEARES.

Si se forma la derivada logarítmica de la función U ² y se evalúa en un punto a ³, se define la cantidad D como

$$D_l = \frac{U_l'}{U_l} \Big|_{r=a} \quad (1.27)$$

Después se resuelve la ecuación radial en la zona en la que el potencial se considera casi cero ($r \geq a$) por lo que tenemos la ecuación

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{(l+1)l}{r^2} + k^2 \right) U_l = 0$$

la solución a esta ecuación son las funciones de Bessel J_l y de Neumann η_l [MO54]. Por lo que la solución U_l se puede escribir como

$$\frac{U_l(kr)}{kr} = b_l J_l(kr) + c_l \eta_l(kr) \quad (1.28)$$

La forma asintótica de estas funciones es

$$J_l(kr) = \frac{1}{kr} \operatorname{sen} \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right)$$

$$\eta_l(kr) = \frac{1}{kr} \operatorname{cos} \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right)$$

por lo que la forma asintótica de U_l es

$$U_l \longrightarrow b_l \operatorname{sen} \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) + c_l \operatorname{cos} \left(kr - \frac{\pi}{2} l \right) \quad (1.29)$$

comparando esta expresión con la expresión 1.18 se llega a que

$$b_l = a_l \operatorname{cos}(\delta_l)$$

$$c_l = a_l \operatorname{sen}(\delta_l)$$

²En este trabajo se utilizó la definición dada en las referencias [FR96] y [NE66], aunque algunos autores [ME61] [SA95] definen la derivada logarítmica como rU'/U .

³cuyo valor es lo suficientemente grande como para suponer que es válida la solución asintótica

por lo que la expresión 1.28 se puede escribir como

$$\frac{U_l}{kr} = a_l \left[\cos(\delta_l) J_l(kr) + \operatorname{sen}(\delta_l) \eta_l(kr) \right]$$

utilizando esta última expresión, se puede escribir la derivada logarítmica como

$$D_l = \frac{\cos(\delta_l) [r J_l(kr)]'_{r=a} + \operatorname{sen}(\delta_l) [r \eta_l(kr)]'_{r=a}}{\cos(\delta_l) a J_l(ka) + \operatorname{sen}(\delta_l) a \eta_l(ka)}$$

donde la prima significa derivar respecto de r . Además esta derivada logarítmica debe tener el mismo valor que la ecuación 1.27. Por lo que se puede despejar el valor de δ_l .

$$\tan(\delta_l) = - \frac{[r J_l(kr)]'_{r=a} - D_l a J_l(ka)}{[r \eta_l(kr)]'_{r=a} - D_l a \eta_l(ka)} \quad (1.30)$$

Ya que son pocos los potenciales para los que la ecuación 1.15 puede ser resuelta de forma analítica, se utilizan métodos numéricos para calcular los valores de D_l . Por lo tanto los valores de δ_l (y por ende de la sección eficaz) dependen de la forma que se proponga de $V(r)$ ⁴.

En este sentido, en 1949, S. Fernbach resaltó la semejanza existente entre la dependencia angular de la sección eficaz diferencial para la dispersión elástica de neutrones [FE49] y la dispersión de la luz por una esfera semitransparente refractiva. Dada la analogía con el problema de óptica, Fernbach propuso un potencial complejo (equivalente a proponer un índice de refracción complejo en el caso óptico), que al ser utilizado en los cálculos describía las características generales de la dispersión. Este fue, el primer antecedente de lo que se conocería como el modelo óptico de reacciones nucleares.

1.5 Modelo óptico.

A finales de los años cuarenta y principios de los cincuenta, experimentos de dispersión elástica de neutrones por diferentes blancos (aluminio, litio, plomo, uranio y magnesio entre otros), mostraron que, a

⁴En particular en la referencia [ME61] se discute el problema para un potencial Coulombiano.

pesar de la diferente estructura entre cada uno de los blancos, era posible describir las secciones eficaces elástica y la no elástica, utilizando parámetros muy generales, tales como, el radio de los núcleos. Con estos antecedentes, H. Feshbach en 1954 propone un modelo [FE54] para reacciones nucleares con neutrones, modelo que da lugar a lo que hoy se conoce como el modelo óptico para reacciones nucleares.

El modelo óptico (que es el más simple de todos los modelos de reacciones nucleares), representa la interacción de dos núcleos en términos de un potencial. Este potencial $U(r)$ debe ser tal que pueda tomar en cuenta absorción del sistema, el caso análogo en óptica sería el de la absorción de la luz por cuerpos opacos, donde parte de la luz es absorbida; en óptica ésto se logra introduciendo un índice de refracción complejo. Siguiendo la analogía, uno de los requerimientos del potencial óptico es que sea complejo, es decir de la forma $U(r) = V(r) + iW(r)$. En este caso el término real representa la interacción nuclear promedio y contiene la información del canal elástico. El término imaginario contiene la información acerca de la absorción del sistema, es decir sobre todos los canales de reacción diferentes al elástico. Si la absorción del sistema es débil, es decir que $W \ll V$, el término real determinará la dependencia angular de la sección eficaz, mientras el imaginario afecta la magnitud de la dispersión elástica.

1.5.1 El potencial óptico.

Si un núcleo incidente p (por el momento lo consideramos sin estructura) interacciona con un núcleo blanco b a través de un potencial $u(r_{pb})$ donde $r_{pb} = |\vec{r}_p - \vec{r}_b|$ es la distancia entre ellos, entonces el potencial total que se establece entre p y b es

$$U(\vec{r}_p) = \int \rho(\vec{r}_b) u(r_{pb}) d\vec{r}_b$$

donde $\rho(\vec{r}_b)$ es la densidad de los nucleos que interaccionan y \vec{r}_b es el vector de posición del nucleo b .

Esta expresión es conocida, de hecho, si se sustituye $u(r_{pb})$ por el potencial coulombiano y $\rho(\vec{r}_b)$ por una distribución de carga, entonces

$U(\vec{r}_p)$ es el potencial de electrostático. Si se considera que p tiene estructura, es decir que tiene una distribución de carga, la ecuación anterior se reescribe como

$$U(r_{pb}) = \int \int \rho_b(\vec{r}_b) \rho_p(\vec{r}_p) u(r_{pb}) d\vec{r}_p d\vec{r}_b$$

En el caso específico del potencial nuclear, se han hecho propuestas de interacciones efectivas entre nucleón-nucleón ⁵ y las densidades ρ_p y ρ_b son las densidades de distribución de materia nuclear. Dado que en las interacciones efectivas se utilizan funciones reales, esta propuesta de potencial sólo puede ser utilizada para la parte real del potencial óptico.

Otra manera de determinar la forma del potencial, es proponer una función que contenga parámetros, los cuales se varían hasta encontrar el "mejor acuerdo" ⁶ entre los valores experimentales y los valores calculados de la sección eficaz diferencial. En este caso el potencial óptico se escribe como $U(r) = -Vf(r, R_v, a_v) + iWf(r, R_w, a_w)$. Donde $f(r, R, a)$ es llamada factor de forma. Uno de los factores de forma más frecuentemente utilizados es el factor de Woods-Saxon ⁷

$$f(r, R, a) = \frac{1}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}$$

en donde los parámetros del potencial óptico a ajustar son V, W, R_v, R_w, a_v y a_w .

En la figura 1.1 se muestra una gráfica del factor de forma WoodsSaxon. Cabe resaltar las siguientes características: a representa la difusividad, es decir el intervalo de r en el cual el valor de la función cambia desde

⁵Este tipo de potenciales son conocidos como de doble convolución, en la referencia [SA79] se hace un estudio detallado de ellos y sus aplicaciones a dispersión elástica.

⁶Entiéndase por "mejor acuerdo" al mínimo valor que se encuentre de la cantidad $\chi^2 = \frac{(\text{Valor experimental} - \text{Valor teórico})^2}{\text{Error experimental}}$.

⁷Este factor de forma tiene su origen en la distribución de masa nuclear, medida a partir de dispersión elástica de electrones con diversos blancos.

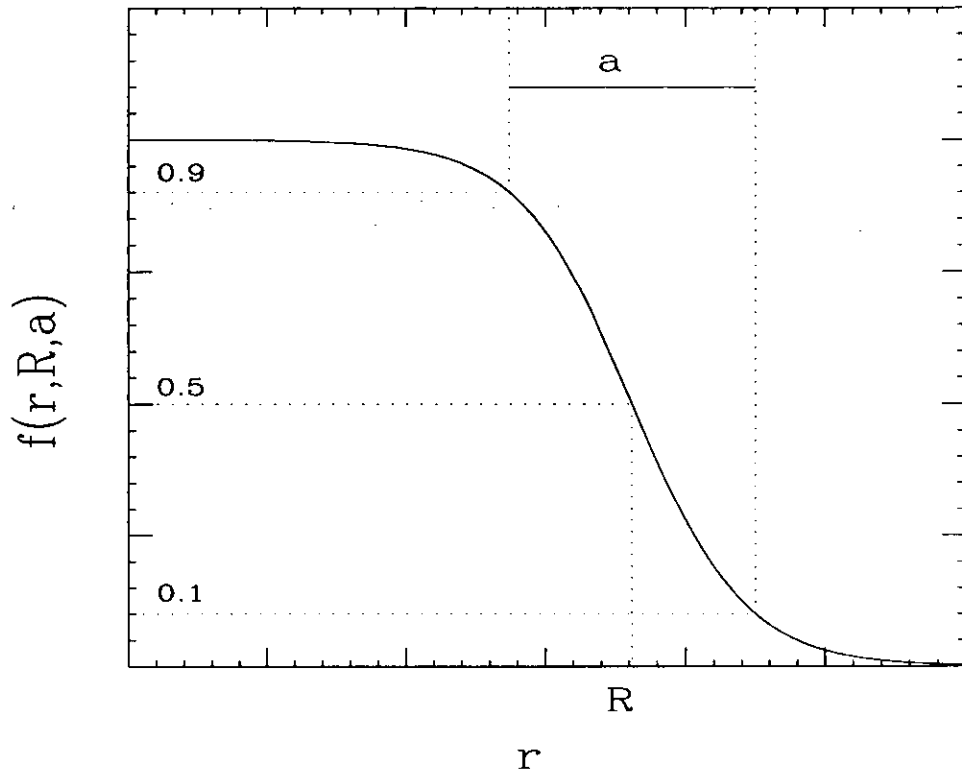


Figura 1.1: Gráfica del factor de forma Wood-Saxon

un 90% hasta un 10%. En el punto $r = R$ el valor de la función es la mitad del valor al centro (es decir cuando $r = 0$).

La determinación de los parámetros del potencial óptico no está libre de ambigüedades, sin embargo, una de las guías a seguir es la “continuidad”, es decir, al ser el modelo óptico un modelo de campo medio, se requiere que el potencial óptico deba cambiar suavemente para cambios pequeños en el sistema. Por ejemplo, para un mismo proyectil a una misma energía de bombardeo no se esperan grandes cambios en el potencial si se utilizan blancos con masa parecida.

Esto introduce limitaciones en la aplicación del modelo óptico, ya que éste no puede ser aplicado para describir datos en los que se observan rápidas variaciones con la energía (por ejemplo en el caso de

resonancias).

En cuanto a las ambigüedades encontradas en la determinación de los parámetros del potencial, las más comunes son del tipo continuo, su origen radica en la absorción del sistema, ya que si ésta es alta, no es posible obtener información de la forma de potencial en el interior del sistema blanco-proyectil, es decir a distancias menores que $(A_p^{1/3} + A_b^{1/3})R_o$ fm. Se encuentra entonces que manteniendo constante al producto VR_o se puede tener ajustes equivalentes ⁸ [IG59].

Otro tipo de ambigüedades son las llamadas "ambigüedades discretas", esto es, cuando se puede ajustar un conjunto de datos experimentales con más de un potencial, pero no es posible transformar uno en otro a través de modificaciones continuas que mantengan la calidad del ajuste. Este tipo de ambigüedad fue explicado por Drisko y Satchler [DR63], su origen radica en que, para un corrimiento de fase δ_1 (calculado a partir de un potencial V_1), se pueda encontrar un corrimiento δ_2 (calculado a partir de V_2) tal que $\delta_2 = \delta_1 + n\pi$ con n un número entero positivo.

Una pregunta que surge es ¿Qué tan bien se puede determinar la forma del potencial a partir de datos experimentales? En un principio se pensó que no se podría obtener mucha información acerca de la forma del potencial y que se ésta se limitaría a conocer sólo sobre el tamaño del sistema, sin embargo, a mediados de los años 70 [GO74], Golbert mostró que para la dispersión elástica de iones ligeros (en particular partículas alfa) si se medía la sección eficaz diferencial cubriendo un intervalo angular tan amplio como lo permitieran las condiciones experimentales, se podría llegar a una región angular en la cual, la sección eficaz tiene información de la región interna del sistema, lo que impone restricciones que logran determinar en forma no ambigua los valores de los parámetros a ajustar. En 1976 Knoll [Kn76] utilizando modelos semiclásicos (en especial el método WKB aplicado a potenciales complejos) explica y muestra que aún para iones pesados, la aparición de fenómenos refractivos⁹ es lo que logra restringir la forma de las posibles

⁸un valor de χ^2 parecido.

⁹En este caso se piensa ahora en el modelo óptico como una esfera translúcida

soluciones. Para comprender un poco mejor lo anterior se discutirán algunas de las características de las secciones eficaces diferenciales para iones ligeros y algunos no tan ligeros¹⁰.

1.6 Características de la dispersión elástica de iones pesados-ligeros.

En principio es posible estudiar y analizar la sección eficaz para cualquier canal de reacción, en particular la dispersión elástica a pesar de ser la más simple, ha llegado a ser una herramienta útil en el entendimiento del núcleo¹¹. Dado que el principal interés se encuentra en el estudio de la forma del potencial nuclear, se busca una manera de presentar los resultados de tal forma que la interacción debida al potencial nuclear sea resaltada respecto a la interacción debida al potencial coulombiano. Es por esto que, los datos de la sección eficaz diferencial se presentan normalizados por la sección de Rutherford, ya que las desviaciones, respecto de los cálculos hechos con la fórmula de Rutherford, son debidas principalmente a la interacción nuclear. Estas secciones eficaces normalizadas se denomina simplemente distribuciones angulares (figura 1.2).

Aunque la descripción cuantitativa correcta debe de hacerse en términos de la mecánica cuántica, la longitud de onda pequeña asociada a la dispersión de iones pesados ligeros, hace posible que una descripción semiclásica, que si bien cuantitativamente no es exacta, nos ayuda ha entender con claridad algunas de las principales características que presentan las distribuciones angulares.

Si se considera a la ecuación de Schrödinger como una ecuación de partícula, en el límite semiclásico la descripción de la dispersión se aproxima a la mecánica clásica y uno puede hablar de trayectorias y

que permite pasar la luz por su interior y no como una esfera opaca.

¹⁰Se ha dado por llamar iones *pesados-ligeros* a este tipo de iones, ($A \sim 16$).

¹¹Por ejemplo, la existencia del núcleo tuvo su confirmación con las medidas de dispersión elástica hechas por Rutherford.

1.6. CARACTERÍSTICAS DE LA DISPERSIÓN ELÁSTICA DE IONES PESADOS-LIGEROS.21

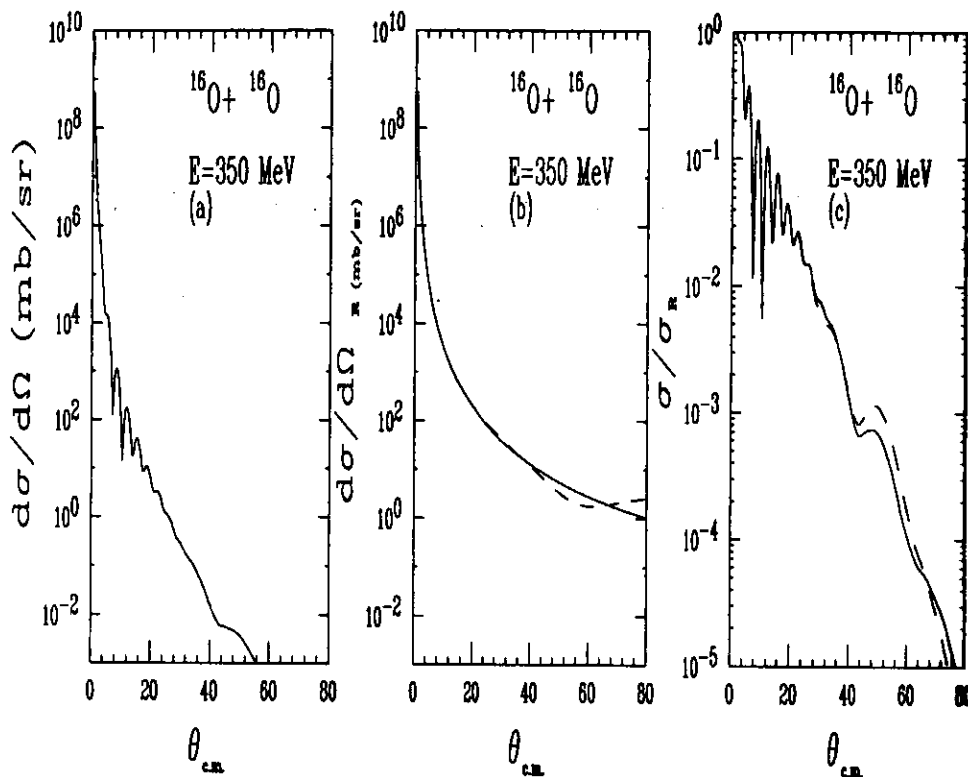


Figura 1.2: (a) Sección eficaz diferencial calculada considerando únicamente el potencial coulombiano. (b) Sección eficaz calculada considerando la presencia del potencial nuclear. (c) Cociente entre la sección (a) y (b); los efectos debidos al potencial nuclear son más claros.

parámetros de impacto. Si uno trata a la ecuación de Schrödinger como una ecuación de onda, la descripción se aproxima a la de la óptica y se habla entonces de índices de refracción; es decir las descripciones con mecánica de partículas u ondulatoria están relacionadas en una visión semiclassical asociando la trayectoria de una partícula con una onda parcial.

La aproximación WKB para la ecuación de Schrödinger de una partícula es usada para obtener la función de onda como una suma de términos semiclassicals, cada uno de ellos correspondiendo a una trayectoria clásica diferente. En el caso de reacciones nucleares de iones pesados-ligeros, la

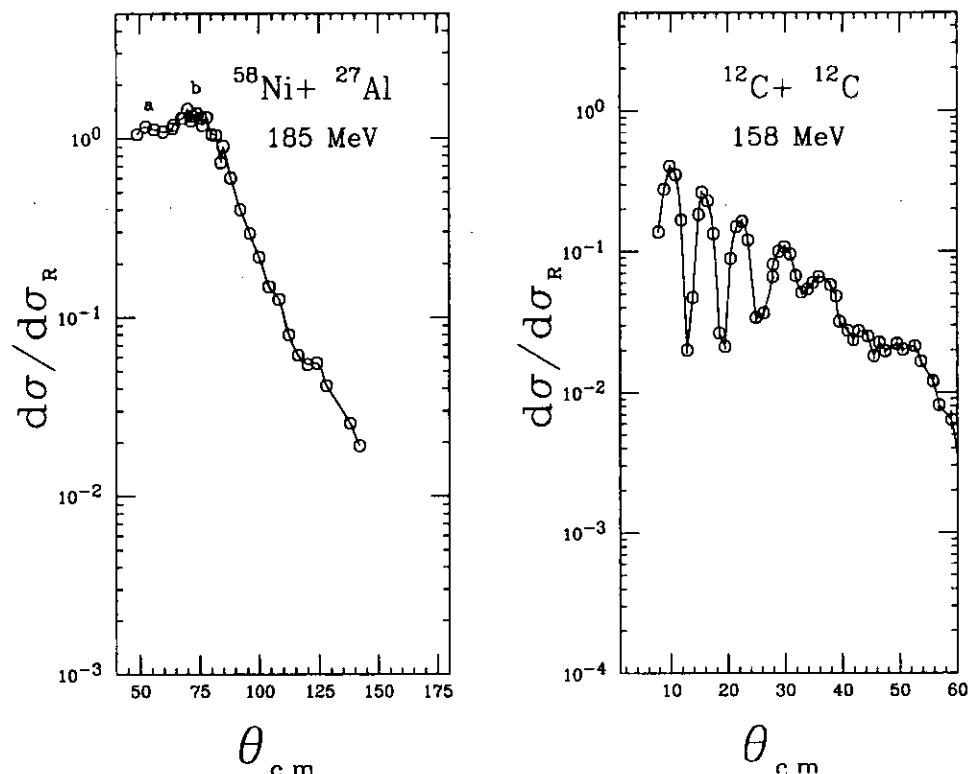


Figura 1.3: (a) Distribución angular tipo Fresnel. (b) Distribución angular tipo Fraunhofer.

aproximación WKB se generaliza a potenciales o índices de refracción complejos y de esa forma, considerar la absorción de los sistemas, donde las soluciones complejas describen fenómenos de interferencia y absorción que se observan en las distribuciones angulares [KN76].

Los fenómenos de interferencia que se presentan en las distribuciones angulares se pueden comparar con los que se presentan en óptica, por lo que se ha usado la misma denominación para nombrarlos, es decir las distribuciones angulares presentan patrones difractivos de Fresnel y de Fraunhofer. La figura 1.3 nos muestra ejemplos de distribuciones angulares que presentan dichos patrones.

Para explicar estos patrones primero se discutirán los patrones de Fres-

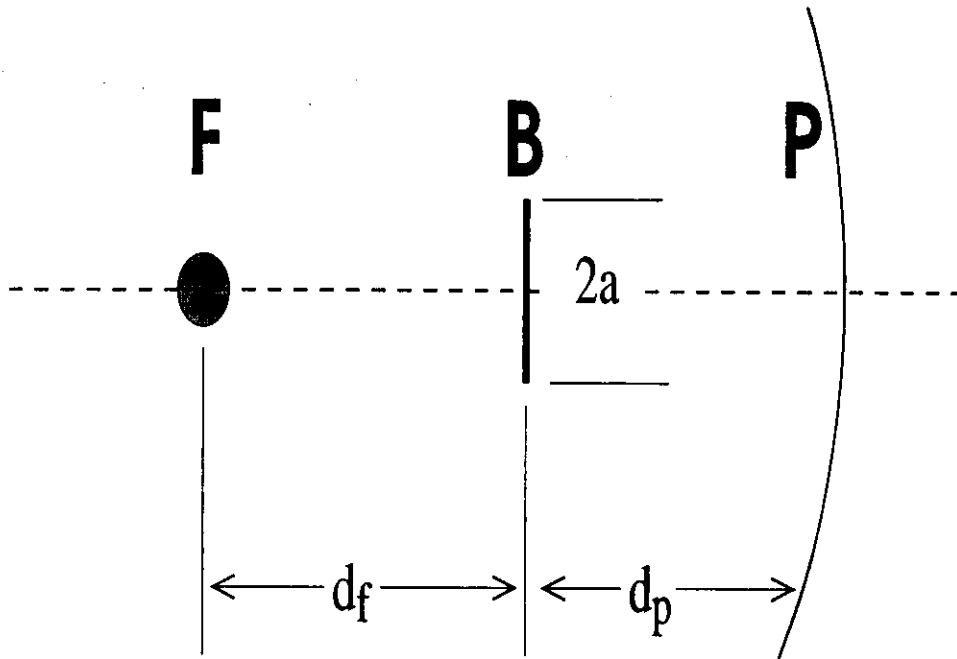


Figura 1.4: Esquema de la configuración fuente-objeto- pantalla.

nel y Fraunhofer desde el punto de vista de la óptica clásica y posteriormente se discute el caso de la dispersión entre partículas cargadas.

1.6.1 Difracción en Óptica.

Como se mencionó anteriormente, en la óptica clásica se han clasificado los patrones de difracción en dos tipos, Fresnel y Fraunhofer. La diferencia entre uno y otro depende de las posiciones relativas de la fuente, el obstáculo y el punto de observación. La condición básica para la aparición de este fenómeno [HE86], es que la longitud de onda λ sea pequeña comparada con la dimensión lineal del objeto-obstáculo a . Si $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda, se tiene que la condición para que exista difracción es :

$$ka \gg 1$$

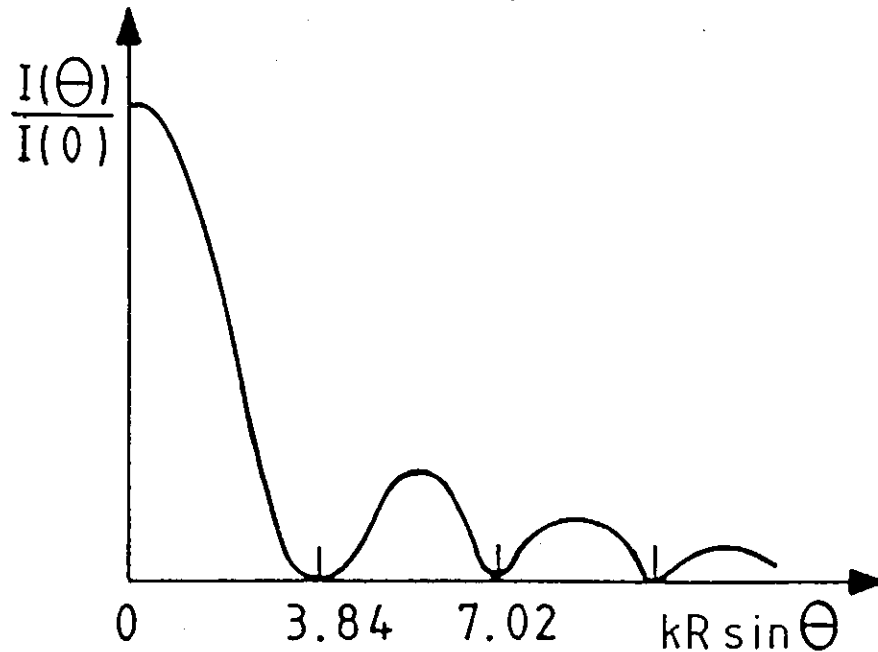


Figura 1.5: Patrón de difracción tipo Fraunhofer.

Un patrón de difracción se caracteriza por la cantidad ka^2/d donde d es la menor de las distancias entre d_f (distancia entre el objeto y la fuente luminosa) y d_p (distancia entre el objeto y la pantalla) la figura 1.4 nos muestra un esquema del arreglo.

Se dice que se tiene un patrón de difracción de Fraunhofer cuando la fuente f y la pantalla p se encuentra muy alejados (infinito) del objeto. Entonces se cumple con que

$$\frac{ka^2}{d} \ll 1$$

En el caso particular de un patrón de difracción generado por una apertura circular, la distribución de intensidad $I(\theta)$ en la pantalla p esta descrita por la siguiente expresión [FR85]

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \left[\frac{2J_1(ka \operatorname{sen}(\theta))}{ka \operatorname{sen}(\theta)} \right]^2 \quad (1.31)$$

donde J_1 es la función de Bessel de primer orden. La figura 1.5 nos muestra la gráfica de la expresión 1.31. Nótese como para ángulos pequeños existe un máximo absoluto seguido por una serie de máximos que conforme aumenta el ángulo tienden a decrecer.

Si la fuente f o la pantalla p se encuentran a una distancia finita del objeto y se cumple con la condición

$$\frac{ka^2}{d} \approx 1$$

en este caso, se tiene un patrón de difracción tipo Fresnel. Donde la difracción es generada principalmente por los extremos del objeto por lo que se considera que el patrón es generado por un plano de borde recto y la distribución de intensidades es descrita por la expresión¹² (ver figura 1.6)

$$I(x) = \frac{1}{2} I_0 \left\{ \left[\frac{1}{2} - C(x) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} - S(x) \right]^2 \right\} \quad (1.32)$$

con x definido como

¹²El tratamiento formal de la difracción de Fresnel y Fraunhofer es no trivial, y debe seguirse la formulación Fresnel-Kirchoff. En esta formulación lo que se plantea una superposición de ondas monocromáticas que dan origen a un campo eléctrico. El potencial eléctrico de cada una de las ondas son solución a una ecuación diferencial de Helmholtz, la cual se resuelve con la ayuda del Teorema de Green. Una discusión precisa y detallada se da en las referencias [FR85] [BO70]. Una derivación alternativa (desde el punto de vista de la dispersión elástica) se dan en la referencia [FR72]).

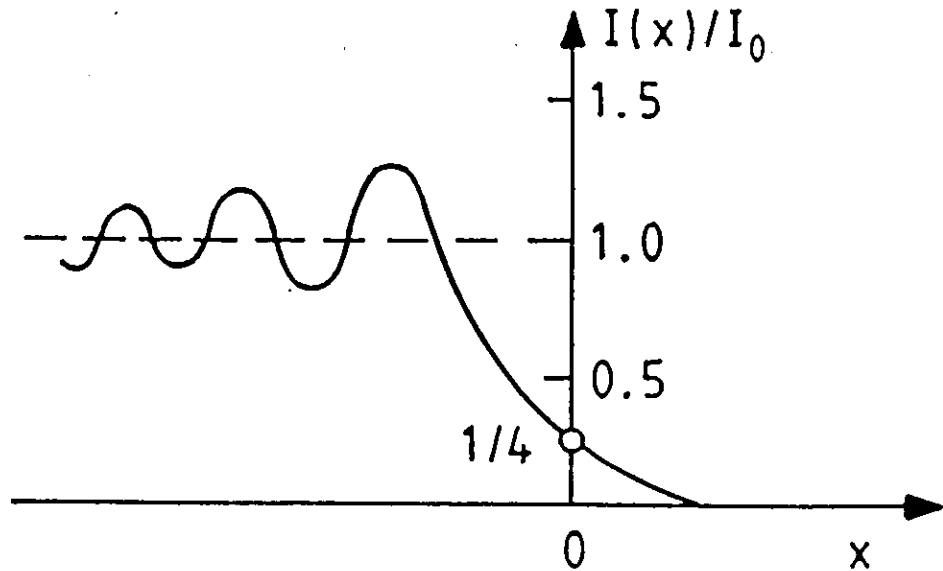


Figura 1.6: Patrón de difracción tipo Fresnel.

$$x = 2\sqrt{k d_f} \operatorname{sen} \left[\frac{1}{2}(\theta - \theta_{gr}) \right]$$

donde θ_{gr} es el ángulo que formar el haz, que toca una orilla del objeto, y el eje óptico. Las funciones $C(x)$ y $S(x)$ son las funciones de Fresnel.

$$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt$$

$$S(x) = \int_0^x \operatorname{sen}\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt$$

1.6.2 Difracción en la dispersión elástica.

En el caso de dispersión entre partículas cargadas podría pensarse que las distribuciones angulares deberían presentar características que corresponderían a un patrón de difracción tipo Fraunhofer, ya que la fuente luminosa (el último punto de enfoque del haz) y la pantalla (el detector) se encuentran a una distancia prácticamente infinita, comparada con las dimensiones del centro dispersor. Sin embargo en el caso de partículas cargadas (particularmente en el caso de iones pesados) la fuerza electrostática no puede ser despreciada. El campo Coulombiano modifica la trayectoria original, de tal forma que la distancia entre la fuente luminosa y la pantalla, está dada por $d = b/\text{sen}(\theta)$ donde b es el parámetro de impacto y θ es el ángulo de dispersión (ver figura 1.7). Si se considera que el núcleo es opaco, existirá un parámetro de impacto mínimo, y las trayectorias con menor b son absorbidas. Por lo tanto existirá un ángulo máximo de dispersión, después del cual, no se espera ninguna trayectoria, y por lo tanto el patrón de dispersión generado será el correspondiente, al de una fuente virtual ubicada en la posición

$$d = b_{gr}/\text{sen}(\theta_{max})$$

donde b_{gr} es el parámetro de impacto de la trayectoria rasante, y θ_{max} es el correspondiente ángulo de dispersión (figura 1.7).

Por lo tanto, si la interacción Coulombiana es muy fuerte y/o la energía cinética del proyectil no es muy grande, θ_{max} , puede tener valores considerables. Por lo tanto, la condición de Fraunhofer (distancia entre la fuente y el centro dispersor tendiente a infinito) no se cumple y se tiene entonces que la distribución angular debe de parecerse más a un patrón de difracción del tipo Fresnel. La figura 1.3(a) nos muestra un ejemplo de este tipo de comportamiento.

Si se define $l_{gr} = kb_{gr}$ entonces para observar un patrón de difracción tipo Fraunhofer se debe cumplir que $l_{gr}\text{sen}(\theta) \ll 1$. Mientras que para un patrón tipo Fresnel se tiene que $l_{gr}\text{sen}(\theta) \approx 1$.

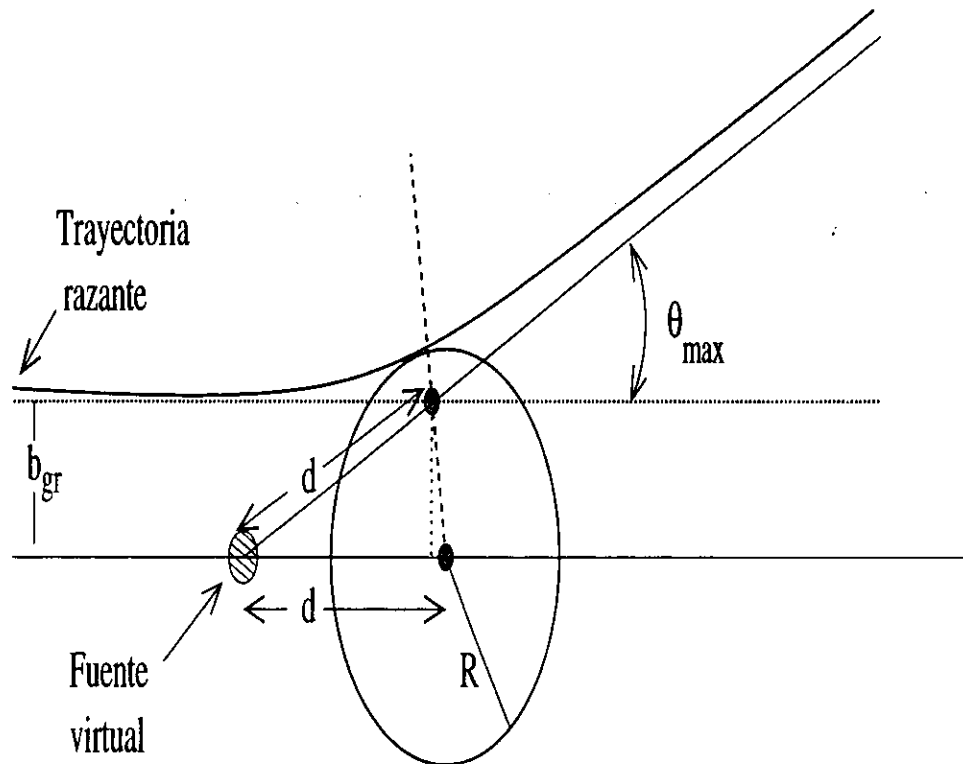


Figura 1.7: Esquema de la dispersión (clásica) entre dos partículas cargadas.

Otro parámetro que es útil para establecer cuando se efectúa la transición entre uno y otro régimen es el parámetro de Sommerfeld $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$, con e la carga del electrón, Z_1 y Z_2 los números atómicos del núcleo proyectil y blanco y v la velocidad del núcleo proyectil. Este parámetro nos da una idea de la razón entre la repulsión Coulombiana respecto a la energía cinética del proyectil. Para observar un patrón de Fraunhofer se debe de cumplir que $\eta \ll 1$, mientras que para observar un patrón Fresnel se necesita que $\eta \approx 1$.

En este caso se ha considerado al núcleo como un sistema opaco, además de que no se han tomado en cuenta los efectos del potencial atractivo nuclear, por lo que en la siguiente sección se amplía esta dis-

cusión.

1.6.3 Efectos refractivos en la dispersión elástica.

La visión de un núcleo opaco tuvo éxito en explicar las características que se observaban en las distribuciones angulares experimentales. Sin embargo una visión semiclásica que trata al núcleo como una esfera con cierto grado de transparencia, ha descrito con mayor éxito las características de las distribuciones angulares experimentales, ya que además de explicar las características conocidas en ese entonces (década de los sesentas y principios de los setentas) predijo otras, por ejemplo el arco iris nuclear (que se explica más adelante).

En la figura 1.8 se grafican los resultados de cálculos semiclásicos que nos muestran diversas trayectorias que corresponden a diferentes momentos angulares l y por ende a diferentes parámetros de impacto b . En la figura 1.9 se muestra la gráfica de la función de deflexión correspondiente, es decir el ángulo de dispersión θ en función de b .

Desde este punto de vista, el patrón de difracción de Fresnel se explica, suponiendo un núcleo semi-opaco y una energía de bombardeo no mucho mayor que la barrera Coulombiana de potencial. En esta condiciones, las trayectorias t_5, t_6, t_7, t_8 en la figura 1.8 no logran salir del núcleo, y sólo las trayectorias t_1, t_2, t_3, t_4 logran contribuir a la distribución angular. La trayectoria t_1 tiene un parámetro de impacto tal, que es el potencial Coulombiano, el que gobierna la interacción, entonces el ángulo de deflexión (figura 1.8) de esta trayectoria, depende básicamente de la carga eléctrica de los núcleos interactuantes. Conforme el parámetro de impacto disminuye, si sólo existiera la interacción electrostática, se esperaría que el ángulo de deflexión aumentaría; sin embargo debido al potencial atractivo nuclear, se alcanza un ángulo de deflexión máximo, llamado "ángulo de arco iris Coulombiano" θ_c ¹³. Si

¹³Entre mayor sea el potencial Columbian, ó menor sea la energía cinética del proyectil, el valor de θ_c será mayor.

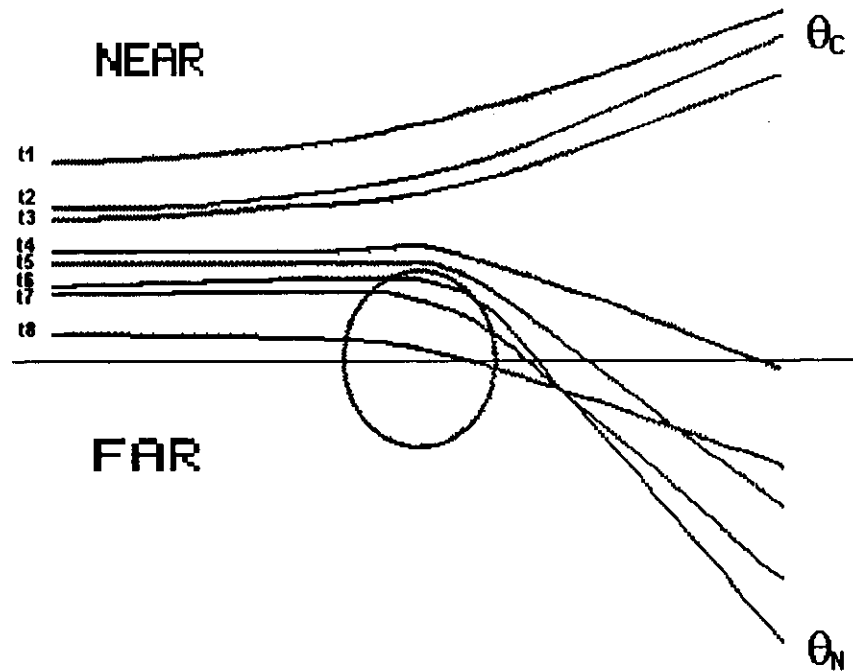


Figura 1.8: Esquema de trayectorias calculadas utilizando la aproximación WKB considerando el potencial coulombiano y nuclear, este último con factor de forma Woods-Saxon. El círculo marca el tamaño del sistema, es decir $1.2 (A_t^{1/3} + A_p^{1/3}) \text{ fm}$.

b sigue disminuyendo (trayectoria t3 y t4) se llega a un valor crítico b_{gr} (que corresponde a la trayectoria 5), a partir del cual, toda trayectoria con b menor penetrará en el sistema, y será absorbidas (trayectoria t6 a la t8). Por lo tanto, sólo las trayectorias con $b > b_{gr}$ interfieren entre sí y ocasionan oscilaciones como las que se observan en la distribución angular (por ejemplo puntos a y b en la figura 1.3(a)). Para ángulos mayores que θ_c no se espera que exista dispersión, por lo tanto la sección eficaz diferencial debería ser cero, sin embargo, debido a efectos cuánticos la sección no es completamente cero, y decae exponencialmente tal y como correspondería al patrón de difracción de

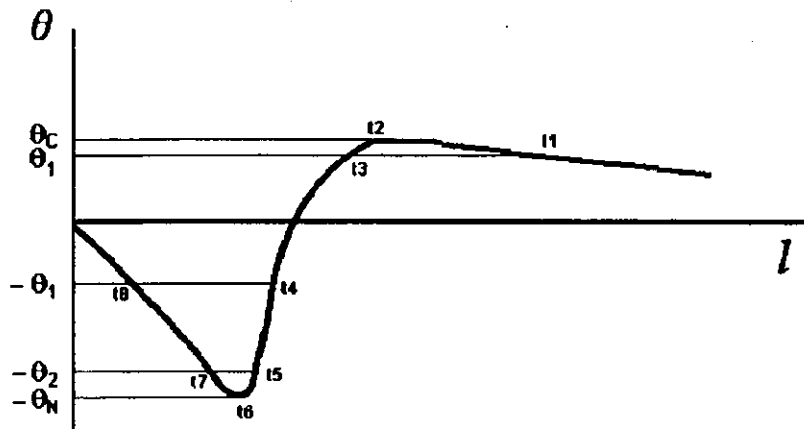


Figura 1.9: Esquema de la función de deflexión correspondiente a las trayectorias calculadas en la figura 1.8. θ_c y θ_N corresponden a los ángulos de arco iris coulombiano y nuclear respectivamente.

Fresnel (figuras 1.3(a) y 1.6).

Si la energía de las partículas incidentes es lo suficientemente alta, y considerando que existe cierta "transparencia" en el sistema, la distribución angular presentará características un poco diferentes a un simple patrón de difracción de Fraunhofer, generado por un sistema opaco. Esto debido a que trayectorias como la t_5 a la t_8 (que son de menor parámetro de impacto respecto a la trayectorias t_1 a t_4) al sentir el potencial nuclear atractivo, son desviadas a ángulos negativos ($-\theta_1$, $-\theta_2$ y $-\theta_N$). En algunos casos (t_5 , t_6 , t_7) los valores absolutos son mayores que θ_c . Debido a la saturación de la fuerza nuclear, se alcanza un valor mínimo (máximo, en términos del valor absoluto) θ_N llamado

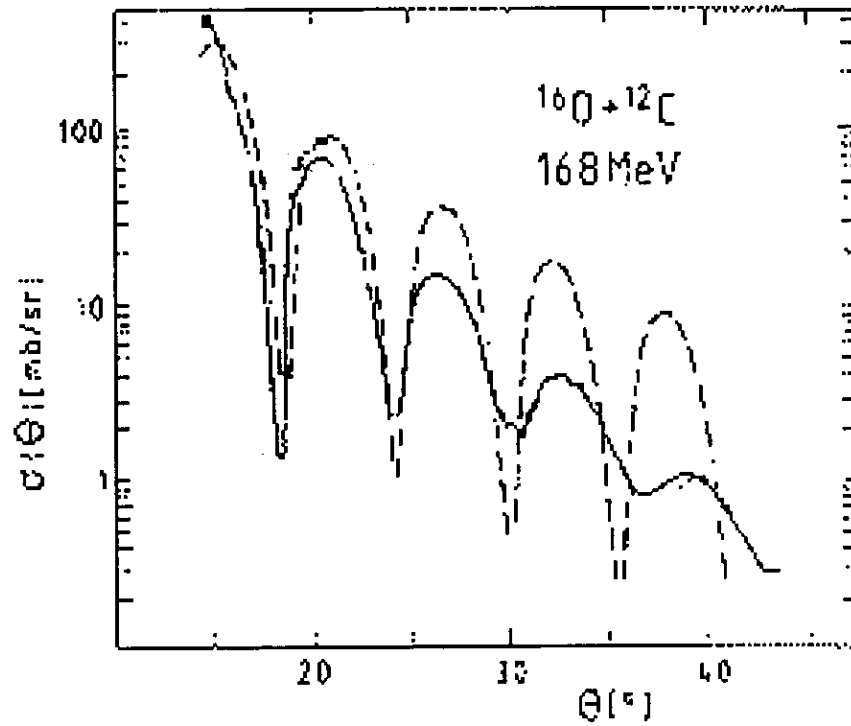


Figura 1.10: Comparación entre un patrón de Fraunhofer de un núcleo opaco (línea punteada) y de uno semi-transparente (línea continua). Figura tomada de la referencia [FR96].

“Angulo de arco iris nuclear” (t6)¹⁴.

De estas últimas trayectorias, algunas de ellas contribuyen al patrón de interferencia que se ha observado en algunas distribuciones angulares. En particular trayectorias como las t5 y t8 tienen un ángulo de reflexión, que en valor absoluto es igual al de las trayectorias t1 y t3, por lo tanto, t5 y t8 logran interferir con las trayectorias t1 y t3. El patrón de interferencia generado puede ser descrito como uno tipo Fraunhofer, aunque los mínimos no son tan pronunciados (ver figura

¹⁴El nombre se le da por el símil que existe entre este fenómeno y el que explica la formación del arco iris en la óptica clásica.

1.6. CARACTERÍSTICAS DE LA DISPERSIÓN ELÁSTICA DE IONES PESADOS-LIGEROS.33

1.10).

Dado que las trayectorias t8 y t4 provienen del lado opuesto a las trayectorias t1 y t3, se dice que las trayectorias t8 y t4 provienen del lado lejano (FAR), mientras que las trayectorias t1 y t3 provienen del lado cercano (NEAR).

Las trayectorias t5, t7 (que también provienen del lado FAR) por tener el mismo ángulo de deflexión, interfieren entre ellas; esto añade otra característica a la distribución angular. Ya que estas trayectorias son deflectadas a ángulos cuyo valor absoluto es mayor que θ_c , se espera que, sobrepuesto al patrón de Fraunhofer, exista otro patrón de interferencia, de estructura semejante pero de menor frecuencia, el cuál a partir del ángulo mínimo θ_N comience a desaparecer.

Dado que t5 a t8, son trayectorias que tuvieron que atravesar el sistema, estas trayectorias tienen mayor información acerca del valor del potencial en la región interna, por lo tanto el patrón de interferencia que generan puede determinar en forma no ambigua, los valores de la parte real del potencial óptico [GO74,BO82,BR82,BU82,BR97]. Este patrón de interferencia tiene como principal característica el arco iris nuclear, es decir un máximo pronunciado en el valor de la sección eficaz, de periodo ancho (en ángulo) seguido de un decaimiento exponencial. Esto se debe a que más allá del ángulo de arco iris nuclear (θ_N figura 1.8) no se esperan trayectorias que puedan contribuir a la sección eficaz (comportamiento similar al que se observa en el caso de la difracción de Fresnel y el ángulo de arco iris coulombiano). Es así que, en principio, es posible eliminar las ambigüedades que se presentan en la determinación del potencial óptico, si se logran medir los efectos refractivos que presenta una distribución angular, en particular determinar el ángulo de arco iris nuclear y su decaimiento exponencial asociado. Dado que identificar el ángulo de arco iris nuclear¹⁵ en una distribución angular no es fácil, ha sido más práctico identificar el mínimo anterior al ángulo de arco iris (figura 1.11).

Se debe de hacer énfasis en el hecho de que se necesita un alto grado

¹⁵En este caso, al patrón de interferencia corresponde a una función de Airy. El ángulo de arco iris, es aquel, para el cual, el argumento de dicha función es cero.

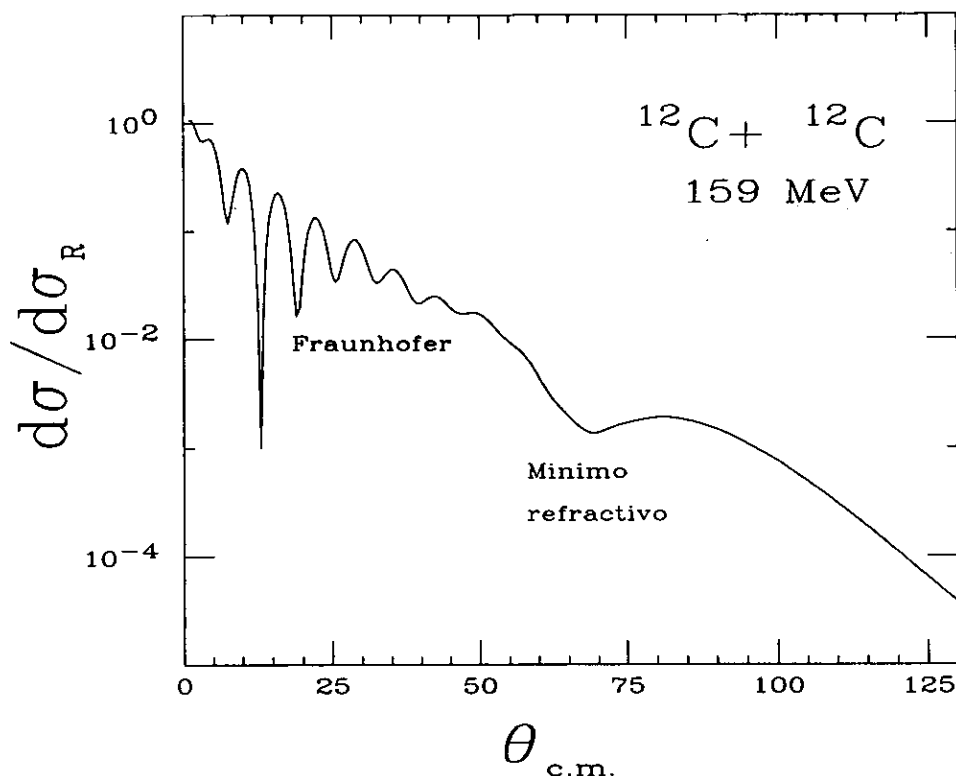


Figura 1.11: Cálculos de una distribución angular en la que se puede observar los efectos refractivos.

de transparencia (es decir absorción baja) que permita, a trayectorias como las $t5$ a $t8$, interferir entre sí (sin ser absorbidas) y ocasionar que la distribución angular presente patrones refractivos de interferencia.

Esto ha hecho que sea difícil encontrar evidencia experimental clara, siendo hasta 1974, en que Golbert [GO74] observa y mide estas estructuras, en la dispersión elástica de partículas α por blancos de ^{12}C , ^{40}Ca , ^{58}Ni y ^{90}Zr . El éxito de Golbert (desde el punto de vista experimental) fue utilizar partículas alfa como proyectiles, ya que éstas, al poseer una alta energía de ligadura ($7.4 \text{ MeV}/\text{amu}$), penetran en regiones en donde (a pesar del gran traslape de materia nuclear) las partículas alfa logran mantenerse en el canal elástico sin ser absorbidas.

1.6. CARACTERÍSTICAS DE LA DISPERSIÓN ELÁSTICA DE IONES PESADOS-LIGEROS.35

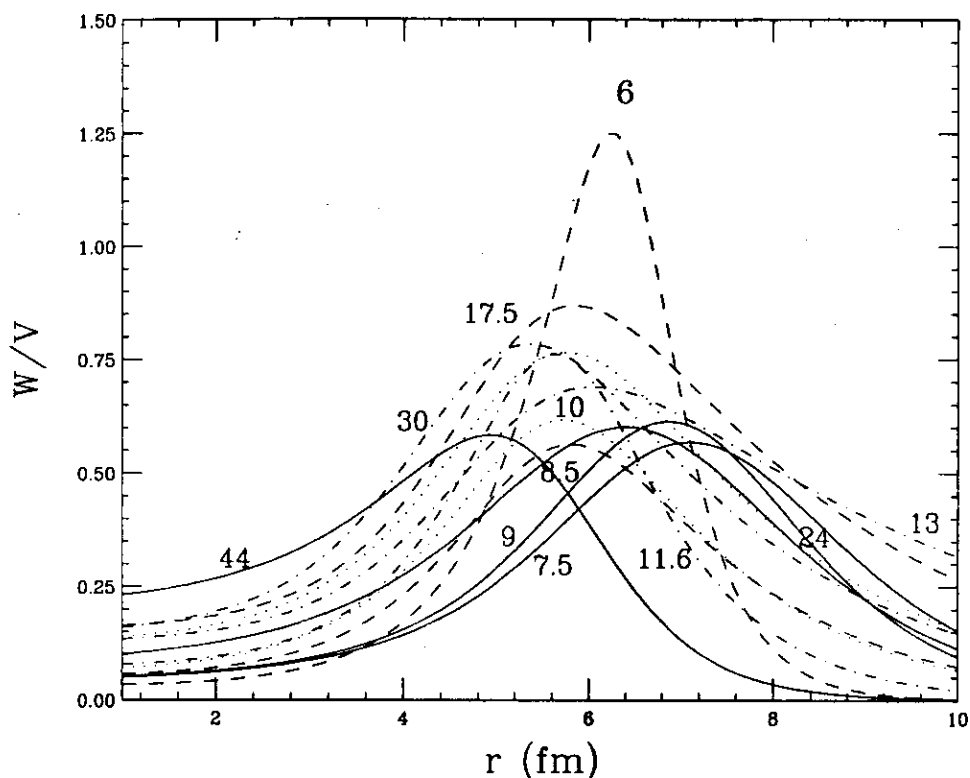


Figura 1.12: Gráfica de $w(r)$ para los potenciales que ajustan los sistemas $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ (línea punteada) y $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$ (línea sólida). Los números dentro de la gráfica indican la energía de bombardeo por unidad de masa atómica.

Se ha buscado evidencia de estos efectos refractivos utilizando iones más pesados. Teniéndose éxito al utilizar ^6Li como proyectiles sobre diversos blancos (^{40}Ca [MI85], ^{58}Ni [NA88], ^{90}Zr ^{208}Pb [NA89], [NA93]. Sin embargo, al utilizar proyectiles más pesados las evidencias de dichos efectos no son claras. En el caso de los sistemas $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ [BR90] y $^{12}\text{C} - ^{16}\text{O}$ [BR81, BR86] ha sido posible reconocer en la distribución angular efectos refractivos, pero únicamente en el sistema $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$ (en particular para la energía de 350 MeV [ST89, ST90]) se han observado claramente.

La poca transparencia que presentan los iones pesados (salvo en los casos de los sistemas antes mencionados) es la principal causa de que no

36CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS EN REACCIONES NUCLEARES.

se hayan observado efectos refractivos en las distribuciones angulares medidas (por ejemplo en los casos de ${}^9\text{Be} - {}^{12}\text{C}$ [CR76], ${}^{28}\text{Si} - {}^{16}\text{O}$ [ZI80] ${}^{20}\text{Ne} - {}^{12}\text{C}$ [ST89]).

Por lo tanto, sólo sistemas con cierto grado de transparencia son candidatos viables para observar dicho efectos. En este sentido es que se ha logrado establecer una sistemática [BR96] que caracteriza los potenciales con los que se han descrito las distribuciones angulares refractivas (es decir aquellas que han presentado indicios de refracción nuclear).

Una de las primeras y más obvias característica de dichos potenciales es la relación entre la profundidad de la parte real y la imaginaria. La parte real debe de ser lo suficientemente profunda (alrededor de cientos de MeV) para lograr la atracción de las trayectorias del lado FAR y desviarlas hacia ángulos negativos en los que sean observables los patrones de interferencia refractivos. Y como las trayectorias atraviesan el sistema, la parte imaginaria debe de ser poco profunda (decenas de MeV) para no desaparecer la interferencia entre las trayectorias FAR.

En particular la sistemática propone “el potencial imaginario reducido” $w(r) = W(r)/V(r)$, al que se le ha dado la interpretación como una medida de la cantidad de flujo que se está removiendo del canal elástico, pesado por el inverso de la distribución de materia nuclear (la cual está aproximadamente representada por $V(r)$)[BR96]. La figura 1.12 nos muestra la gráfica de $w(r)$ para el caso de los sistemas ${}^{12}\text{C} - {}^{12}\text{C}$ y ${}^{16}\text{O} - {}^{16}\text{O}$. En todos los casos, la función $w(r)$ respectiva tiene un comportamiento similar y las principales características que se observan son:

- a) Para radios pequeños, $w(r) \ll 1$, lo que indica que aun para trayectorias profundas, es posible que el canal elástico no desaparezca del todo.
- b) Para radios grandes, $w(r) \ll 1$, lo que implica que pocas reacciones pueden ocurrir lejos del punto en que el proyectil y el blanco comienzan a tocarse (superficie del sistema).
- c) $w(r)$ presenta un máximo, localizado aproximadamente en la superficie del sistema.

Se ha tratado de relacionar $w(r)$ con otras variables. En particular dado que el máximo que presenta $w(r)$ se encuentra aproximadamente entre 1.2 y 1.4 ($A_p^{1/3} + A_t^{1/3}$) fm, se ha relacionado la ubicación de este máximo con el radio de absorción fuerte [BR97].

La sistemática $w(r)$ se cumple también en el caso de iones ligeros (partículas alfa y ^6Li). Por otra parte los sistemas en los que no se ha cumplido la sistemática $w(r)$ son, por ejemplo, $^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$, $^9\text{Be} + ^{16}\text{O}$. En estos casos, la absorción del sistema no ha permitido observar efectos refractivos y la forma que presenta $w(r)$, es la de una curva monótona creciente, de forma continua, sin presentar ningún máximo.

Por lo tanto, la forma de $w(r)$ puede ser útil para encontrar sistemas cuya transparencia permita observar efectos refractivos y a su vez tratar de determinar, en forma no ambigua, el potencial óptico.

1.7 Dispersión elástica $^{12}\text{C} - ^{24}\text{Mg}$.

1.7.1 Antecedentes.

En el IFUNAM se realizó el análisis de los datos de la dispersión elástica del sistema $^{12}\text{C} - ^{24}\text{Mg}$ a energías cercanas a la barrera Coulombiana [UG96]. El ajuste a las distribuciones angulares se realizó utilizando potenciales fenomenológicos con factor de forma Woods-Saxon.

Como parte de los resultados obtenidos se dedujo que era posible ajustar las distribuciones angulares, utilizando potenciales ópticos cuya parte real era lo suficientemente profunda como para producir un arco iris nuclear, mientras que la parte imaginaria no era tan fuerte como para eliminar efectos refractivos. Una característica notoria de las distribuciones angulares, son las oscilaciones que se observan a ángulos mayores a 120° , ya que debido a la energía del haz (no más de 30 MeV), se espera que el tipo de patrón de difracción a observar sea Fresnel (lo que indica un dominio del lado NEAR). Sin embargo para ángulos mayores a 120° la presencia de oscilaciones indica que la contribución de la parte FAR no es totalmente borrada por la absorción. Otro resultado del análisis fue el acuerdo que los potenciales ajustados

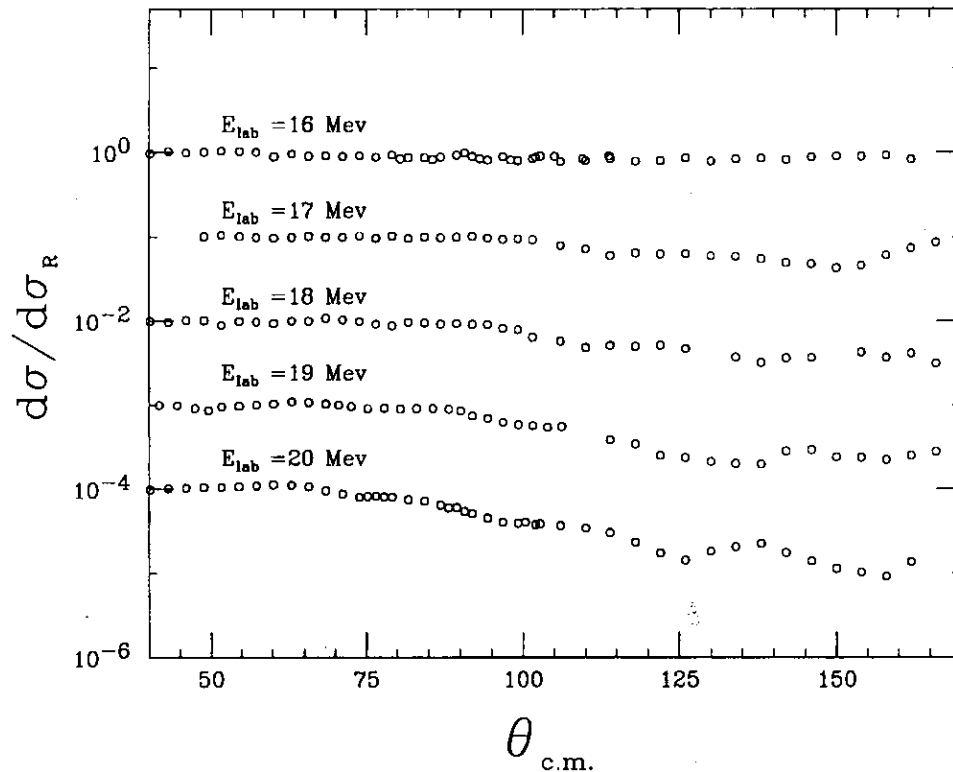


Figura 1.13: Distribuciones angulares del sistema $^{12}\text{C} - ^{24}\text{Mg}$, medidas a una energía de bombardeo de 16, 17, 18, 19, y 20 MeV. Los círculos representan los puntos experimentales.

y la sistemática $w(r)$.

1.7.2 Retos experimentales.

Se podría pensar que un experimento de dispersión elástica resulta trivial en nuestros días. En principio así sería, si se estuviera en condiciones ideales. ¿Cuales son esas condiciones ideales?, básicamente las podríamos resumir en :

a) Contar con un sistema de detección que tenga la resolución espacial (≈ 0.5 grados en el centro de masa) y de energía ($\approx \text{KeV}$) suficiente para identificar claramente el canal elástico.

b) Contar con el tiempo de haz suficiente para medir secciones eficaces del orden de μbarns y menores.

En el caso del sistema de detección, los mejores resultados se pueden obtener al utilizar un espectrómetro. En algunos de estos sistemas de detección, la resolución en energía y en posición son suficientemente buenas para estudiar cualquier experimento de dispersión elástica, sin embargo poseen el gran inconveniente de presentar ángulos sólidos pequeños, lo que contraviene la condición (b), ya que entonces los tiempos de haz requeridos para efectuar las medidas suelen ser largos (semanas) ¹⁶.

Para optimizar el problema del ángulo sólido, una opción es utilizar detectores de estado sólido sensibles a la posición. Aunque se cuenta comercialmente con este tipo de detectores, su alto costo (alrededor de \$10,000 dólares) hace poco práctico su uso, porque al empezar las medidas a ángulos cercanos a cero grados, la vida media útil de estos detectores es corta (horas) debido a las altas tasas de conteo. En este sentido, en el presente trabajo se planteó la solución a este problema, al diseñar y construir un sistema de detección, que combinara la resolución en energía y bajo costo de un detector de estado sólido no sensible a la posición, y un detector de gas, que fuera suficientemente transparente (para minimizar la dispersión en energía) que nos diera la información en posición.

El diseño, construcción y prueba de este sistema de detección se discute en el capítulo 4, pero primero se hace una breve revisión de los principales procesos que se producen, cuando radiación ionizante incide en un gas (capítulo 2) y posteriormente se discuten las características más importantes (desde el punto de vista de este trabajo) de los principales detectores de gas que se han desarrollado (capítulo 3).

¹⁶Recordemos que en México no contamos con aceleradores capaces de producir iones-pesados con energías mayores a 3 MeV/carga, por lo tanto los experimentos de dispersión elástica que ha efectuado el grupo de Física Nuclear Experimental se han realizado como usuarios externos y en colaboración con otros grupos, lo que ha impuesto limitaciones en el tiempo de haz disponible para efectuar las medidas.

1.8 Canales Acoplados.

Como se ha visto, el modelo óptico de reacciones nucleares, considera a los núcleos como dos cuerpos sin estructura lo cual es sólo una aproximación. Para obtener una descripción completa del problema se necesita considerar la probable alteración de los estados internos de los núcleos interactuantes.

Un modelo que toma en cuenta que los núcleos tienen estructura es el modelo de canales acoplados que a continuación explicamos.

1.8.1 El modelo.

La ecuación de Schrödinger de forma general se puede escribir como

$$H\Psi = E\Psi \quad (1.33)$$

donde el hamiltoniano H se dividirá en la parte que describe los estados internos de los núcleos (a y A) y en la parte que describe la interacción entre los núcleos. Denotemos como H_a y H_A los hamiltonianos de los estados internos y sean ψ_a y ψ_A las soluciones a las ecuaciones de valores propios

$$H_a \psi_a = \epsilon_a \psi_a \quad H_A \psi_A = \epsilon_A \psi_A \quad (1.34)$$

con ϵ_a y ϵ_A las energías propias de los estados internos considerando que no existe ninguna interacción entre ellos. El hamiltoniano de interacción está determinado principalmente por el potencial de interacción (V_α) y se puede escribir como

$$H_\alpha = \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla^2 + V_\alpha$$

donde $H_\alpha \phi_{\alpha,A} = E_\alpha \phi_{\alpha,A}$.

Entonces el hamiltoniano total del problema se obtiene al sumar el hamiltoniano de interacción y los hamiltonianos que describen los estados internos, es decir

$$H = H_a + H_A + \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla^2 + V_\alpha \quad (1.35)$$

dado que ψ_a , ψ_A y $\phi_{a,A}$ forman un conjunto de soluciones de cada hamiltoniano en particular, la función Ψ de la ecuación 1.33 puede ser escrita como

$$\Psi = \sum_{a' A'} \phi_{a',A'} \psi_{a'} \psi_{A'}$$

donde la suma se realiza sobre todos los posibles estados de a y A . Si sustituimos 1.35 en 1.33 y tenemos

$$\sum_{a',A'} \left[(\epsilon_{a'} + \epsilon_{A'} - E_\alpha) - \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla^2 + V_\alpha \right] \phi_{a',A'} \psi_{a'} \psi_{A'} = 0$$

si multiplicamos a la izquierda por $\psi_a^* \psi_A^*$ e integramos sobre las posibles coordenadas internas τ_a , τ_A de los núcleos y utilizando las propiedades de ortogonalidad de ψ_a y ψ_A llegamos a

$$\left[\nabla^2 - U_{aA,aA} + K_{aA,aA} \right] \phi_{a,A} = \sum_{a' \neq a, A' \neq A} \phi_{a',A'} U_{aA,a'A'} \quad (1.36)$$

donde $K_{aA,aA} = 2\mu(E_\alpha - \epsilon_a - \epsilon_A)/\hbar^2$ y

$$U_{aA,a'A'} = \frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2} \iint \psi_A^* \psi_a^* V_\alpha \psi_{a'} \psi_{A'} d\tau_a d\tau_A \quad (1.37)$$

Si se observa con cuidado la ecuación 1.36 se puede ver que el miembro izquierdo representa la dispersión de una partícula por un potencial $U_{aA,aA}$ pero que está acoplado a otros estados internos pues la suma corre sobre los índices $a' \neq a$ y $A' \neq A$. Así, lo que la ecuación 1.36 representa, es un conjunto de ecuaciones que acoplan los estados a y A con todo el resto de los estados posibles del sistema. Si se conocieran todos los elementos $U_{aA,a'A'}$ se podría resolver este conjunto de ecuaciones, pero por lo regular existe un número muy grande de estados, y en la práctica no es posible efectuar dichos cálculos.

Sin embargo se puede cortar este conjunto de ecuaciones para considerar sólo los estados que están más fuertemente acoplados, esto se logra, si se utiliza un potencial complejo, cuya parte real se encargue de describir los estados acoplados, mientras que la parte imaginaria se encargue de describir el resto de los canales no considerados en la parte real.

Si suponemos que el canal elástico está fuertemente acoplado a algunos de los estados excitados de a ó A y que dichos estados excitados corresponden al movimiento colectivo vibracional, podemos aproximar al potencial V_α como

$$V_\alpha = U_o + \Delta U$$

donde U_o es la parte simétrica y esférica de radio R y ΔU es una contribución debida al movimiento colectivo.

Esta aproximación nos permite conocer la funciones ψ_a y ψ_A que corresponden a las soluciones del problema del movimiento colectivo sin que hubiese interacción, es decir la solución a las ecuaciones 1.34 utilizando un potencial vibracional.

U_o es el potencial óptico, que se puede obtener de un análisis de datos de la dispersión elástica del sistema a,A , y la parte ΔU está dada por una expansión en serie de Taylor permitiendo que el potencial $U(r, R)$ se deforme en su superficie una cantidad δ es decir $U(r, R + \delta)$ (donde r es la coordenada sobre la que se calcula el potencial y R parámetro de radio del potencial óptico). Por lo tanto ΔU se puede escribir como

$$\Delta U = U_o(r, R) + \frac{\partial U_o(r, R)}{\partial R} \sum_{l,m} \delta_{lm} Y_l^m$$

donde los índices l, m corresponde al momento angular de los estados que se están acoplando y δ_{lm} es el correspondiente parámetro de deformación. De esta forma si, conocemos el valor de δ_{lm} podemos conocer ΔU y por lo tanto V_α pudiéndose encontrar la soluciones al sistema de ecuaciones 1.36 y de ahí calcular el valor de la sección eficaz diferencial. Sólo resta hacer nuevamente hincapié en que no se

están acoplando todos los estados posibles, sólo unos cuantos de ellos y el resto son tomados en cuenta en la parte imaginaria del potencial nuclear.

44CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS EN REACCIONES NUCLEARES.

Capítulo 2

Interacción de partículas cargadas con un medio gaseoso.

1

La detección de radiación ionizante utilizando gases ha sido empleada desde principios del siglo XX. Los primeros detectores únicamente se utilizaron como contadores (por ejemplo el contador Geiger). Sin embargo poco a poco se fue descubriendo que se podían obtener otras características de dicha radiación; esto se logró en base a entender los principales procesos por los que se produce un par ion-electrón, así como su multiplicación bajo la interacción de campos eléctricos. En este capítulo se revisan brevemente los principales procesos mediante los cuales se crea un par ion-electrón en un ambiente gaseoso y su deriva a través de un campo eléctrico.

¹El material de este capítulo se elaboró en base a las referencias [CR71,FE87,FE66]

2.1 Pérdida de energía.

Cuando una partícula cargada atraviesa un gas, se suscitan una serie de interacciones con los electrones de las moléculas del gas. Dichas interacciones (principalmente de origen Coulombiano), ocasionan en la partícula cargada una pérdida de energía cinética, la que es absorbida por las moléculas del gas dando lugar a excitaciones y ionizaciones de las moléculas, principalmente.

Una expresión para cuantificar el promedio diferencial de la pérdida de energía (por unidad de longitud) debida a interacciones Coulombianas fue dada por Bethe y Bloch. Para partículas más pesadas que un electrón tenemos:

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{\bar{Z}}{\bar{A}} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1 - \beta^2)^2 I^2} \right) - 2\beta^2 \right]$$

con

$$K = \left[\frac{2\pi N_o z^2 e^4}{m_e c^2} \right]$$

donde m_e y e son la masa en reposo y carga eléctrica del electrón, z y β son la carga eléctrica y velocidad (en unidades de la velocidad de la luz c) de la partícula, N_o es el número de Avogadro y \bar{Z} , \bar{A} y ρ son el número atómico promedio, la masa atómica promedio y la densidad del gas respectivamente. El factor I representa la energía promedio necesaria para producir una ionización ó excitación. Bloch sugirió que $I = I_0 \bar{Z}$ con $I_0 = 13.5 \text{ eV}$. Aunque esta expresión es frecuentemente utilizada, experimentalmente se ha encontrado la siguiente expresión semi-empírica para expresar a I como:

$$I = \bar{Z}(9.76 + 58\bar{Z}^{-1.190})\text{eV}$$

La tabla 1 nos muestra algunos de los valores típicos de \bar{A} , \bar{Z} , I para algunos gases.

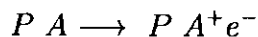
2.2. PRINCIPALES PROCESOS DE IONIZACIÓN Y EXCITACIÓN.47

Gas	A	Z	I (eV)	dE/dx (KeV/cm)	W _T
H ₂	2.0	2	30.80	0.34	37
He	2.0	2	49.20	0.32	41
Ne ₂	28.0	14	217.0	1.96	35
O ₂	32.0	16	195.5	2.26	31
Ne	20.2	10	216.0	1.41	36
Ar	39.9	18	284.4	2.44	26
Kr	83.8	36	504.0	4.60	24
Xe	131.3	54	653.4	6.76	22
CO ₂	44.0	22	301.4	3.01	33
CH ₄	16.0	10	131.1	1.48	28
C ₃ H ₈	44.1	26	141.3	4.27	20
C ₄ H ₁₀	58.0	34	367.2	4.50	23

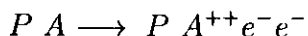
Tabla 1.1. Se muestran algunos valores típicos de \bar{A} , \bar{Z} , I y dE/dx (KeV/cm) para algunos gases comúnmente utilizados en detectores

2.2 Principales procesos de ionización y excitación.

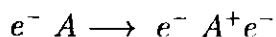
Al paso de una partícula cargada (P) por el gas (A), se tiene un número discreto de colisiones, las cuales expulsaran a uno o varios electrones dejándolos libres en el gas. Al electrón (o electrones) y su ion correspondiente les llamaremos pares ion-electrón primarios, la siguiente expresión representa este tipo de proceso.



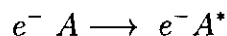
ó



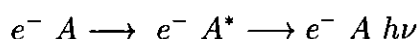
La mayoría de los electrones provenientes de la ionización primaria tienen suficiente energía como para ionizar otras moléculas del gas y generar lo que llamaremos electrones secundarios, es decir:



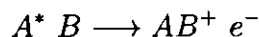
Los electrones secundarios, dada su poca cantidad de movimiento, aunque choquen con las moléculas del gas no tienen la energía necesaria para ionizarla pero sí la suficiente para dejarla en alguno de sus estados de rotación ó vibración, siendo éste el principal proceso por el que los electrones secundarios perderán su energía.



esto puede dar lugar a otros procesos, por ejemplo aquel en que la molécula A emite un fotón para regresar a su estado base, es decir,



si en el gas se tienen cierta mezcla de moléculas (A,B)², otro proceso probable es que exista una recombinación de esas moléculas y el resultado sea la expulsión de un electrón, es decir,



Otro posible proceso es que, una molécula neutra atrape uno de los electrones libres y se forme un ion negativo



Es de esperarse que en un principio la mayor contribución a la ionización, o prácticamente toda, proviene de los pares primarios. A la suma de las ionizaciones primarias y secundarias se les llama ionización total, siendo ésta diferente y característica para diferentes gases.

2.3 Ionización total.

A partir de la ionización total se define la energía de ionización (W_{iT}) como la energía promedio que se necesita para crear un par ion-electrón por unidad de energía pérdida en el gas, es decir,

²Este proceso es un ejemplo de como una mezcla de gases puede influir en el número de electrones que se liberan en un gas y el cuidado que se debe tener al elegir los componente de dicha mezcla, en este caso se necesita que el estado A^* esté por encima del potencial de ionización del componente B .

$$W_{iT} = \frac{\Delta E}{n_T}$$

Siendo ΔE la energía que la partícula perdió en el gas y n_T el número total de electrones o de iones liberados, en la tabla 1.1 se dan valores de W_{iT} para diferentes gases.

Existen expresiones teóricas tanto para calcular la energía de ionización primaria W_{ip} como de la ionización total, sin embargo experimentalmente se ha encontrado una relación muy sencilla en el caso de la energía de ionización primaria. En la figura 2.1 se puede observar que esta energía depende de forma lineal con la carga promedio del gas. Esta relación tan sencilla da una idea rápida de la cantidad de iones primarios que se pueden obtener en otros gases.

Como se mencionó, tanto el valor de W_{iT} como el de W_{ip} son valores promedio, por lo que es posible encontrar en la literatura valores que pueden diferir hasta en un 20 % de los considerados en la tabla 1.1 (por ejemplo la tabla 3.1 en la referencia [CR71]).

Otro punto importante a considerar es que la mezcla de diferentes gases puede incrementar el número de ionizaciones totales por lo que el valor de W_{iT} de la mezcla puede ser menor que el valor de W_{iT} de sus componentes. Por ejemplo para C_2H_6 y Ar los valores de W_i son 28.6 eV y 26.3 eV respectivamente, sin embargo para una mezcla $Ar(96.5\%) + C_2H_6(3.5\%)$ el valor de W_{iT} es de sólo 24.4 eV (datos tomados de [CR71]). Esto nos muestra que para conseguir un mayor número de ionizaciones totales, en algunos casos, es mejor trabajar con mezclas de gases en lugar de gases puros.

Por otra parte, si de alguna forma se suministra energía cinética suficiente a los pares secundarios (por ejemplo acelerándolos mediante la aplicación de un campo eléctrico externo); éstos serán capaces de provocar más pares ion-electrón y posteriormente, por el mismo mecanismo, suministrarles a estos últimos energía suficiente para que sean capaces de volver a ionizar y así sucesivamente. Mediante este pro-

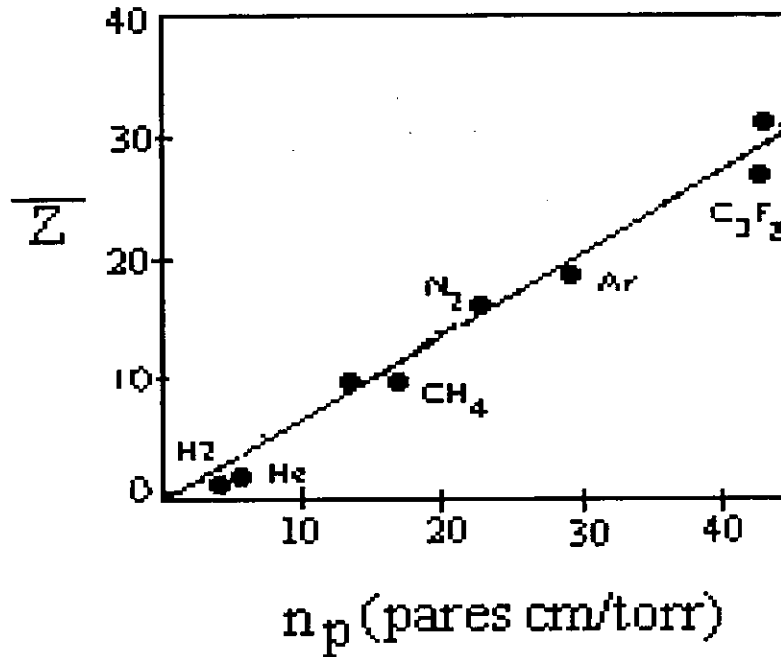


Figura 2.1: Gráfica que nos muestra la dependencia de la energía de ionización con la carga promedio del gas (las ionizaciones fueron generadas por partículas de mínima ionización). La línea punteada es un ajuste hecho a los puntos experimentales.

ceso de reacción en cadena se genera una avalancha de electrones y de iones. Dicha avalancha puede ser fácilmente colectada para obtener información sobre la partícula cargada que le dió origen. Por lo tanto, es útil conocer el comportamiento de los iones y electrones en un gas cuando se aplica un campo eléctrico externo³.

³Por brevedad en este trabajo se consideran sólo los campos eléctricos, pero se puede considerar el caso de campos magnéticos o una combinación de ambos [VA97].

2.4 Deriva de cargas en un gas.

Para poder aprovechar la información dejada en las cargas liberadas durante el paso de una partícula cargada por un medio gaseoso, es necesario conducir dichas cargas a través de un campo eléctrico (y/o magnético), ya movimiento de dichas cargas dara origen a un cambio en potencial electrico, cambio que puede ser trasformado en un pulso eléctrico. . El comportamiento de los pares ion-electrón dependerá de diversos factores como la geometría del contenedor, la forma del campo eléctrico aplicado y su intensidad. Por lo tanto, es conveniente definir algunas propiedades como, *la difusión, la movilidad y la velocidad de deriva*, propiedades que determinan la cantidad de carga que se mueve en el campo.

2.4.1 Campo eléctrico nulo.

Las cargas producidas por la ionización pierden rápidamente su energía en colisiones múltiples con las moléculas del gas, alcanzando la distribución térmica promedio del gas. La teoría cinética de los gases predice que el valor promedio de dicha energía térmica será $\epsilon = \frac{3kT}{2}$ con k la constante de Boltzman y T la temperatura del gas. En ausencia de efectos externos, la distribución espacial de dichas cargas seguirá aproximadamente una distribución gaussiana,

$$\frac{dN}{n} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(\frac{-x^2}{4Dt}\right) dx$$

donde $\frac{dN}{n}$ es la fracción de cargas que se encuentran en la vecindad dx , que está una distancia radial " x " de donde se generó el evento, t es el tiempo ha transcurrido desde que ocurrió la ionización y D es el coeficiente de difusión. Como se puede observar en la figura 2.2, las cargas se difunden rápidamente ocupando todo el espacio posible, esto tiene como consecuencia que tanto los electrones como los iones pueden ser neutralizados; los iones principalmente con electrones libres en el gas o extrayendo electrones de las paredes del contenedor o recombinándose con otras moléculas (en el caso de una mezcla o de contaminantes en el gas). Los electrones, por otra parte, al tener menor masa tendrán

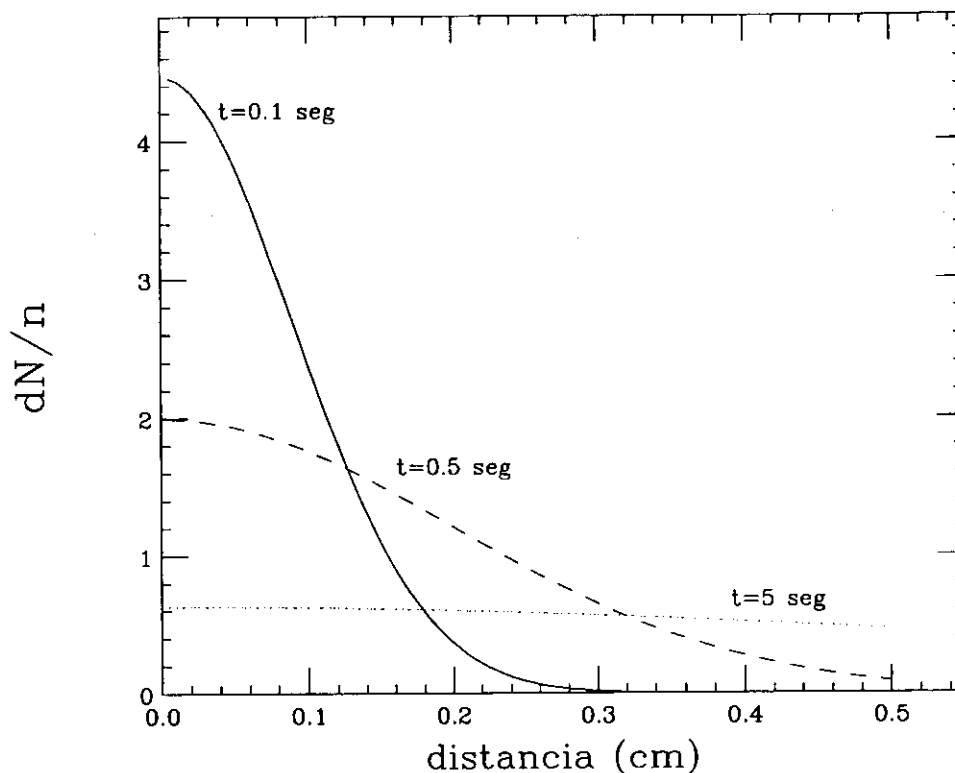


Figura 2.2: Distribución espacial de iones producidos en aire a presión atmosférica. Cada curva describe la distribución a tiempos diferentes. Se observa como, después de cierto tiempo los electrones se han distribuido en casi todo el espacio.

una mayor velocidad, se difundirán más rápidamente y podrán ser absorbidos por las paredes del contenedor o ligarse a moléculas neutras que tengan afinidad electrónica y formen iones negativos. La probabilidad de este último fenómeno depende de la energía de los electrones y el factor de electronegatividad del gas. Dicho factor es casi cero para gases nobles, pero en la mayoría de los casos no es del todo despreciable (figura 2.3), especialmente en el caso de las impurezas (por ejemplo vapor de agua ó O_2) que se pueden presentar en los gases que se utilizan en la detección

Al aplicar un campo eléctrico suficientemente intenso se logra que los

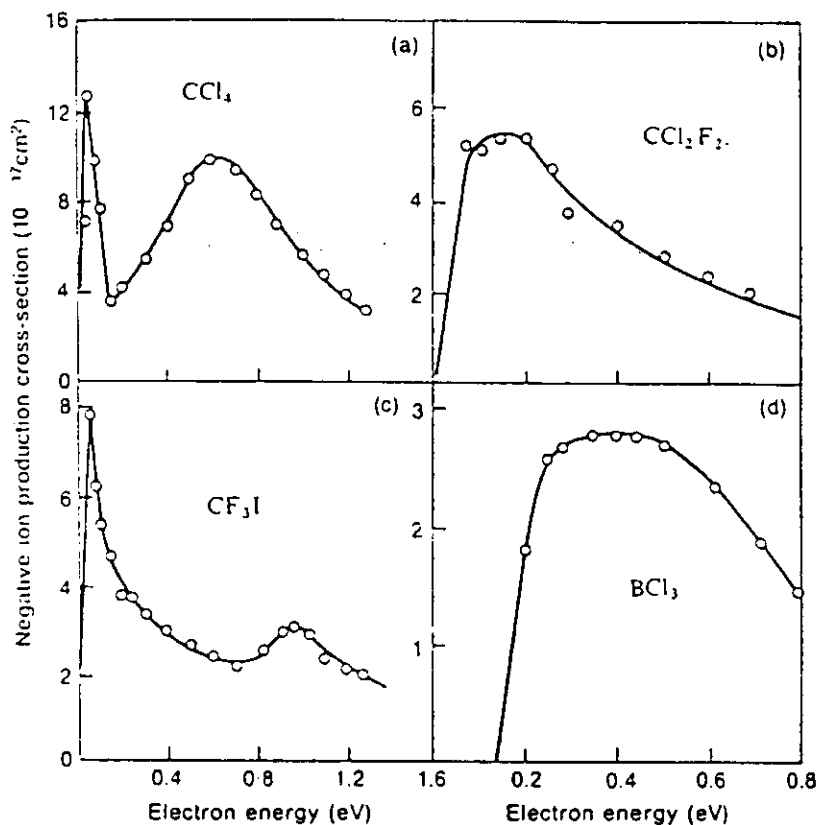


Figura 2.3: Valores del coeficiente de electronegatividad para diferentes gases (figura tomada de la referencia [FE87])

iones se muevan en una dirección preferencial (la dirección de las líneas de campo) evitando que se difundan en todo el espacio y reduciendo la probabilidad que sean neutralizados.

2.4.2 Movilidad de los iones bajo un campo eléctrico.

Cuando se aplica un campo eléctrico a través del volumen de un gas se observa un movimiento neto de iones a lo largo de la dirección de las líneas de campo. La velocidad promedio de este movimiento (no confundir con la velocidad instantánea o energía térmica) es llamada velocidad de deriva (v). Se ha encontrado que v es directamente proporcional a la intensidad del campo eléctrico aplicado E , e inversamente proporcional a la presión del gas

$$v = \omega \frac{E}{P}$$

a la constante de proporcionalidad ω se le ha llamado movilidad.

Utilizando la teoría cinética de los gases se llega a una relación entre D y ω ,

$$\frac{D}{\omega} = \frac{kT}{e}$$

donde k es la constante de Boltzman y T la temperatura del gas. Dé las dos últimas expresiones se puede ver que, aumentar la intensidad del campo eléctrico disminuirá la difusión a lo largo del contenedor. Por otra parte, el valor de ω es diferente para iones positivos que para electrones. Mientras que para los iones positivos, ω y el campo eléctrico están relacionados más o menos linealmente para un gran número de gases, presiones e intensidades de campo eléctrico; para los electrones es diferente, ya que su menor masa les permite aumentar su velocidad en un factor de 10^3 respecto de los iones pesados. Por lo anterior se revisará con mas cuidado la deriva de los electrones bajo la influencia del campo.

2.4.3 Deriva de electrones en un campo eléctrico.

Debido a su energía térmica, los electrones están chocando continuamente con las moléculas de gas. Denotemos τ al tiempo que transcurre entre dos colisiones sucesivas, debido a que la masa de los electrones es por lo menos 2000 menor a la de las moléculas del gas, los electrones son dispersados en todas direcciones sin que exista una dirección preferencial, sin embargo la velocidad v del electrón al salir de la colisión, será modificada por la presencia del campo eléctrico exterior, aumentando su valor. El incremento de v' esta dado por:

$$v' = \frac{eE}{2m} \tau$$

Este aumento de velocidad se refleja macroscópicamente en la velocidad de deriva. Es así, que, considerando esta descripción microscópica, la

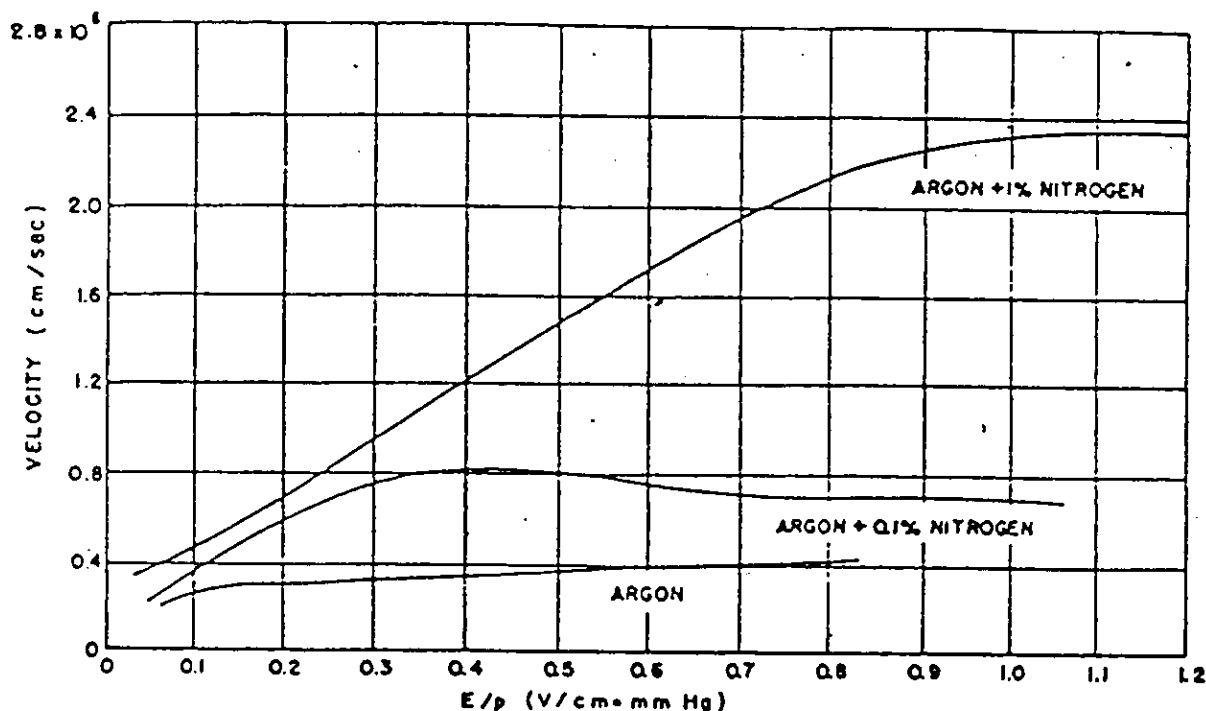


Figura 2.4: Velocidad de deriva de electrones para argón adicionado con nitrógeno. Nótese como una pequeña cantidad de nitrógeno es capaz de alterar notablemente la velocidad de deriva de electrones (figura tomada de la referencia [SA77]).

velocidad de deriva dependerá del tiempo τ entre colisiones, que a su vez depende de la sección eficaz de colisión. Y como la sección eficaz de colisión depende de la presión a la que se encuentra el gas, la velocidad de deriva dependerá del campo eléctrico y de la presión del gas.

Otra característica importante es el hecho de que, al combinar gases, (aunque sea en pequeñas cantidades o la presencia de contaminantes) se cambia la energía térmica promedio, lo que se refleja en un cambio del valor de τ ; y por ende la velocidad de deriva v dependerá también de la pureza y/o del tipo de mezcla de gases de la que se trate (ver figura 2.4).

Así pues la velocidad de deriva, o lo que es equivalente, la capacidad de mover pares ion-electrón puede ser controlada, inclusive incrementada ya que si a los pares secundarios en deriva se les transmite suficiente energía, éstos serán capaces de producir nuevas ionizaciones en el gas, proceso que se discute en la siguiente subsección.

2.4.4 Ionización y excitación debido a pares secundarios.

Si los electrones secundarios tienen suficiente energía, no sólo podrán excitar la moléculas del gas, sino que inclusive podrán ionizarlas generando nuevos pares ion-electrón, los cuales también serán acelerados y así sucesivamente, hasta lograr una reacción en cadena que terminará en una avalancha de cargas. Este proceso de multiplicación es la base del funcionamiento de los contadores proporcionales.

Consideremos un electrón libre con suficiente energía como para producir una ionización en el gas, en promedio, éste recorrerá un camino libre medio antes de lograr ionizar a una molécula del gas, si definimos como α a ese camino libre medio y si tenemos n_0 electrones, cada uno en una posición inicial dada, se espera que después que recorran una distancia dx , el número de electrones se habrá incrementado en:

$$dn = n\alpha dx$$

integrando esta ecuación obtenemos:

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(\int \alpha dx\right)$$

Se define entonces a la cantidad $M = \frac{n}{n_0}$ como el factor de multiplicación o ganancia.

Como se observa de la ecuación anterior M es una función de α , la cual en general dependerá del campo eléctrico, por lo que la expresión anterior la podemos escribir como

$$M = \exp\left(\int \alpha(E) \frac{\partial x}{\partial E} dE\right)$$

Si conocemos la dependencia de α con E , entonces se puede integrar la expresión anterior para encontrar el valor de M . En la referencia [BA73] se hace una revisión de diferentes propuestas para dicha dependencia.

Es importante recordar que M no puede crecer indefinidamente ya que en un momento dado, al crearse una avalancha demasiado grande, ésta se puede salir de control y provocar descargas continuas de carga (chispas, como en un contador Geiger). Esto no es conveniente porque, aunque se pudiera saber que un evento de ionización ha sucedido, no se podría obtener mayor información sobre las características de la radiación que le dio origen. Por ejemplo, ya que la ionización total está relacionada con la energía pérdida en el gas, cantidad de cargas en movimiento que debe de ser proporcional (o semi-proporcional) a la energía que perdió la partícula en el gas.

Experimentalmente se ha encontrado [SA77] que para valores de $M \sim 10^8$ las condiciones se vuelven sumamente inestables y la aparición de chispas es frecuente.

Capítulo 3

Detectores Gaseosos.

En el capítulo anterior se han explicado los procesos principales por los que se pueden producir ionizaciones en gases, así como la posibilidad de multiplicar el número de pares ion-electrón primarios, si se aplica un campo eléctrico externo. Dependiendo del factor de multiplicación M , podemos clasificar la operación de los contadores de gaseosos en: cámaras de ionización ($M \sim 1$), contador proporcional ($M \leq 10^6$), contador semi-proporcional ($10^6 < M \leq 10^8$) y contador Geiger ($M \geq 10^8$) donde principalmente el valor del campo eléctrico reducido (E/p) es lo que determina el modo de funcionamiento. La figura 3.1 es un esquema de los diferentes modos de operación como función del valor del campo reducido.

Como primer caso se considera el sistema más sencillo donde campo eléctrico es uniforme y posteriormente se procede a discutir el caso en que la geometría es un poco más complicada, tal como sería el caso de una simetría cilíndrica.

3.1 Contador Proporcional de Placas Paralelas (PPAC).

El sistema más simple tiene dos placas paralelas cuyo espacio es llenado con gas (figura 3.2). Al pasar por el gas las partículas lo ionizan y los

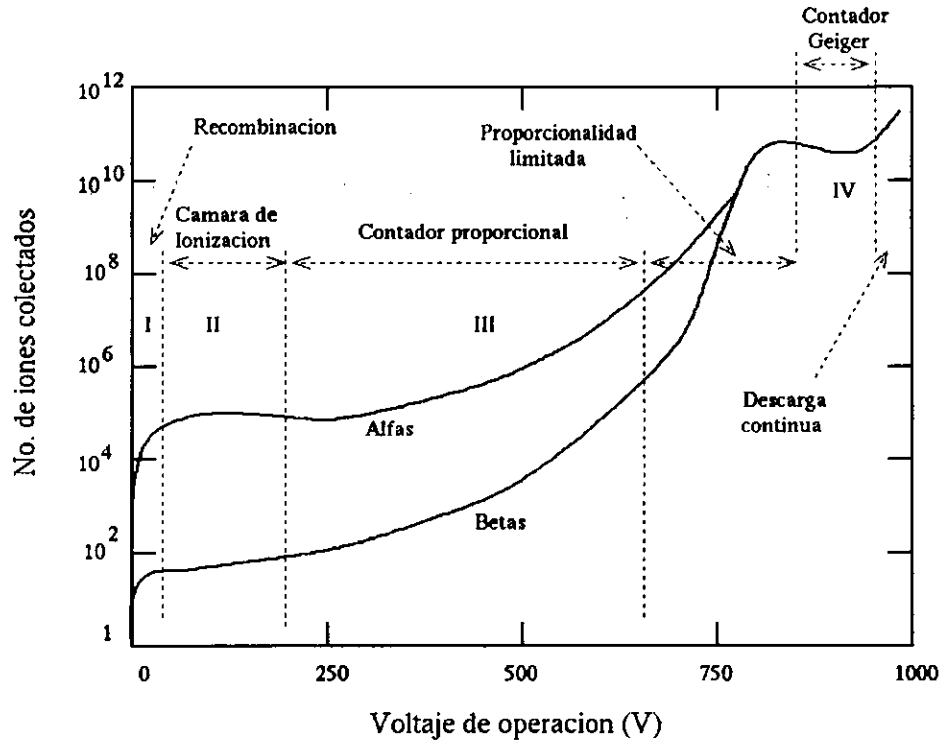


Figura 3.1: Carga colectada contra campo reducido. Se pueden ver las diferentes regiones en que puede operar un contador gaseoso

electrones son atraídos hacia el electrodo positivo (ánodo) y los iones hacia el electrodo negativo (cátodo). El campo eléctrico en este caso está dado por:

$$E = \frac{\Delta\varphi}{\epsilon l}$$

con ϵ la permitividad del gas, $\Delta\varphi$ diferencia de potencial entre los electrodos y l la separación entre ellos. Por lo tanto, debido a que el campo es uniforme en todos los puntos dentro de las placas, el factor de ganancia M está dado por

$$M = \exp(\alpha l)$$

3.1. CONTADOR PROPORCIONAL DE PLACAS PARALELAS (PPAC).61

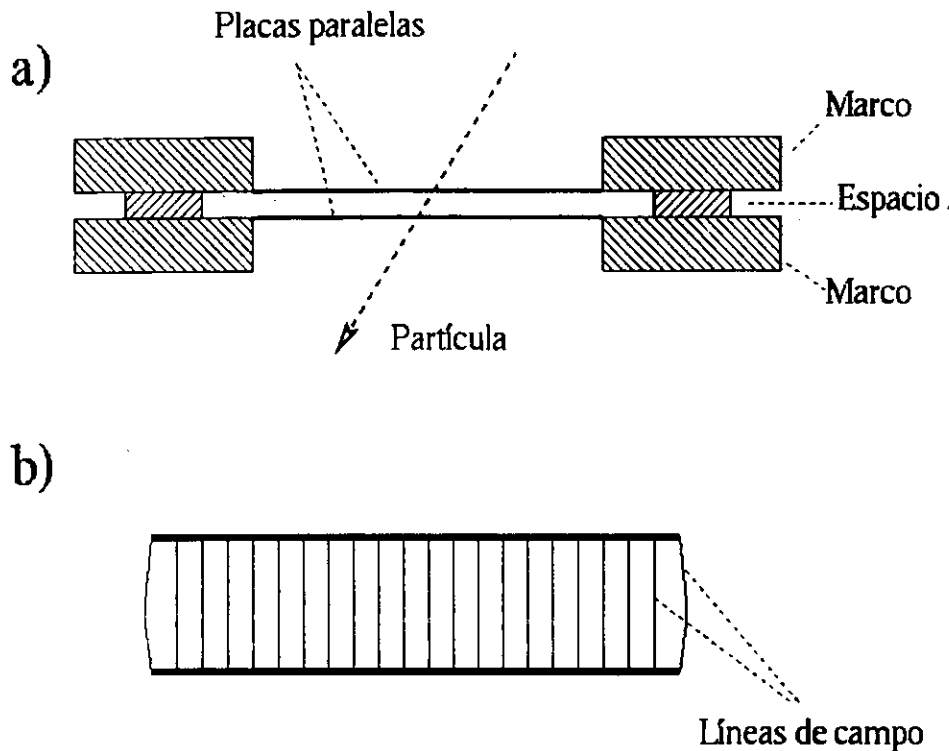


Figura 3.2: a) Sección transversal de un arreglo utilizado en un PPAC. b) Líneas de campo.

Se observa que disminuir la distancia entre las placas implica un mayor valor de E y por ende de α . Sin embargo, experimentalmente se ha encontrado que sólo es factible alcanzar valores de campo reducido ($\frac{E}{p}$) alrededor de $30 (V/cm torr)^1$ si la distancia entre las placas no es mayor a unos cuantos milímetros y la presión del gas es menor a la atmosférica ($\approx 30 torr$).

Una de las principales características para este arreglo es que, el proceso de multiplicación puede suceder en cualquier punto dentro del espacio entre el ánodo y el cátodo, ya que el valor del campo reducido es el

¹Se toma como referencia este valor ya que, a partir de él, comienza a ocurrir de manera eficiente el proceso de avalancha.

mismo en todo punto.

Otra característica importante es que el tiempo que tardan las cargas en moverse de un electródo al otro (tiempo de deriva), es corto ($\approx 1.5ns$), esto es debido a que la velocidad punto es relativamente alta ($\approx 5 \times 10^9 \text{ cm/s}$). Estos son valores típicos reportados en [ST76], [HE75], [BR77].

Cuando los electrodos son fabricados con materiales ligeros y delgados (por ejemplo Mylar aluminizado), el PPAC muestra ser un contador muy conveniente. Especialmente cuando la identificación de partículas se realiza por medio de la técnica de tiempo de vuelo, ya que se pueden fabricar contadores de $300 \frac{\mu gr}{cm^2}$ de espesor y con tiempo de formación de pulso de alrededor de 5 ns .

3.2 Contador Proporcional de un Sólo Alambre (SWPC).

En este caso consideremos un sistema compuesto por un par de cilindros coaxiales, en donde el interno es un alambre rígido. Si se establece una diferencia de potencial $\Delta\varphi = V_0$ entre el cilindro y el alambre, el campo eléctrico y el potencial están dados por las siguientes expresiones.

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r}$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r}{a}$$

donde C es la capacitancia del arreglo, que está dada por $C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(\frac{b}{a})}$, donde b es el radio del cilindro (cátodo) y a el radio del alambre (ánodo) (ver figura 3.3).

Si el alambre es lo suficientemente delgado ($\sim 0.01cm$) tenemos que diferencias de potencial del orden de 10^3 V pueden generar intensidades de campo eléctrico de decenas de miles de V/cm , por lo que aún a presiones atmosféricas se alcanzan valores de campo reducido ($\sim 30 \text{ V/cm torr}$) que da origen a avalanchas.

3.2. CONTADOR PROPORCIONAL DE UN SÓLO ALAMBRE (SWPC).63

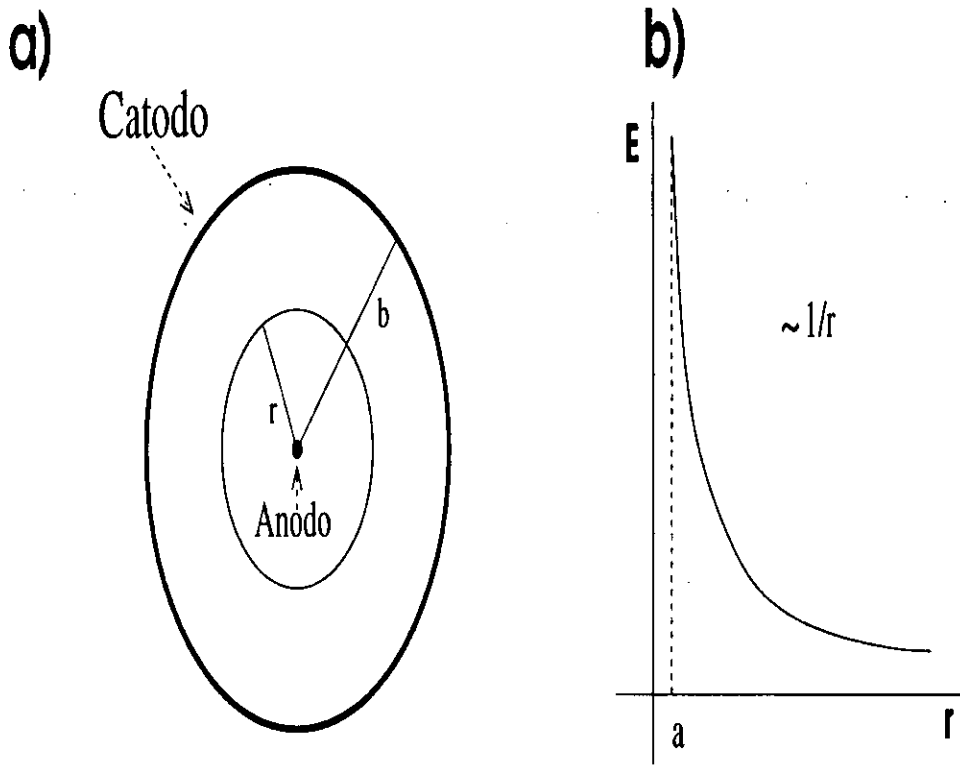


Figura 3.3: a) Esquema del arreglo de cilindros coaxiales. b) Forma del campo eléctrico del sistema, las mayores intensidades se alcanzan alrededor de $r=a$.

Este proceso tiene lugar primordialmente muy cerca de la superficie del alambre (figura 3.4). Mientras la nube de electrones es multiplicada cerca del ánodo, los iones recorren casi toda la distancia entre el ánodo y el cátodo. Por lo tanto, la señal generada por el movimiento de las cargas, es en su mayor parte es debida a los iones, que son los que tienen que cruzar por todo el arreglo. Esto implica que el tiempo en que se genera la señal es mayor que en caso del PPAC. La dependencia con el tiempo de dicha señal se puede obtener al considerar la velocidad de deriva v :

$$\frac{dr}{dt} = \omega \frac{E}{p} = \frac{\omega}{p} \frac{C V_0}{2\pi\epsilon r}$$

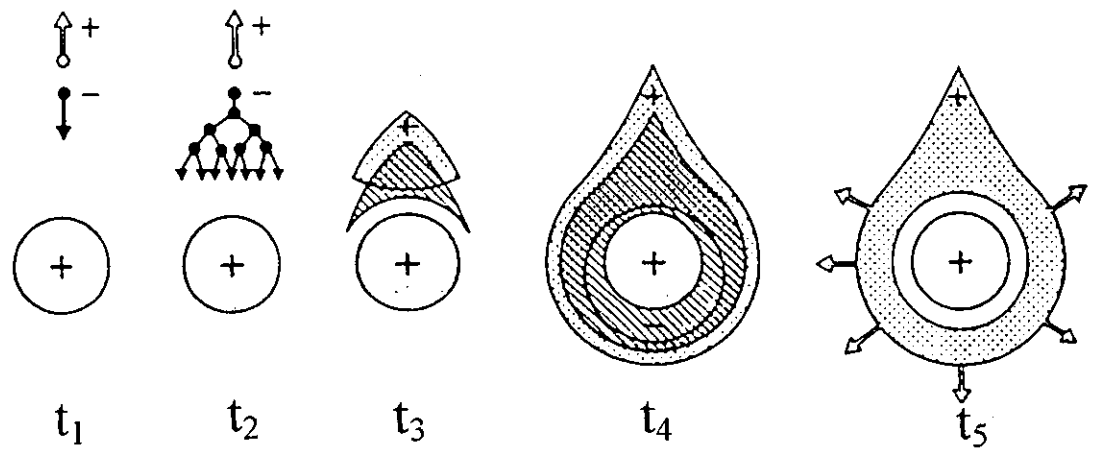


Figura 3.4: Esquema de como se desarrolla el proceso de avalancha alrededor del ánodo. El tiempo total transcurrido de t_1 , hasta t_5 es aproximadamente 100 ns

3.3. CÁMARA MULTIALÁMBRICA PROPORCIONAL (MWPC).65

y por lo tanto

$$\int_a^r r' dr' = \frac{\omega C V_0}{2\pi\epsilon p} \int_0^t dt'$$

que implica

$$r(t) = \left(a^2 + \frac{\omega C V_0 t}{\pi\epsilon p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

y como

$$V(r) = \frac{C V_0}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r}{a} \quad (3.2)$$

sustituyendo la expresión 3.1 en 3.2 tenemos que

$$V(t) = \frac{\omega C V_0}{\pi\epsilon} \ln \left[\left(1 + \frac{\omega C V_0 t}{\pi\epsilon p a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

El tiempo total de deriva se obtiene al considerar en la ecuación 3.1 que para el tiempo de deriva T , se tiene $r(T) = b$ entonces,

$$T = \frac{\pi\epsilon p (b^2 - a^2)}{\omega C V_0} \quad (3.3)$$

La figura 3.5 nos muestra una gráfica de la ec. 3.3 para un contador con ánodo de $10 \mu m$, cátodo de $2 cm$, voltaje típico de operación de $3 KV$ y llenado con Argón puro a una presión de $760 torr$. Se puede observar, que, aunque el tiempo total de colección es de $550 \mu sec$, más de la mitad de la señal es generada en los primeros $10 \mu sec$, lo que implica que para aumentar la capacidad de conteo es necesario adicionar un circuito diferenciador para obtener tiempos de generación de señal más cortos.

3.3 Cámara Multialámbrica Proporcional (MWPC).

Como se mostró en la sección anterior, una geometría cilíndrica de un solo alambre (delgado) es capaz de proveer intensidades de campo

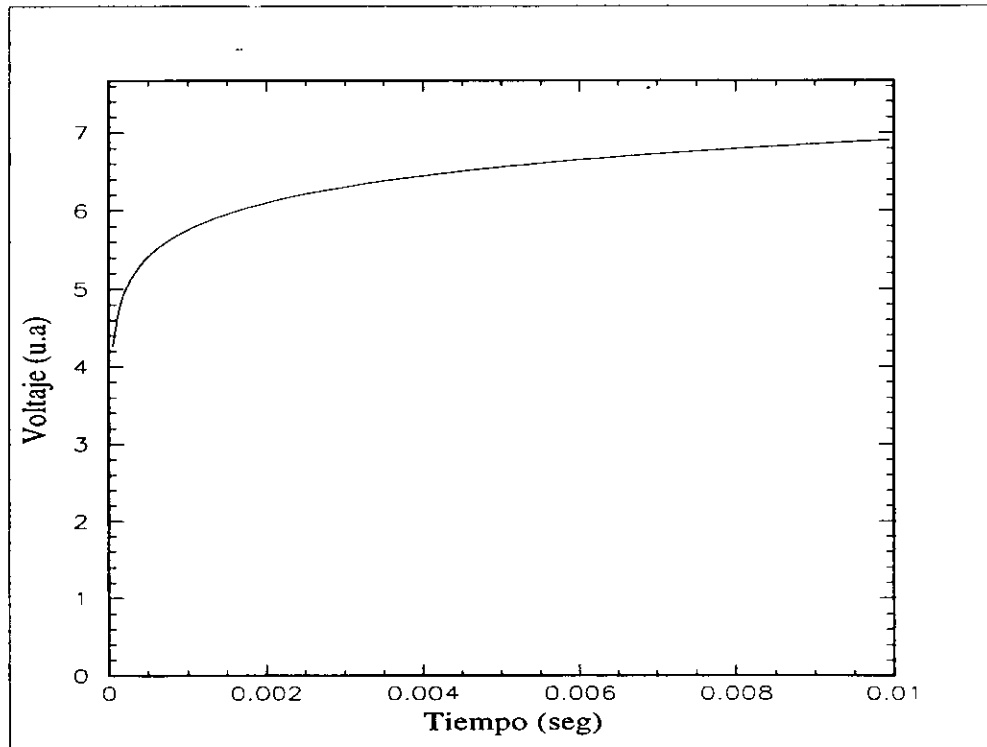


Figura 3.5: *Evolución temporal de la señal generada en un SWCP*

3.3. CÁMARA MULTIALÁMBRICA PROPORCIONAL (MWPC).67

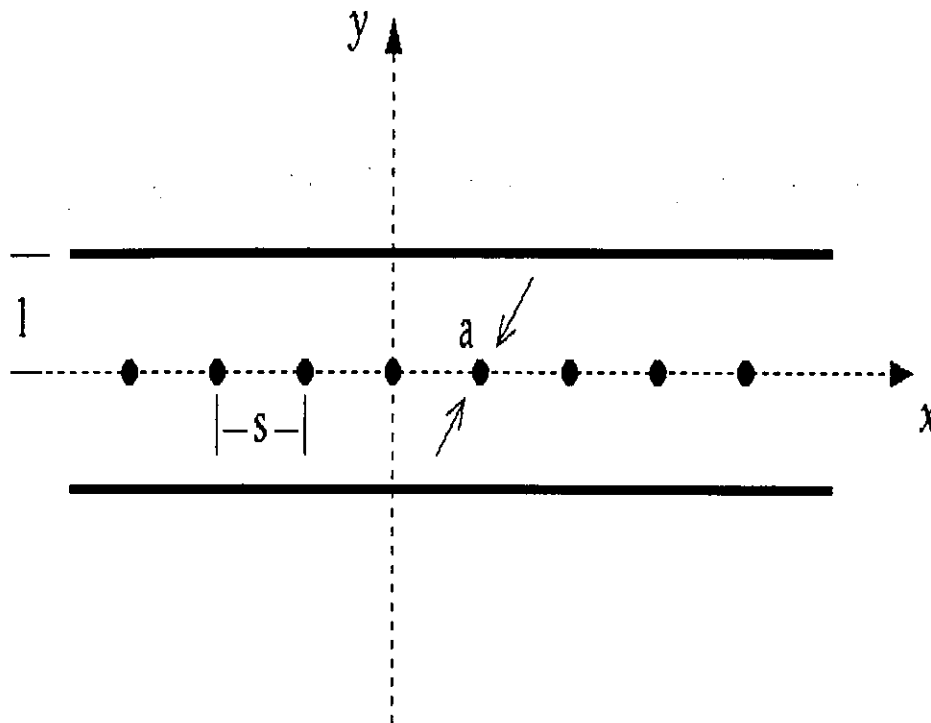


Figura 3.6: Esquema de un corte transversal de un MWPC. Se muestran los parámetros usados en su construcción. El diámetro de los alambres se define con la literal a .

eléctrico suficientemente altas para iniciar una avalancha. Durante mucho tiempo se pensó que las estructuras multialámbricas (como las que se describen en esta sección) no trabajarían adecuadamente ya que la gran capacitancia existente entre alambres paralelos no apantallados causaría que la señal se difundiera a todos los alambres, frustrando cualquier intento por identificar en que alambre se generó la avalancha.

En 1968 Charpak [CH68] y colaboradores mostraron que las señales positivas inducidas en los alrededores del ánodo compensarían y lograrían el apantallamiento para lograr que cada alambre actúe como un detector independiente.

La figura 3.6 nos muestra esquemáticamente la sección transversal de una MWPC típica. La idea básica en la construcción consiste en colocar un conjunto de alambres paralelos (ánodo) montado simétricamente entre dos planos paralelos (cátodos). Por lo regular la distancia entre ánodo y el cátodo (l) se toma como de 4 veces el valor de la separación entre los alambres (s) [SA77].

La expresión del campo eléctrico para este tipo de arreglo puede ser obtenida de forma analítica [MO54], sin embargo Erskine hace una aproximación [ER72] en la que se incluye la distorsión que se produciría si alguno de los alambres no estuviera en el mismo plano, dándose cuenta que, aunque en general no se cambia la velocidad de deriva de los electrones, esta distorsión si tendrá efectos en el factor de ganancia. Esto se entiende fácilmente porque la principal distorsión es cerca de la superficie de los alambres, y es ahí donde se genera la avalancha (ver figura 3.7 y 3.8).

Siguiendo la notación de la figura 3.6 y poniendo a $V(a) = V_0$ y $V(l) = 0$ se tiene,

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon} \left[\frac{2\pi l}{s} - \ln \left(4 \sin^2 \left(\frac{\pi x}{s} \right) + \sinh^2 \left(\frac{\pi y}{s} \right) \right) \right]$$

$$|E(x, y)| = \frac{CV_0}{2\epsilon s} \left[1 + \tan^2 \left(\frac{\pi x}{s} \right) \tanh^2 \left(\frac{\pi y}{s} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \left[\tan^2 \left(\frac{\pi x}{s} \right) + \tanh^2 \left(\frac{\pi y}{s} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}$$

donde

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\frac{\pi l}{s} - \ln \frac{2\pi a}{s}}$$

con a el radio del alambre.

Si consideramos la aproximación para el caso $s \gg y$, la expresión del campo se puede reducir a

$$|E(x, y)| \approx \frac{CV_0}{2\pi\epsilon s} \frac{1}{r}$$

3.3. CÁMARA MULTIALÁMBRICA PROPORCIONAL (MWPC).69

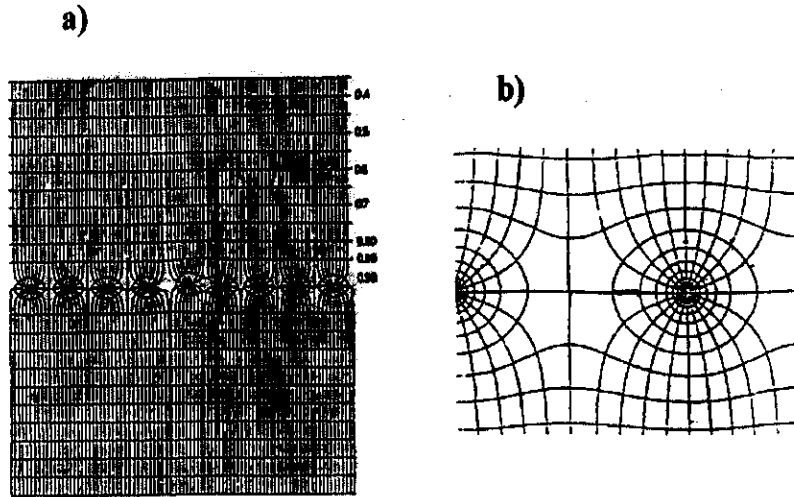


Figura 3.7: Equipotenciales y líneas de campo en un MWPC. Se muestra también el efecto sobre el campo debido a un desplazamiento pequeño de uno de los alambres (figuras tomadas de la referencia [ER72]).

con $r = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$, que es similar, a la expresión del campo en el caso de un SWPC. Por lo tanto, el proceso de avalancha descrito en la sección anterior es el mismo en este caso.

Por otra parte, si consideramos la línea de simetría $x = 0$ y para $y > s$ se tiene que,

$$|E(0, y)| \approx \frac{CV_0}{2\epsilon s}$$

que es la expresión de un campo de magnitud constante.

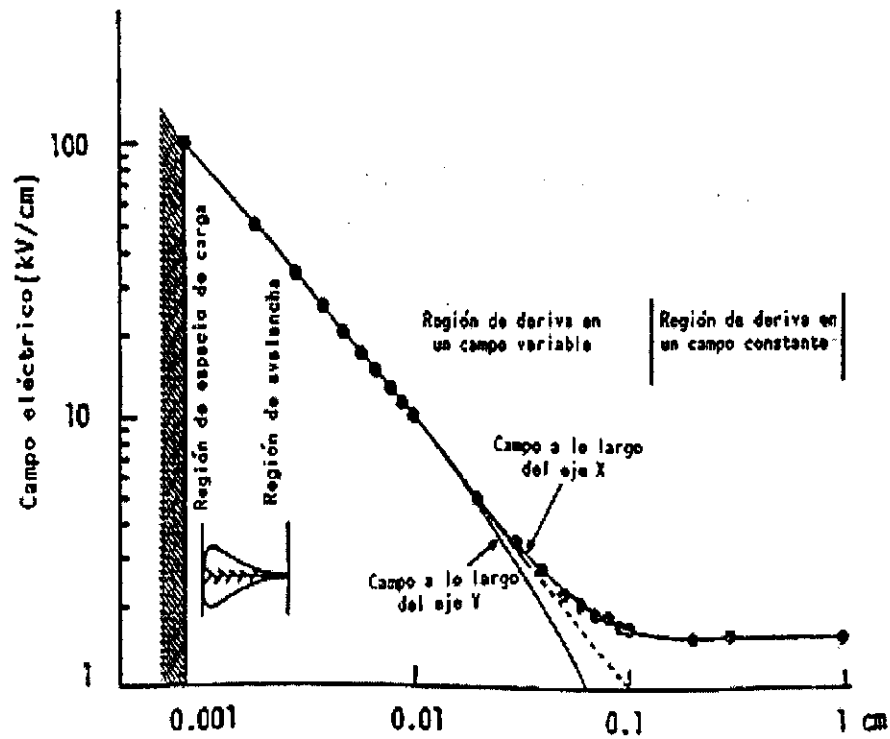


Figura 3.8: Variación del campo eléctrico a lo largo de eje perpendicular al plano de los alambres (eje y en la figura 3.6). Se distinguen claramente las tres regiones, lejos del ánodo ($\sim 15a$) la región de campo constante, cerca del ánodo ($\sim 10a$) el campo deja de ser constante y comienza a comportarse como $\frac{1}{r}$ y por último la región en la que se genera la avalancha.

Por lo tanto que tenemos en la deriva de cargas podemos distinguir tres regiones (ver figura 3.8). En la primera $E \approx \text{constante}$ (lejos de los alambres, $r > 0.1 \text{ cm}$), las cargas son conducidas hacia los electrodos. En la segunda los electrones comienzan a sentir como el campo está cambiando de $E \approx \text{constante}$ a $E \approx \frac{1}{r}$ y por último la región en la que el campo varía $\approx \frac{1}{r}$, por lo que se alcanzan grandes intensidades, generándose la avalancha.

En la construcción de estos contadores el valor de los parámetros a , s , y l son muy importantes. Por ejemplo para valores a_0 , s_0 y l_0 se tiene una colección de carga $Q = CV_0$, si cambia el valor de alguno de

3.4. CONTADOR MULTIALÁMBRICO DE PLACAS PA-RALELAS (MWPPAC).71

los parámetros y se quisiera coleccionar la misma cantidad de carga, entonces, sería necesario incrementar o reducir V_0 para compensar dicho cambio. Por ejemplo, ir de un espacio entre alambres de 2 mm a 1 mm y conservar el factor de ganancia (es decir la misma cantidad de carga colectada Q) implica tener que incrementar el voltaje V_0 al menos al doble, lo cual puede ser problemático ya que intensidades de campo demasiado grandes podrían ocasionar que se generaran chispas en el contador. Se podría pensar que una reducción en el valor de s podría compensarse reduciendo el valor de a , sin embargo valores típicos de a son alrededor de $20\ \mu\text{m}$, que no puede ser reducido mucho más por limitaciones mecánicas, ya que los alambres tienen que tener cierta tensión para evitar que debido a fuerzas electrostáticas cambien su posición inicial, causando distorsiones en el campo eléctrico.

La principal ventaja de la MWPC respecto al PPAC y al SWPC es que, como cada alambre se comporta como un detector individual, se puede saber en cual de los alambres se generó la señal y con esto tener información sobre la posición de la radiación que originó dicha señal. Esta sensibilidad a la posición cubriendo grandes áreas (desde unos cuantos cm^2 hasta 1 m^2) y el trabajar a presión atmosférica, han permitido la utilización de estos contadores en diversos campos como Radiología, Cristalografía, Física de Altas Energías, Astronomía y Física Nuclear.

3.4 Contador Multialámbrico de Placas Paralelas (MWPPAC).

Si se realiza una combinación entre un PPAC y una MWPC se obtiene un detector con características interesantes, especialmente para experimentos con iones pesados. Las primeras referencias a una combinación como ésta son [EY78] [BR80], sin embargo su explicación y completa utilización se realiza en 1983 por Mazur [MA83]. Su principio se basa en aprovechar la posibilidad de comenzar a generar la avalancha desde que se forman los primeros pares ion-electrón y no esperar hasta que éstos lleguen a los alambres.

La idea principal es introducir entre los cátodos de un PPAC una malla de alambres como se muestra en el arreglo de la figura 3.6. La diferencia esencial entre un MWPPAC normal y un MWPC es que l no es mayor que $\approx 3 \text{ mm}$, además que la presión del gas es de alrededor de 20 torr . Al igual que en el caso de un MWPC, en la deriva de las cargas se distinguen dos regiones principales. En la primera el valor de campo eléctrico es constante, pero el valor del campo reducido permite que se genere el proceso avalancha (lo mismo sucede en el PPAC normal). En la segunda región (ya cerca de los alambres) se tiene un campo que varía como $\sim \frac{1}{r}$ por lo que se genera una nueva avalancha (similar a la de una MWPC).

Una característica de este doble mecanismo es que, a pesar que se deposite muy poca energía en el contador ($\leq \text{KeV}$), es posible generar suficientes pares ion-electrón secundarios para que la señal sea fácilmente procesada (aunque esto implica que las variaciones en el valor de factor de ganancia M serán mayores, puesto que las variaciones en el valor de M en la primera etapa serán amplificadas en la segunda). Otra característica es que el tiempo de colección de carga (y por ende de formación de la señal) es del orden de 10^{-9} s .

Por lo anterior, este tipo de contador resulta sumamente conveniente en experimentos en los se quiere tener transparencia ², información de posición, cubrir grandes ángulos sólidos, y una señal rápida que pueda ser utilizada como gatillo para coincidencias o tiempo de vuelo.

Hasta el momento se han descrito los principales procesos físicos por los que se genera la señal en los contadores y algunas de sus características más relevantes, sin embargo en la práctica para su diseño y operación hay que tomar en cuenta ciertos aspectos técnicos, de los cuales hablaremos en la siguiente sección.

²Es decir, que no se introduzcan variaciones estadísticas en la energía de las partículas que serán detectadas (straggling).

3.5 Aspectos técnicos.

3

En el diseño y construcción de un PPAC, un MWPC o un MWP-PAC se deben tomar en cuenta ciertos aspectos técnicos como el precio de los componentes, la existencia de proveedores, etc., que hagan completamente viable su operación, así como el mantenimiento o reparación en caso de mal funcionamiento. En esta sección se discutirán algunos de esos aspectos.

3.5.1 Elección de gas.

Dado que el fenómeno de ionización se presenta en casi todos los gases, en principio se podría utilizar cualquier gas o mezcla de gases, sin embargo, los mejores son aquellos en los que la energía promedio para producir una ionización sea baja y se obtengan valores de M alrededor de 10^5 con el menor voltaje de operación posible.

Experimentalmente se han encontrado los mejores resultados utilizando gases nobles; dentro de ellos, las mejores opciones son el Kriptón y el Xenón que presentan un menor valor de W_i (ver tabla 1.1); sin embargo por razones económicas la mejor opción es el Argón. Con Argón se han reportado literatura ([BR75], [FU58]) valores del factor de ganancia alrededor de $M \approx 10^3 - 10^4$. Este límite se debe, principalmente, a que durante el proceso de avalancha, además de ionizar, se excitan las moléculas de gas, las que para volver a su estado base emiten fotones de ≈ 11.6 eV de energía. La mayoría de estos fotones alcanzan el cátodo y tienen la energía suficiente como para arrancar electrones mediante el efecto fotoeléctrico, generando un gran número de fotoelectrones (al menos tantos como ionizaciones se produzcan), y por lo tanto se puede provocar descargas continuas. Es así, que para obtener valores de M mayores es necesario eliminar a los fotoelectrones. Una forma de hacer esto es introducir un segundo gas que sea capaz de absorber dichos fotones y no volver a emitir otro fotón. Gases orgánicos tales como el Metano (CH_4), el Isobutano (C_4H_{10}) o el Propano (C_3H_8) han mostrado

³Salvo en casos específicos, la discusión y consideraciones son aplicables tanto al PPAC como al MWPC.

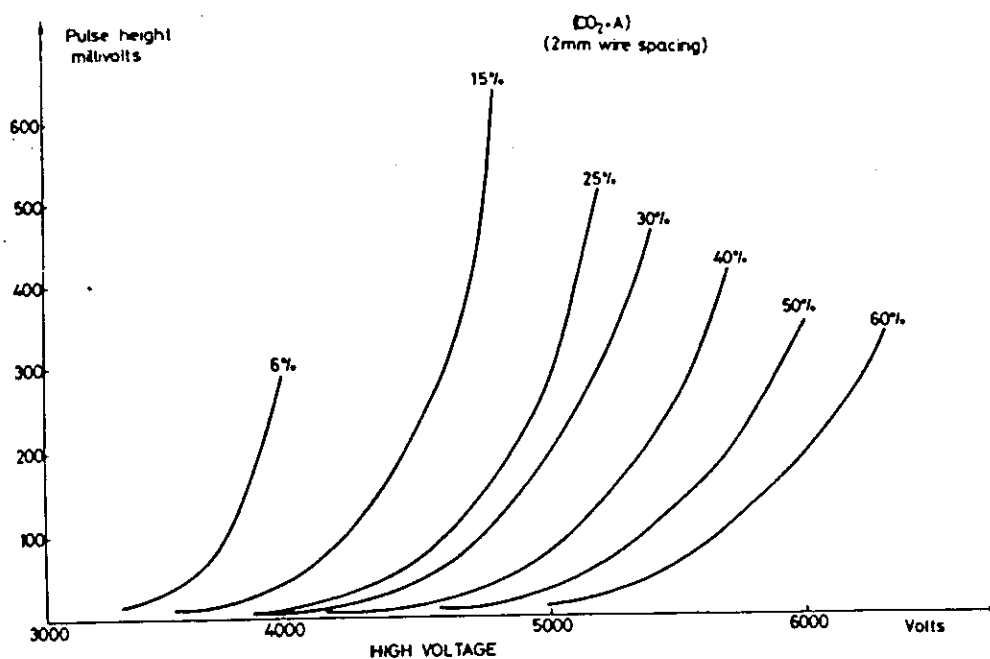


Figura 3.9: *Tamaño de pulso obtenido con varias mezclas de Ar + CO₂ (figura tomada de la referencia [SA77]).*

ser sumamente eficientes para absorber fotones en el intervalo de 7.9 a 14.5 eV que cubre el intervalo de emisión de fotones del Argón. Otros gases inorgánicos como el bióxido de carbono (CO₂) también son eficientes para capturar fotoelectrones.

Por otra parte, puesto que la velocidad de deriva puede ser afectada por las proporciones de cada gas en la mezcla, dependiendo del porcentaje de cada componente de la mezcla podemos esperar diferentes comportamientos, en especial en el tamaño de la señal generada y en el voltaje que se necesita aplicar para generarla. La figura 3.9 nos muestra como diferentes porcentajes de una mezcla Ar + CO₂ implican tener diferentes voltajes de operación para obtener el máximo tamaño

de señal.

La adición de gases electronegativos (en especial freones como el CF_3Br) algunas veces ayuda a incrementar el valor del máximo de la señal. Este componente se encarga de capturar electrones libres formando iones negativos que no pueden inducir avalanchas, ésta un forma de controlar los fotoelectrones producidos por fotones no capturados, ya que algunos freones presenta mayor eficiencia para capturar electrones con energías similares a la de los fotoelectrones. Sin embargo, se debe tener cuidado con la cantidad de gas electronegativo que se introduce a la mezcla, pues se corre el riesgo de no sólo capturar fotoelectrones sino también los electrones producidos por ionizaciones de la partícula cargada y llegar a un punto en el cual, en lugar de ayudar, la adición de gas electronegativo, perjudica. Por ejemplo gases como el vapor de agua y el O_2 son altamente electronegativos por lo que si la mezcla tiene de este tipo de contaminantes se puede alterar significativamente el funcionamiento del contador.

Otro punto importante a considerar es que el principal proceso no radiativo por el que los gases capturan los fotones, es la disociación; es decir, el rompimiento de la molécula en radicales. Esto implica que después de cierto número de eventos la composición del gas será diferente y se generará un cambio en el funcionamiento del contador. ¿Que tan rápido puede suceder esto? Consideremos un contador con un volumen de 10cm^3 y una mezcla de 90% + 10% de un gas noble y un gas poliatómico a presión atmosférica, esto implica que se tendrán aproximadamente 10^{19} moléculas del gas poliatómico. Tomando un valor de ganancia de $\approx 10^5$ y considerando que se crean alrededor de 200 ionizaciones primarias por cada evento detectado, se tiene que por cada evento se están rompiendo alrededor de 10^7 moléculas. Si están ocurriendo alrededor de 10^3 eventos por segundo, se esperará entonces que después de una hora (es decir después de $\approx 10^{12}$ eventos detectados) las características del detector hayan cambiado. Este problema se resuelve al tener un flujo constante de gas, que debe ser controlado de tal forma que la presión del gas se mantenga constante, ya que la presión influye en la operación del contador y por lo tanto debe ser un parámetro con-

trolado.

Dado que la presión del gas es un parámetro a controlar, surge la pregunta ¿todas las mezclas se comportan igual a diferentes presiones?. En general se tiene que para presiones mayores a 100 *torr* no se encontrará mayor diferencia, sin embargo para presiones menores se ha visto que los gases orgánicos puros dan mejores resultados que los gases nobles [BI71].

3.5.2 Materiales.

Alambres.

El diámetro de los alambres que se utilizan no debe ser mayor a 50 μm y lo más común es utilizar 20 μm . Alambres de mayor diámetro no funcionan adecuadamente, debido a que no se alcanzan intensidades de campo suficientemente altas para generar la avalancha (recordemos el campo cerca de los alambres varia $\approx \frac{1}{r}$).

Para compensar la fuerza electrostática que sienten los alambres y para mantenerlos fijos, es necesario aplicar cierta tensión mecánica en los alambres. Utilizar alambres de diámetro menor a las 10 μm se vuelve sumamente inconveniente por no ser capaces de soportar la tensión necesaria para evitar que se desplacen de su lugar. Considerando este requerimiento por lo regular se utiliza alambre de tungsteno, ya que este material presenta las mejores propiedades mecánicas para soportar la tensión a la que los alambres son sometidos. En la tabla 3.1 se presentan la tensión máxima a que se pueden someter alambres de tungsteno en función de su diámetro. Para mejorar la conductividad eléctrica usualmente estos alambres son recubiertos con oro.

diámetro (μm)	Tensión máxima (N)
5	0.04
10	0.16
20	0.65
30	1.45
50	2.83

Tabla 2.1. Se muestran algunos valores de la tensión máxima a la que pueden ser sometidos los alambres de tungsteno en función de su diámetro.

En el caso particular de un MWPPAC, es posible utilizar alambre de cobre de 50 μm de diámetro ya que la generación de la avalancha no se realiza exclusivamente cerca de la superficie del alambre y su diámetro lo hace suficientemente resistente para soportar la tensión.

Soportes Mecánicos.

Para construir el ánodo, se utilizan placas de G-10⁴ (también se puede utilizar tabletas de fibra de vidrio) cubiertas con cobre. Sobre estas placas y mediante un proceso de fotograbado y ataque químico se graban las pistas de lo que serán las conexiones eléctricas y conectores, esto es lo que se llama un "circuito impreso". Los alambres de tungsteno serán soldados en dicho circuito. El espacio entre alambres y el número de ellos marcará el diseño de dicho circuito; la optimización del espacio es importante. Recordemos que entre uno y otro conector muchas veces se tiene un espacio menor a un milímetro.

En el caso de las MWPC, y debido a que se manejan voltajes de unos cuantos kV , es especialmente importante evitar orillas afiladas (puntas), esto ayuda a evitar la acumulación de carga excesiva donde se pueda generar una chispa.

Para lograr la tensión de los alambres, se fija un extremo, se cuelga

⁴Este material es una combinación de resinas epoxicas adicionadas con fibra de vidrio. La alta calidad de sus propiedades eléctricas y en especial las mecánicas, hacen frecuente su uso en la elaboración de circuitos impresos.

en el otro un peso determinado, y posteriormente se soldan al marco. La posición de los alambres en el marco se determina alineándolos con líneas guías grabadas previamente en él.

Los cátodos son por lo regular contruidos pegando sobre un marco de G-10, o de fibra de vidrio, una hoja de Mylar en la cual previamente se ha evaporado una película delgada de aluminio u oro ($\approx 10^{-7} \frac{gr}{cm^2}$). Sobre el marco previamente se ha grabado un circuito, sobre el que se hacen las conexiones eléctricas. El contacto entre el Mylar y el marco se realiza, ya sea por contacto mecánico entre la superficie conductora del Mylar y la del marco, o mediante un pegamento conductor. Lo ideal es éste último método, sin embargo, tiene el inconveniente que dichos pegamentos no son fabricados en México. En cuanto al método de contacto mecánico, éste implica mucho más cuidado en el diseño del cátodo para dejar espacio suficiente en la región de contacto sin interferir con el resto del ensamble mecánico del contador, además que el contacto eléctrico que se logra no es tan bueno ($\approx 300 \Omega$ de resistencia eléctrica) como en el caso del uso de pegamentos conductores ($\approx 20 \Omega$).

Para fijar la posición del ánodo y el cátodo se puede utilizar pegamento epóxico o se puede lograr mediante tornillos, esto último es lo más conveniente ya que, en caso de ser necesario reparar el contador, es mucho más sencillo desensamblarlo. Para evitar descargas, los tornillo deben de ser de un material aislante.

Determinación de la posición o traza del evento detectado.

Como se dijo, al tratar cada alambre como un detector independiente tenemos la posibilidad de conocer que alambre fue él que generó la señal. En este sentido podemos clasificar dos casos, el primero (y más sencillo), es el de la lectura directa, es decir, instrumentar cada uno de los alambres y procesar las señales de forma independiente. Esta es quizás la mejor opción, sin embargo surgen una serie de inconvenientes tanto desde el punto de vista económico (se necesita uno por cada alambre) como desde el punto de vista técnico (se necesita un

sistema de adquisición de datos con tantos canales como alambres). Es por esto que se buscaron métodos indirectos o de interpolación que son más fáciles y económicos de instrumentar.

Los métodos que se han aplicado con más éxito son: el de "retraso de tiempo" y el de "división de carga", que a continuación son explicados.

El método de retraso de tiempo se basa en conectar los n alambres con elementos capaces de retrasar la señal una determinada cantidad fija de tiempo δt , formando una cadena de retraso (ver figura 3.10). Como el retraso inducido es conocido, y además "discreto" (en cantidades fijas $\delta\tau$), si se toma como referencia uno de los extremos de la cadena y se hace la diferencia respecto al otro, los valores de dicha diferencia serán discretos y dependerán de cual fue el alambre en que se generó la señal. Si tenemos n alambres y por cada alambre la señal se retrasa $\delta\tau$; y si la señal se generó en el alambre número x tenemos que el retraso total es:

$$\Delta t = t_A - t_B = ((n - x)\delta\tau - (x)\delta\tau) = (n - 2x)\delta\tau$$

donde Δt , $\delta\tau$, y n son cantidades establecidas y por lo tanto se puede conocer x .

La instrumentación necesaria para implementar este método es: dos amplificadores rápidos, dos discriminadores y un convertidor de tiempos a amplitudes. Los elementos de retraso pueden encontrarse comercialmente (por el ejemplo el módulo de electrónica PE 20650) o pueden fabricarse fácilmente mediante el uso de un elemento inductivo y uno capacitivo [CH68b]. El inconveniente de este método, es que, debido a que se quiere modificar lo menos posible el tiempo de generación de la señal, no se adicionan filtros por lo que se amplifican tanto la señal como las señales de fondo (ruido).

En el caso del método de división de carga, éste se basa en conectar todos los alambres mediante elementos resistivos, y conducir la carga colectada por los alambres a los extremos de ánodo. Utilizando las leyes de Kirchoff para circuitos eléctricos, se llega fácilmente a la siguiente expresión:

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

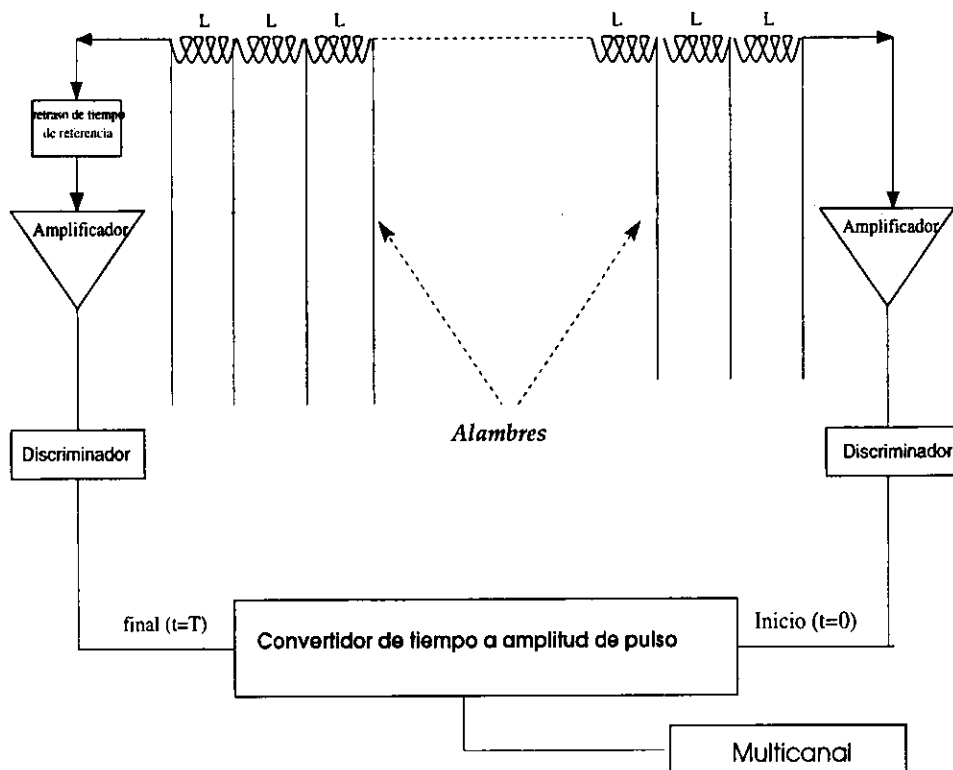


Figura 3.10: Determinación de la posición utilizando el método de retraso de tiempo.

$$\frac{q_i}{q_T} = \frac{V r_i}{V r_T} = \frac{r_i}{r_T}$$

donde r_i es la resistencia que la carga q_i atravesó por la rama izquierda de la cadena resistiva; q_T y r_T son la carga total y la resistencia total (ver figura 3.11). Suponiendo que tenemos n alambres y el valor de cada elemento resistivo es r y que la señal se generó en el alambre x tenemos que

$$\frac{q_i}{q_T} = \frac{x r}{n r} = \frac{x}{n}$$

donde $\frac{q_i}{q_T}$ y n son cantidades conocidas y por lo tanto se puede determinar el valor de x .

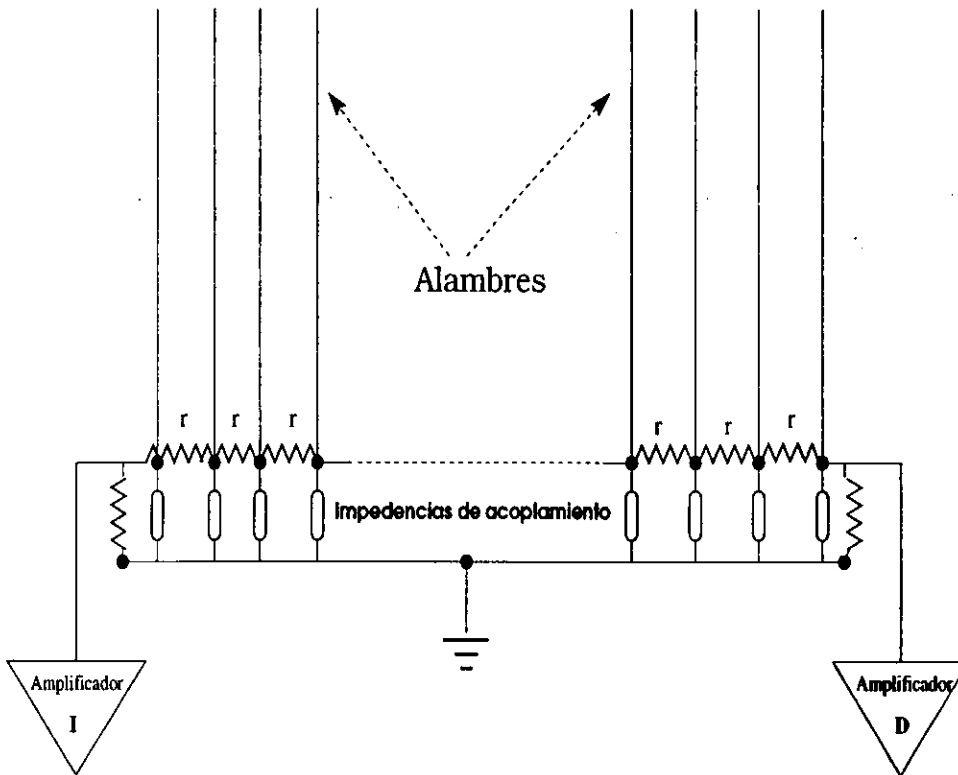


Figura 3.11: *Determinación de la posición utilizando el método de división de carga.*

En este el método se puede instrumentar de dos maneras diferentes (ver figura 3.12). En ambas, es necesario al menos dos preamplificadores sensibles a la carga, dos amplificadores de forma y un circuito que pueda realizar el cociente de dos señales. La figura (3.12a) nos muestra una configuración posible. En este caso se necesita además un amplificador que realice la suma de la señal de ambos extremos, ya que la señal resultante es proporcional a la carga total y éste es el parámetro que necesitamos conocer. En este caso, la resolución en posición depende de que los preamplificadores que se utilicen, tengan una ganancia muy parecida para evitar que la suma sea modificada y se pierda la información. La figura (3.12b) nos muestra otra posibilidad, en este caso la carga total se obtiene del cátodo, y no es necesario efectuar la suma.

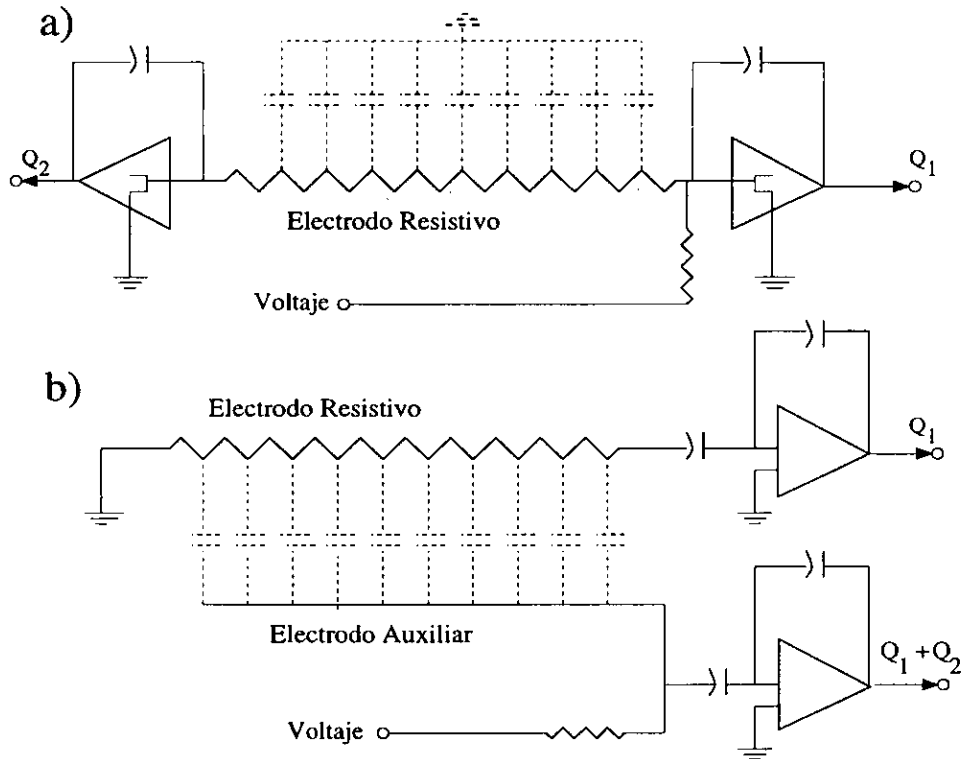


Figura 3.12: Dos diferentes configuraciones para instrumentar el método de división de carga.

Esta última configuración tiene la ventaja sobre la anterior de que al no realizar la suma por otro módulo de electrónica la ganancia de los preamplificadores no es tan importante. En ambos casos, la utilización de preamplificadores ayuda a reducir la señal de fondo, lo que permite mejorar la determinación de la posición. Sin embargo el precio a pagar es la capacidad de conteo ya que el procesamiento de la señal tarda del orden de microsegundos mientras que en el método de retraso de tiempo el proceso dura alrededor de $100ns$.

Prototipos.

Todos los aspectos que anteriormente se han discutido fueron analizados y puestos en práctica en una serie de prototipos que se construyeron,

con el objetivo de adquirir **experiencia en la construcción** y ensamblaje de este tipo de detectores y en **base a la experiencia** adquirida llegar a un diseño final.

La figura 3.13 muestra un **esquema de uno** de los prototipos que se construyeron. Dado que no nos **fue posible** conseguir placas de G-10, en la elaboración de los marcos **se utilizaron** placas de fibra de vidrio y de resinas epóxicas. En la **construcción de los ánodos** se utilizó alambre de tungsteno de $20\mu m$ de **diámetro recubierto** con oro y alambres de cobre de $50\mu m$. El área activa **de estos prototipos** es $5 \times 2 \text{ cm}^2$. Las pruebas se realizaron tanto a **presión atmosférica** como a presiones de algunos *torr*. La resolución en **posición** (distancia entre los alambres que formaban el ánodo) se varió **de 2.5 mm** hasta **1 mm**.

Para determinar la posición **utilizó** el método de división de carga, ya que éste, se puede **instrumentar** con electrónica NIM estándar, existente en el IFUNAM. Aunque **también se realizaron** algunas pruebas utilizando el método de **retraso de tiempo**⁵.

En cuanto a los gases, a **presión atmosférica**, una de las mezclas más convenientes por su precio (**700 pesos** el contenedor de 6 m^3) y tiempo de entrega (1 semana) es la de **Ar(%80) + CO₂(%20)**. Con esta mezcla se operaron prototipos obteniéndose señales (después de un preamplificador) suficientemente grandes ($\approx 500 \text{ mV}$, ver figura 3.14). También se probó una mezcla de **Ar(70%) + Isobutano(30%)**, obteniéndose resultados ligeramente mejores **sin embargo**, dado su alto costo y tiempo de entrega (16 semanas, ya que el isobutano es un gas de importación) lo hacen inconveniente. A presiones alrededor de **10 torr** se realizaron pruebas con los gases: Isobutano (pureza del 99%) y **CF₈** y **C₃F₈**. En este caso, el Isobutano (**C₄H₁₀**) resultó ser la mejor opción, ya que se alcanzan voltajes de operación **mas altos**.

El diseño final del MWPPAC que se utilizó como parte del sistema

⁵Esto sólo fue posible en el Instituto del Ciclotrón Superconductor de la Universidad de Texas A & M, donde se efectuaron las medidas.

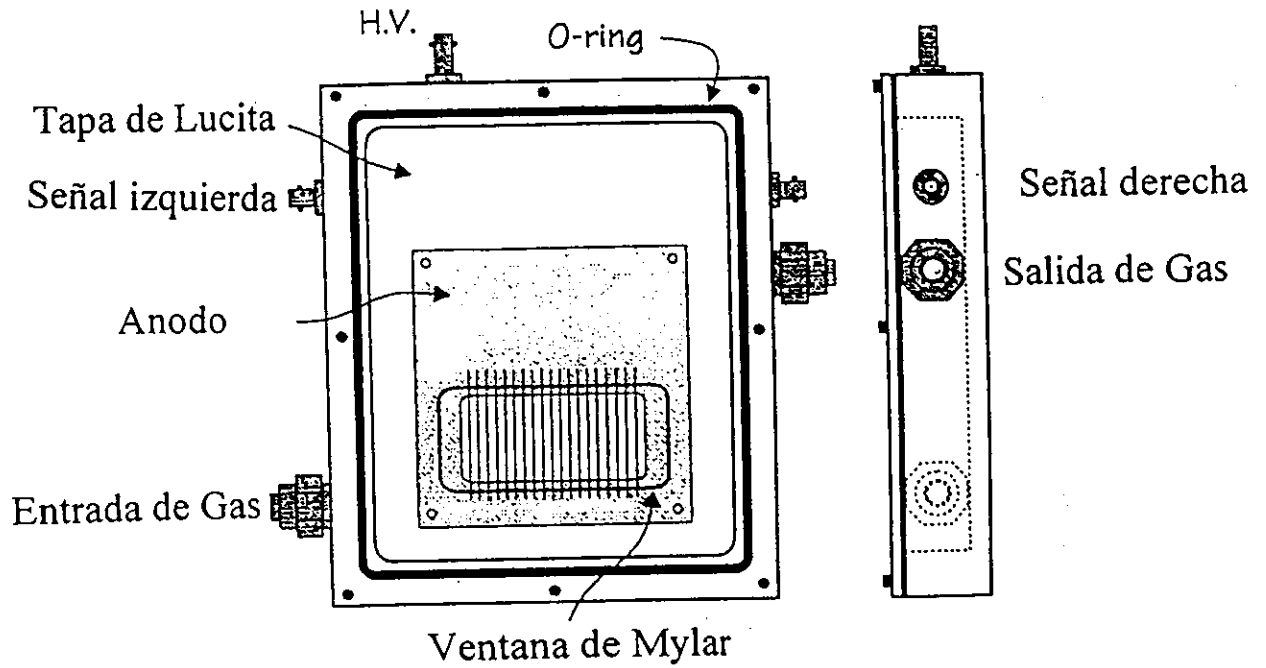


Figura 3.13: Esquema de un prototipo

de detector se describe en el siguiente capítulo.

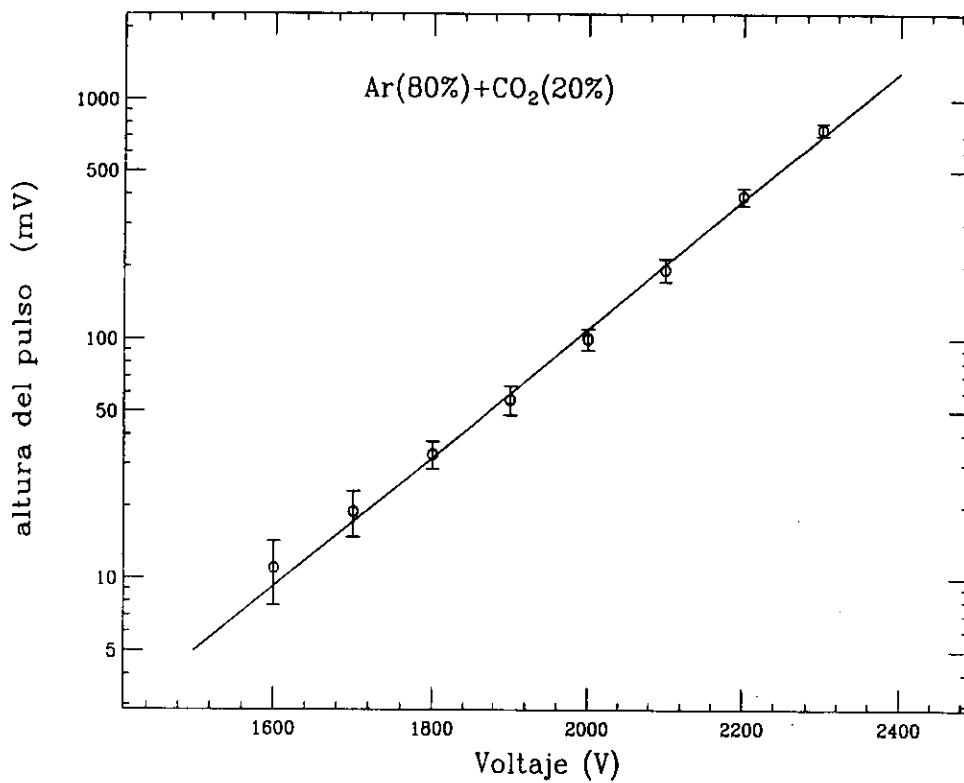


Figura 3.14: *Tamaño de pulso contra voltaje de operación. En este caso se utilizó uno de los prototipos y gas Ar(80%) + CO₂(20%).*

Capítulo 4

Sistema de Detección.

Como se dijo anteriormente, en el grupo de Física Nuclear experimental del IFUNAM se han logrado avances teóricos considerables ¹ en el estudio de la dispersión elástica de iones pesados-ligeros. Debido a las energías a la que se realizan estos estudios, la mayoría de las medidas, se han efectuado en laboratorios en el extranjero, lo que ha limitado las condiciones en las que se efectúa el experimento, por ejemplo, tiempo de haz, detectores disponibles, blancos, etc. Para mejorar esta situación se planteó el diseño y construcción de un sistema de detección que al mismo tiempo que fuera capaz de medir los parámetros necesarios (masas de los núcleos, su carga, su energía y el ángulo al que fueron dispersados), fuera versátil y económico. Pensando en estas características se diseñó y construyó un arreglo tipo telescopio el cual consta de un MWPPAC seguido de dos detectores de estado sólido ² (figura 4.1). Del MWPPAC se obtiene la información en posición, del primer detector de estado sólido se obtiene la información de pérdida de energía (ΔE) de las partículas que lo atraviesan y el segundo detector nos da la información de la energía remanente en la partícula. Si se suman las señales de los detectores de estado sólido, se recupera la energía total (E) de la partícula. Con esta información (E y ΔE) es posible identificar la carga y la masa de las partículas que incidieron en ellos.

¹Un resumen de los resultados y avances que se han logrado se encuentran en la referencia [BR97].

²el diseño del detector fue publicado en la referencia [AL97].

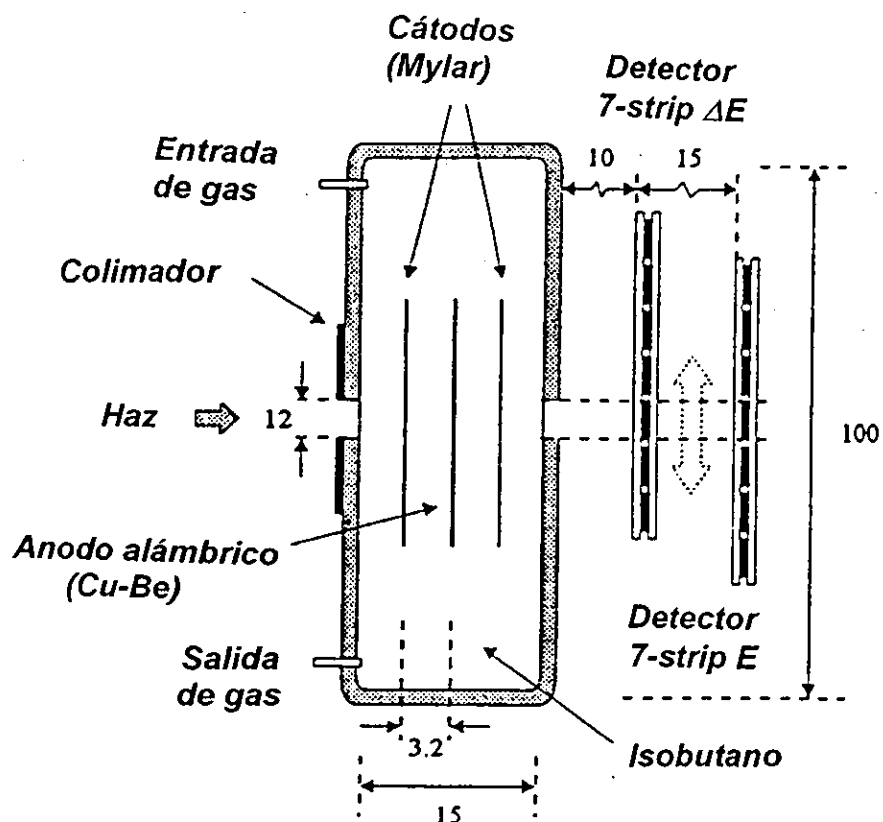


Figura 4.1: Esquema del sistema de detección.

A continuación detallamos el funcionamiento de cada una de las partes del arreglo.

4.1 Detectores de estado sólido.

Los detectores que se utilizaron son comerciales, fabricados por la compañía Micron Semiconductor, modelo I-500 y modelo I-300, la diferencia entre cada uno de los modelos es el espesor, el cual es de $500 \mu\text{m}$ y $300 \mu\text{m}$ respectivamente. El tamaño de cada bloque detector es de $71 \times 42 \text{ mm}^2$, y están divididos en 7 segmentos o tiras. Cada segmento funciona independiente del otro, por lo que en realidad en cada bloque detector se cuenta con siete detectores.

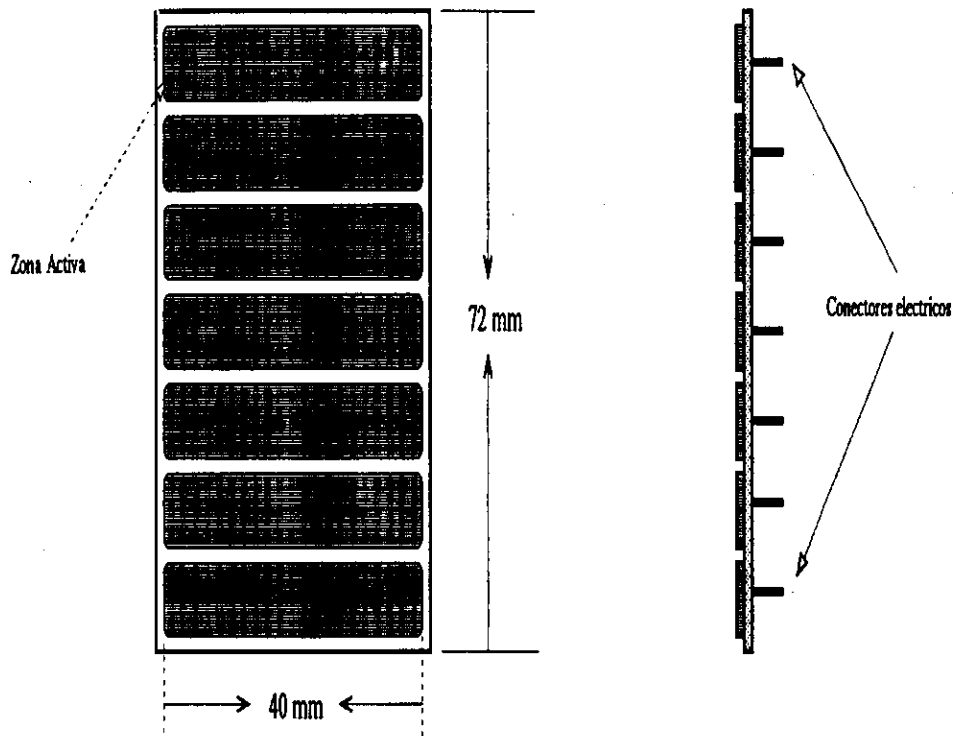


Figura 4.2: Esquema de un detector de estado sólido tipo I-300

El precio aproximado de cada bloque es \$830 dólares así que cada segmento o tira cuesta alrededor de \$119 dólares. La figura 4.2 nos muestra el esquema de uno de los bloques.

Se eligió este tipo de detectores por su bajo costo y porque el área activa de cada una de sus tiras ($9 \times 40 \text{ mm}^2$) corresponde a las dimensiones de detectores de estado sólido sensibles a la posición (PSD) que se han usado en experimentos de dispersión [EM73], [KA75], [BI84] [DI89], [FE90].

El voltaje de operación y la resolución en energía para cada tira se determinó utilizando una fuente radioactiva de ^{241}Am que emite partículas α de 5.48 MeV de energía. En este caso se utilizó un preamplificador

Camberra modelo 2004 y un amplificador de forma Ortec modelo 855. La figura 4.3 nos muestra un espectro típico. En la tabla 4.1 y 4.2 se encuentran los principales parámetros de operación para cada una de las tiras.

Tira no.	Espesor (μm)	Resolución (%)	Voltaje (V)
1	500	0.026	-75.0
2	500	0.025	-75.0
3	500	0.022	-75.0
4	500	0.022	-75.0
5	500	0.024	-75.0
6	500	0.022	-75.0
7	500	0.021	-75.0

Tabla 4.1 Características del detector modelo I-500

Tira no.	Espesor (μm)	Resolución (%)	Voltaje (V)
1	300	0.026	-17.0
2	300	0.023	-17.0
3	300	0.025	-17.0
4	300	0.024	-17.0
5	300	0.024	-17.0
6	300	0.024	-17.0
7	300	0.024	-17.0

Tabla 4.2 Características del detector modelo I-300

4.2 MWPPAC.

Como se mostró en el capítulo tres, por sus características de transparencia y sensibilidad a la posición, el MWPPAC es el detector de gas más conveniente para el tipo de sistema de detección planteado.

Se construyeron 3 MWPPAC (que denominaremos A,B y C) idénticos en dimensiones, siendo la única diferencia el valor de la cadena resistiva

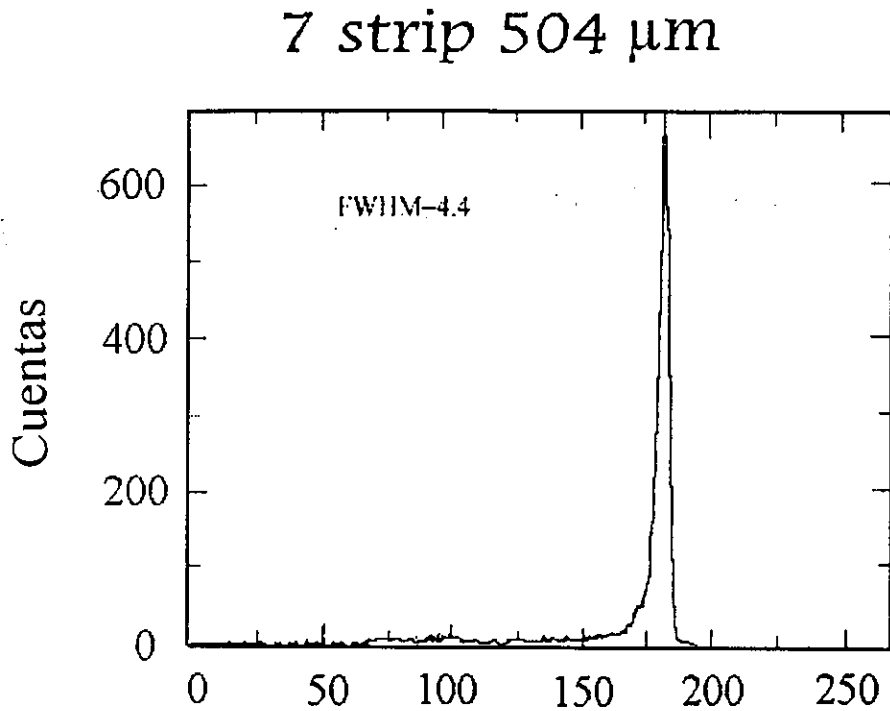


Figura 4.3: *Espectro típico de energía. La resolución en energía es del 0.024% para partículas α de 5.48MeV.*

utilizada en cada uno de ellos. Los marcos para el cátodo y el ánodo se fabricaron utilizando placas de material G10 recubiertas con una capa de cobre. Sobre las placas se grabó el circuito impreso utilizando la técnica de fotograbado.

4.2.1 Anodos.

Las dimensiones para el ánodo son de $90 \times 50 \text{ mm}^2$ y el área activa es de $44 \times 75 \text{ mm}^2$. El alambre utilizado es una aleación de cobre-berilio con diámetro de $50 \mu\text{m}$; la tensión de los alambres fue de 0.58 N . Los alambres se soldaron al ánodo de forma tradicional, es decir utilizando

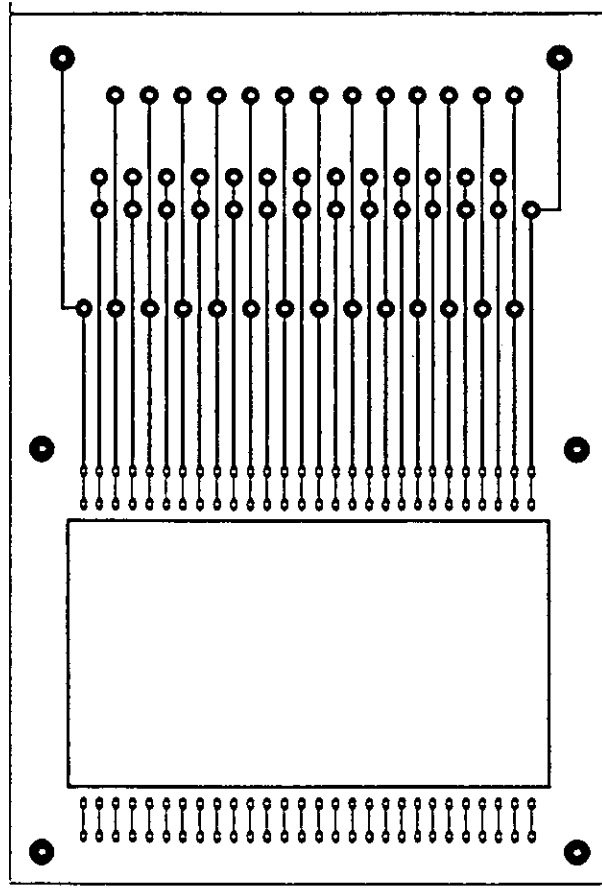


Figura 4.4: *Esquema del circuito impreso utilizado en la construcción del ánodo del MWPPAC.*

un cautín de baja temperatura y soldadura de estaño con núcleo de resina. El espacio entre los alambres fue de 2 mm y el error estimado en la posición relativa es de $\pm 10\%$ (esto se estimó en base a que, el tamaño de las líneas guía era de $100\ \mu\text{m}$ y todos los alambres están contenidos en el ancho de las líneas guía). Una vez soldados los alambres se limpió el espacio entre cada uno de ellos para eliminar parte de la resina de la soldadura, esto se hizo utilizando una solución de tetracloruro de carbono y acetona. La figura 4.4 nos muestra un esquema del circuito impreso.

4.2.2 Cátodos.

Los cátodos se formaron estirando y pegando películas de mylar aluminizado con espesor de $200 \frac{\mu\text{gr}}{\text{cm}^2}$ a los marcos. Las dimensiones de los marcos en este caso fueron $80 \times 50 \text{ mm}$ con una área activa de $75 \times 44 \text{ mm}$. El contacto eléctrico se hizo mediante un pegamento conductor. La resistencia eléctrica entre el cobre de los marcos y la película de mylar fue de 20Ω . Las películas de mylar estaban aluminizadas por ambos lados y se conectaron eléctricamente ambas caras, ya que si una de las caras permanece aislada eléctricamente, se corre el riesgo de acumulación electrostática de carga y se puede producir una descarga que dañe el mylar.

4.2.3 Ensamble

El ánodo y el cátodo se ensamblaron utilizando tornillos hechos de nylon y con radio de 3.15 mm . El espacio entre ánodo y cátodo fue de 3.2 mm , éste, se logró colocando rondanas, hechas también de nylon, cuyo espesor era de 1.6 mm , por lo que era necesario colocar entre el ánodo y el cátodo dos rondanas.

El contenedor del gas se construyó de aluminio, en su diseño se evitó soldar alguna parte, esto con el objetivo de minimizar problemas de hermeticidad. La figura 4.5 muestra en detalle su diseño y dimensiones. Las ventanas de entrada y salida se construyeron de mylar de $100 \frac{\mu\text{gr}}{\text{cm}^2}$.

4.2.4 Funcionamiento.

Como se ha dicho anteriormente dentro de las características del sistema de detección se puso como condición que su operación debía realizarse con electrónica NIM estándar para no tener el problema de depender de algún módulo de electrónica demasiado particular. Esta fue la principal razón para escoger el método de división de carga en la determinación de la posición.

El funcionamiento e instrumentación necesaria para utilizar el método de división de carga ya fue descrito anteriormente, sin embargo la

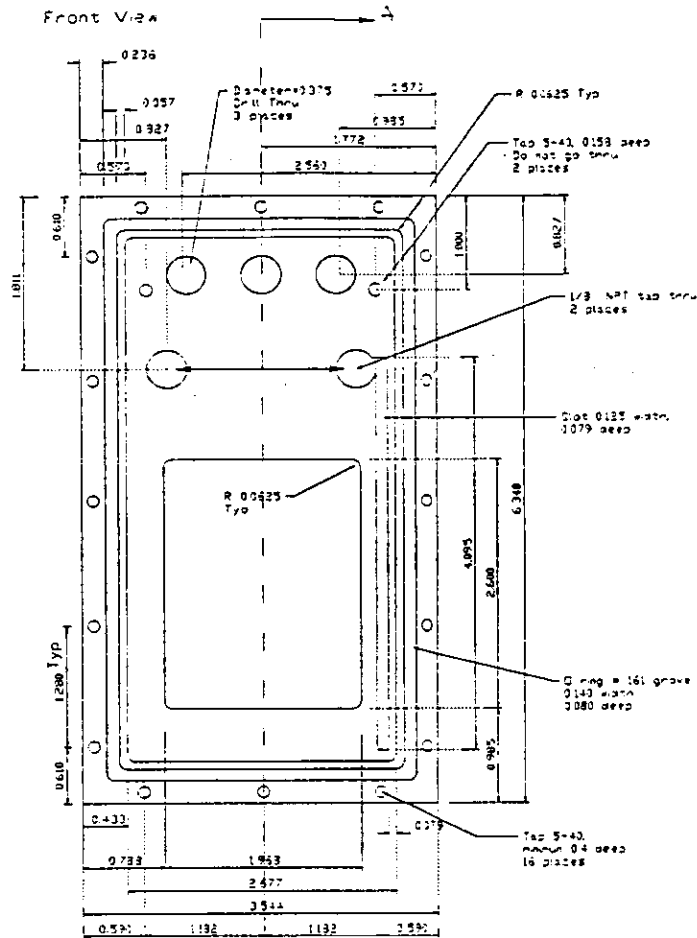


Figura 4.5: Diseño del contenedor de gas.

óptima resolución se obtiene al determinar experimentalmente, el valor de la cadena resistiva, la cual es función de la presión de trabajo y el voltaje ánodo-cátodo. Los valores de las cadenas que se utilizó eran de 4100Ω (detector A), 7500Ω (detector B) y 11300Ω (detector C), que implica un valor de resistencia por alambre de 200, 370 y 560Ω respectivamente. Las presiones de gas a las que se probaron cada uno de los MWPPAC fue de 3, 7, 11, y 15 torr. Ya que el voltaje de operación depende la presión del gas, el voltaje ánodo-cátodo se varió en incrementos de 10 V dentro de los intervalos de 400 – 600 V, 500 – 650 V, 500 – 800 V, y 600 – 900 V respectivamente. En todas las pruebas se irradió de forma uniforme a las MWPPAC con partículas α de 5.48 MeV de energía, que provenían de una fuente de ^{241}Am .

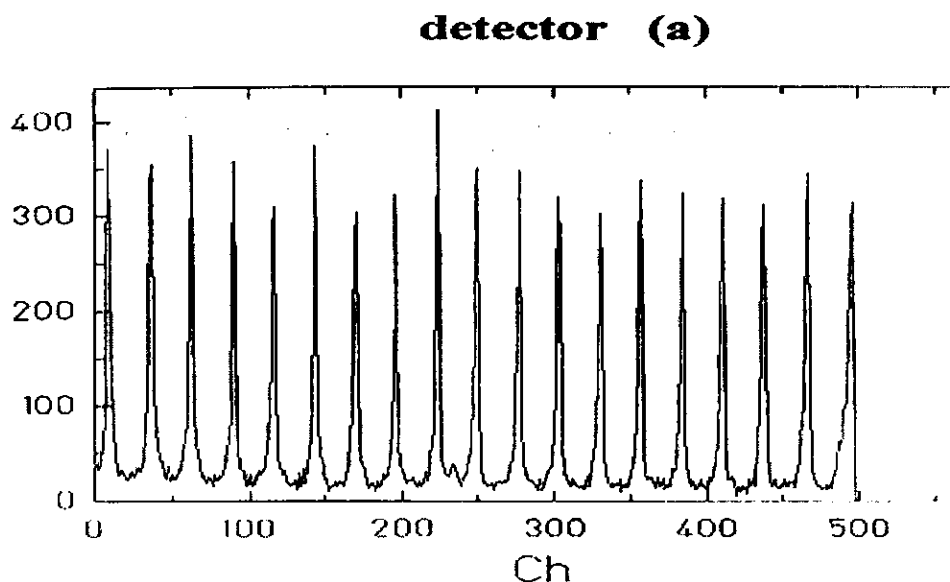


Figura 4.6: *Espectro de resolución en posición para el detector A. El gas utilizado es Isobutano a 11 torr de presión, el voltaje ánodo-cátodo es -700 V . Cada pico representa la posición de un alambre.*

En base a estas pruebas se determinó que los mejores resultados se obtenían al utilizar una presión de 11 torr y 15 torr pero dado que esta última presión provoca una mayor deformación en las ventanas de entrada del MWPPAC se decidió utilizar 11 torr. Las figuras 4.6, 4.7, y 4.8 nos muestran los resultados obtenidos con cada MWPC. De estas figuras se puede concluir que cualquiera de los tres valores de cadena resistiva daban resultados similares, salvo en el caso de la cadena a 11300Ω , que como puede observarse en la figura 4.8 aparecen algunos hombros a la izquierda del pico principal. Dicho hombro es atribuido a micro descargas debido a contaminación por polvo en el ánodo³ y no

³Una vez que se soldaban y limpiaban, los ánodos y cátodos eran guardados

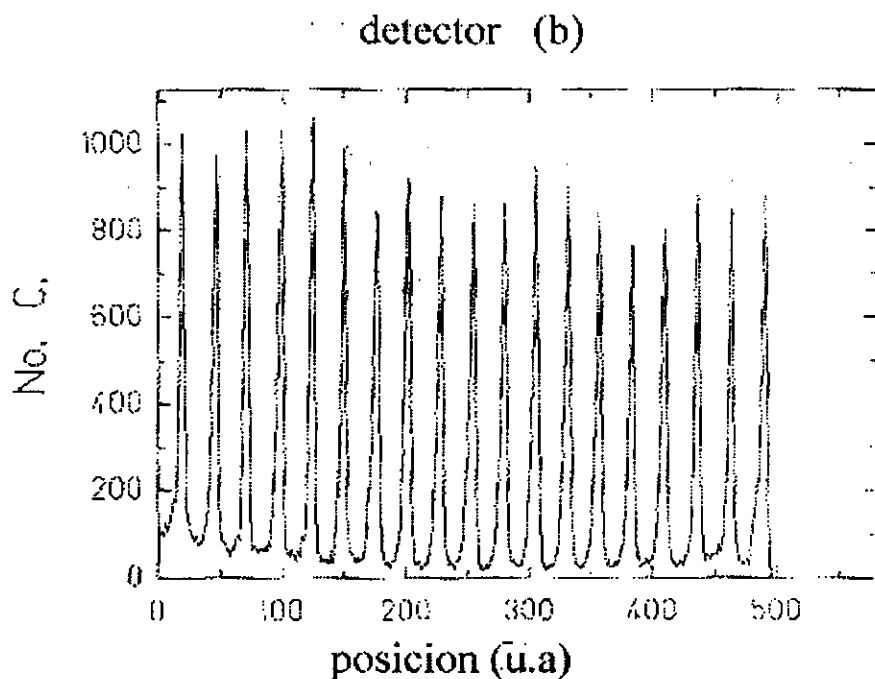


Figura 4.7: *Espectro de resolución en posición para el detector B. El gas utilizado es Isobutano a 11 torr de presión, el voltaje ánodo-cátodo es -700 V . Cada pico representa la posición de un alambre.*

propiamente a un efecto de la cadena resistiva.

Los módulos de electrónica que se utilizaron fueron dos preamplificadores Camberra modelo 2004, un módulo Ortec modelo 855 y un módulo Ortec 464, este último realiza el cociente de la señales provenientes del módulo 855. El único inconveniente con esta electrónica fue la ganancia del preamplificador, la cual resultó ser muy grande, ya que, las señales obtenidas por los amplificadores, eran superiores a 5 V a pesar de utilizar el mínimo nivel de ganancia del amplificador.

en bolsas de plástico que tenían sello hermético. Sin embargo, al momento de ensamblar, era posible que partículas de polvo se adhirieran al cátodo de mylar. Lo ideal es, realizar el ensamble en un "cuarto limpio".

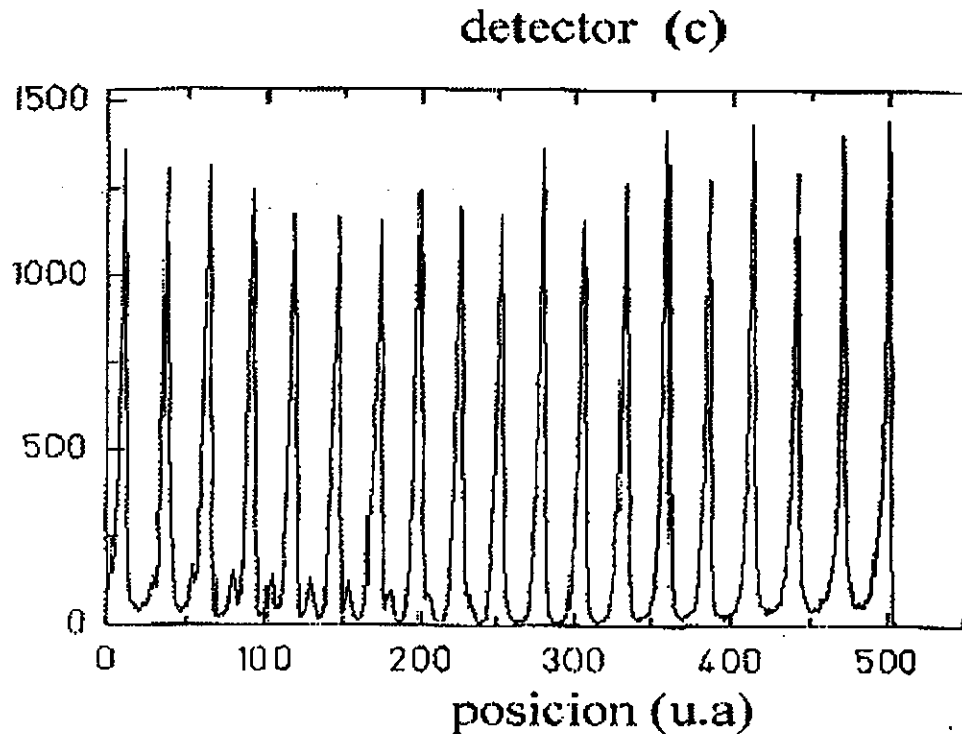


Figura 4.8: *Espectro de resolución en posición para el detector C. El gas utilizado es Isobutano a 11 torr de presión, el voltaje ánodo-cátodo es -700 V . Cada pico representa la posición de un alambre.*

Dado que, el máximo nivel de pulso aceptado por el módulo 464 era de 4 V , fue necesario utilizar atenuadores de voltaje a la entrada de este módulo.

La eficiencia para detectar partículas α (provenientes de la fuente de ^{241}Am) se determinó colocando uno de los detectores de estado sólido detrás de MWPPAC. Se acumularon cuentas en coincidencia en ambos detectores y se comparó dicho conteo. La referencia (eficiencia del 100 %) fue el conteo del detector de estado sólido.

La figura 4.9 muestra como cambia la eficiencia de detección en función del voltaje aplicado al MWPPC. Se observa que para una diferencia de

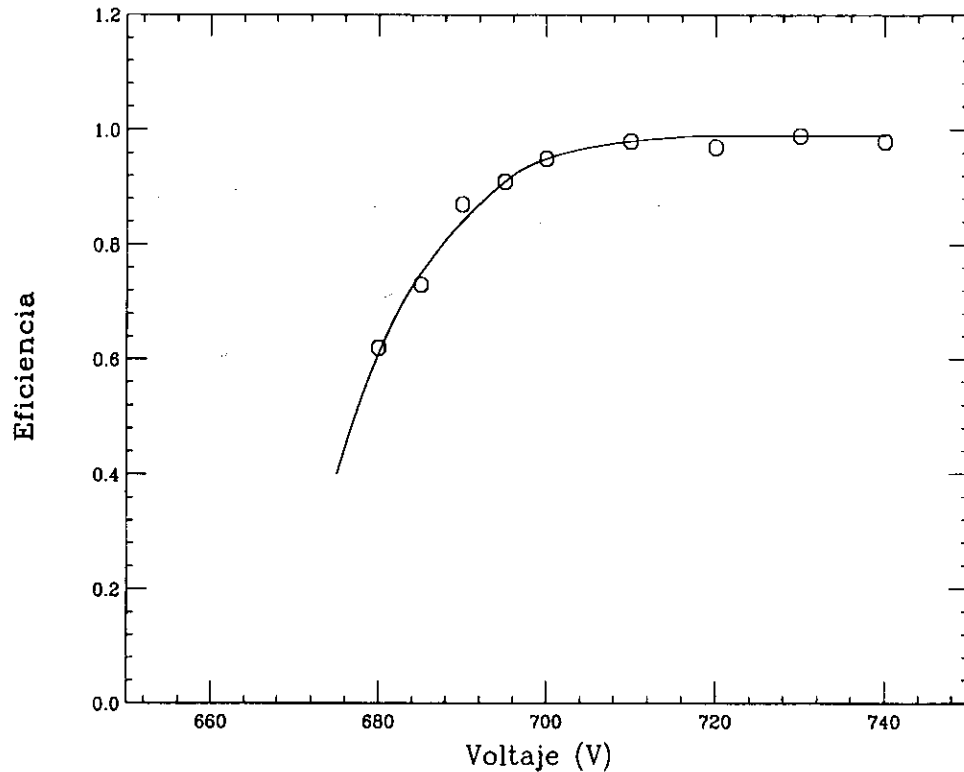


Figura 4.9: Gráfica de la eficiencia de detección en función del voltaje entre el ánodo y el cátodo del MWPPAC. En este caso se detectaron partículas α de 5.48 MeV, provenientes de una fuente de ^{241}Am .

potencial de 700 V ya se tiene una eficiencia del 98 % por lo que se consideró que un voltaje de operación de 750 V sería adecuado, ya que con voltajes mayores la operación del MWPPAC se volvía sumamente inestable y la aparición de chispas era frecuente (el límite de voltaje antes de tener descargas continuas era de 800 V).

La energía perdida por las partículas α en el área activa del MWPPAC ($\Delta E_p \approx 0.015 \text{ MeV}$), es menor a la energía que pierden iones de ^{24}Mg con energía cinética 20 MeV/amu , por lo tanto, la eficiencia de detección para las partículas α nos asegura, al menos, la misma eficiencia para detectar este último tipo de iones.

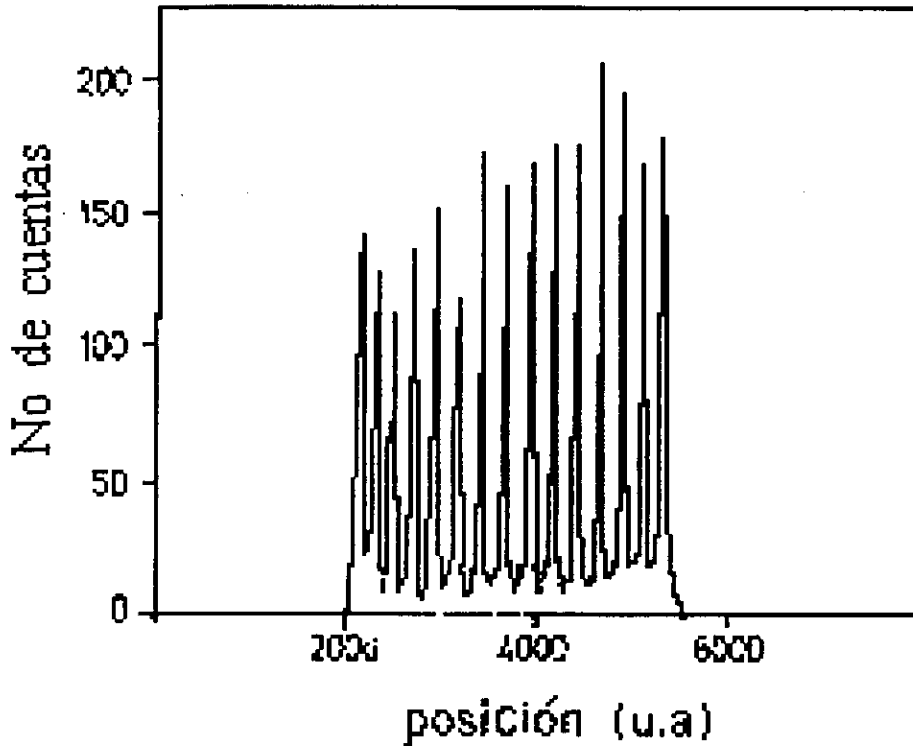


Figura 4.10: *Espectro de resolución en posición, tomado de la referencia [YE78]*

La eficiencia de detección para cada uno de los alambres que forman el ánodo del MWPPAC, fue estimada en base a la integral de cada pico y no por su altura. En particular, se obtuvo que no había variaciones mayores al 3% en las integrales y por lo tanto no se espera mayor variación en la eficiencia de detección para cada alambre.

Las variaciones en la altura de los picos que definen la posición, son debidas a causas mecánicas (uniformidad espacial de los alambres, uniformidad de la tensión, etc.) y de electrónica. En este sentido, la construcción y operación de los prototipos tuvieron la finalidad de optimizar la técnica de construcción y los materiales utilizados, adecuándolos a la electrónica con que se contaba. Como parámetro de comparación

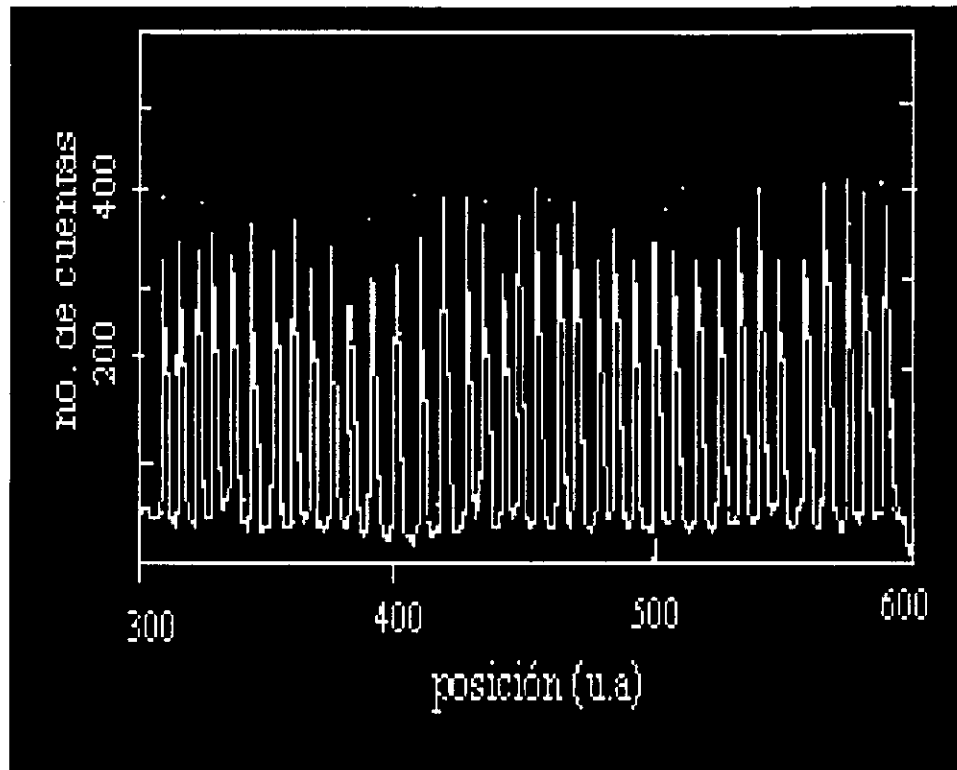


Figura 4.11: *Espectro de resolución en posición, tomado de la referencia [MA83]*

se presentan las figuras 4.10 y 4.11, las cuales se tomaron de la literatura y se muestran espectros equivalentes a los mostrados en las figura 4.6 a 4.8.

En lo que respecta a la transparencia del MWPPAC, el espesor estimado⁴, tomando en cuenta la presión del gas y el ancho del detector, es de $502 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$. Para comprobar este espesor, se midió la energía que pierden partículas α de 5.8 MeV de energía, y se comparó con valores teóricos. En el cálculo teórico, se usaron los espesores supuestos para cada uno de los materiales que las α atravesaron. La pérdida de

⁴Para el espesor del mylar con que se construyeron las ventanas de entrada y los cátodos, se utilizó el valor reportado por el fabricante.

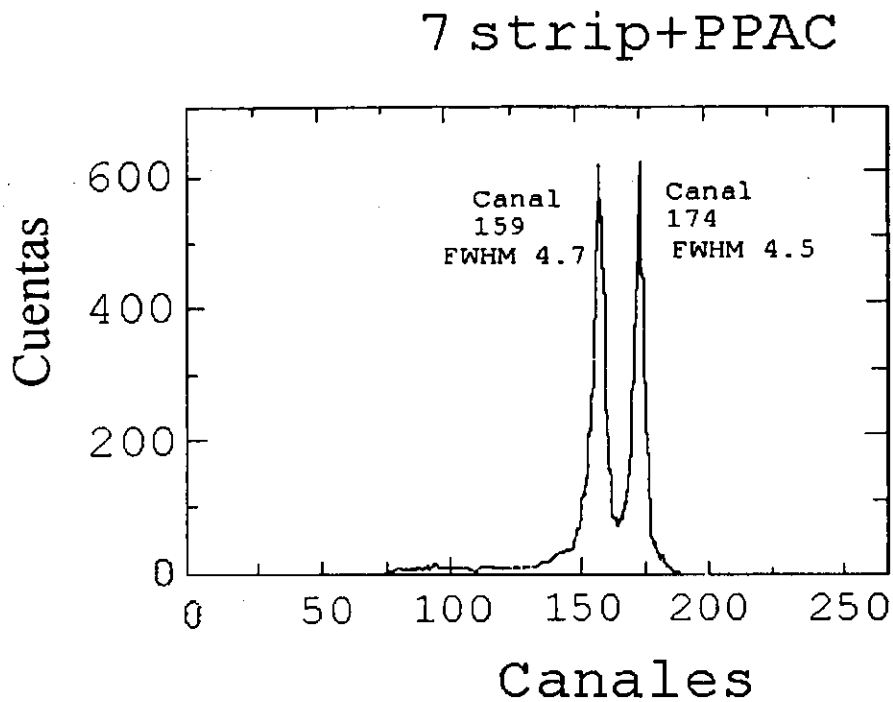


Figura 4.12: *Espectro que nos muestra la pérdida de energía de las partículas α al atravesar el MWPPAC.*

energía calculada suponiendo el espesor de $502 \frac{\mu\text{gr}}{\text{cm}^2}$ es de 0.54 MeV que concuerda en menos del 10 % con la pérdida de energía medida (0.50 MeV). La pérdida de energía se midió colocando un detector de estado sólido detrás del MWPPAC (pico 1, figura 4.12. Posteriormente se retira el MWPPAC se adquiere nuevamente el espectro (pico 2, figura 4.12). La diferencia en canales entre ambos picos es proporcional a la pérdida de energía.

Por último y como mencionamos anteriormente, para evitar cambios en el comportamiento del MWPPAC debido a la degradación del gas, se debe tener un flujo continuo de gas pero controlando la presión. Esto se logra utilizando una válvula electrónica conectada a un controlador que recibe la señal de un "baratrón" (este dispositivo transforma

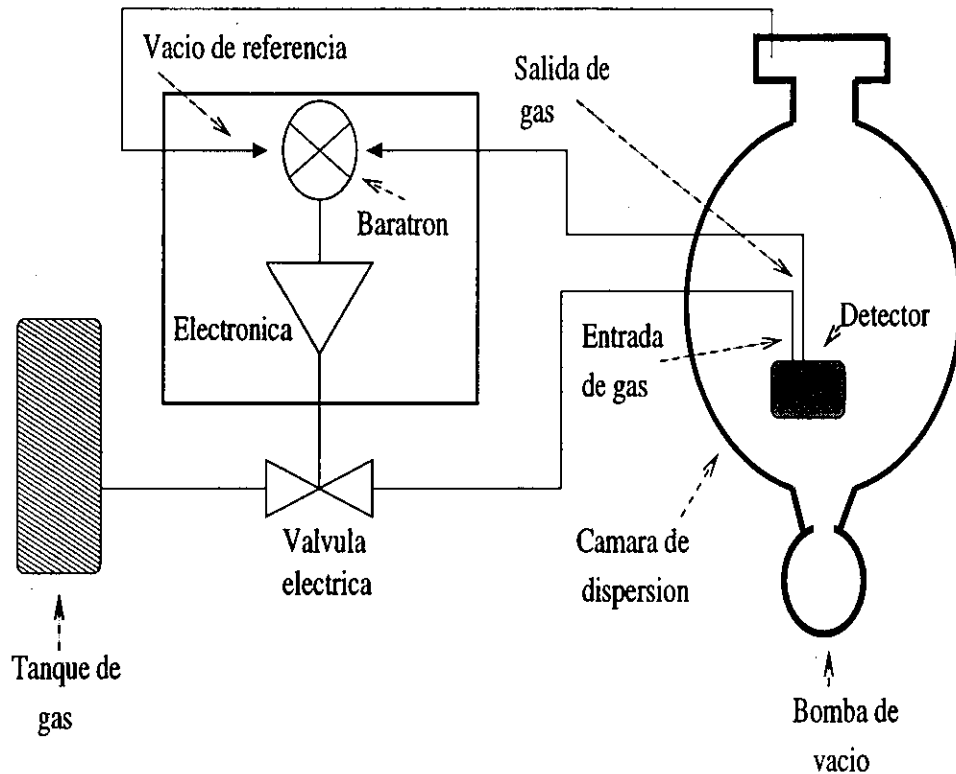


Figura 4.13: Diagrama básico del sistema de manejo de gases.

diferencias de presiones en voltajes). El baratrón le envía al controlador un impulso eléctrico que depende de la presión del gas (ésta decrece si hay salida de gas), el controlador recibe este impulso eléctrico y abre la válvula (dejando entrar gas) hasta que el baratrón le envía otro impulso eléctrico indicándole que se logró la presión adecuada y el controlador cierra la válvula. La figura 4.13 nos muestra un diagrama esquemático de este proceso.

4.3 Pruebas con haz.

Se realizó una prueba con un haz de ^{12}C de 156 MeV de energía proveniente del Ciclotrón Superconductor K-500 de la Universidad de Texas A&M. El haz incidió sobre blancos de ^{197}Au y de ^{24}Mg de $225 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ y

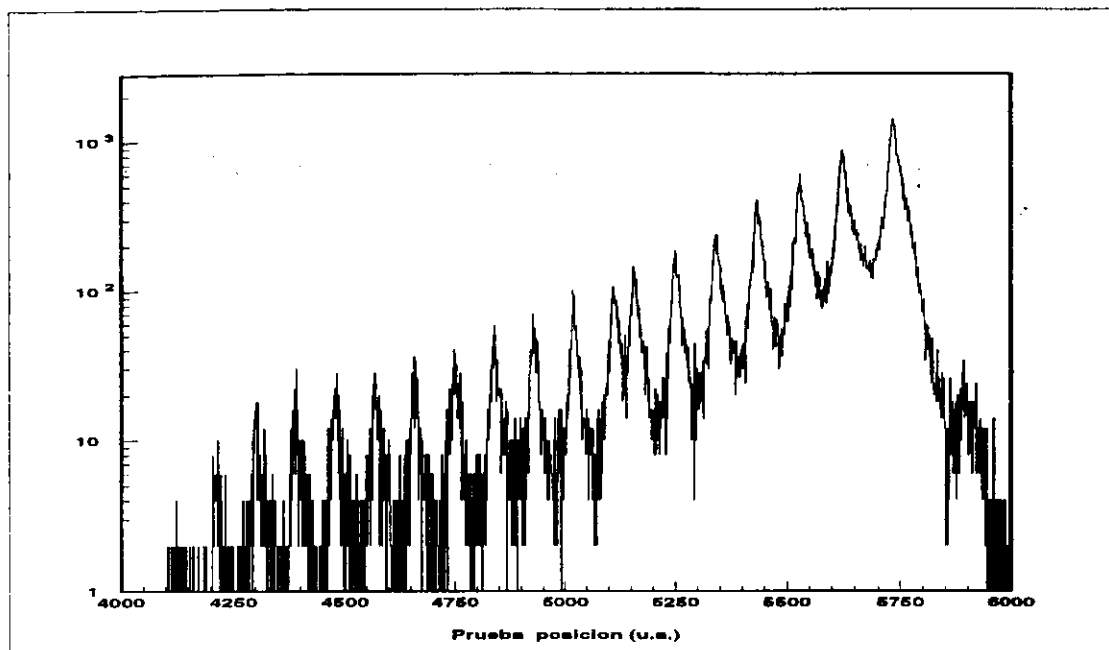


Figura 4.14: Gráfica que nos muestra la resolución de posición del MWP-PAC. La diferencia en la altura de los picos se debe a dependencia angular de la sección de Rutherford.

$275 \frac{\mu\text{gr}}{\text{cm}^2}$ respectivamente.

La figura 4.14 nos muestra la resolución en posición obtenida con el blanco de ^{197}Au . Claramente se resuelve cada uno de los alambres. Se observa que una pareja de alambres se nota más cercana, esto se debe a que para poder calibrar de forma absoluta (en posición), se introdujo un elemento resistivo de menor valor, dando como resultado, una variación en la distancia entre los picos que identifican a los alambres. De esta forma se tiene una referencia absoluta, ya que esta variación se introdujo entre el 7° y 8° alambres.

En cuanto a la identificación de los distintos canales de reacción,

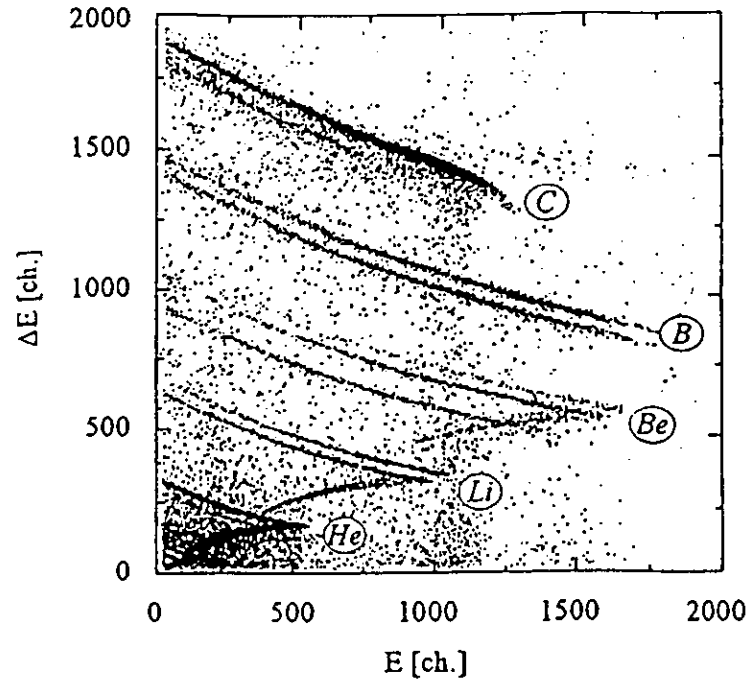


Figura 4.15: Espectro bidimensional E vs ΔE . Cada grupo de eventos define un canal de reacción.

la figura 4.15 nos muestra un espectro bidimensional E vs ΔE (este espectro fue tomado usando el blanco de ^{24}Mg). Se puede seleccionar los canales (reacciones) que están teniendo lugar ya que se identifican claramente la carga y la masa de las partículas que llegaron al detector. En cuanto a la resolución en energía, se tiene que para el blanco de ^{197}Au , fue de alrededor de 600 KeV (figura 4.16).

Conformes con la resolución tanto en posición como en energía del sistema de detección se decidió medir la sección eficaz diferencial para el sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

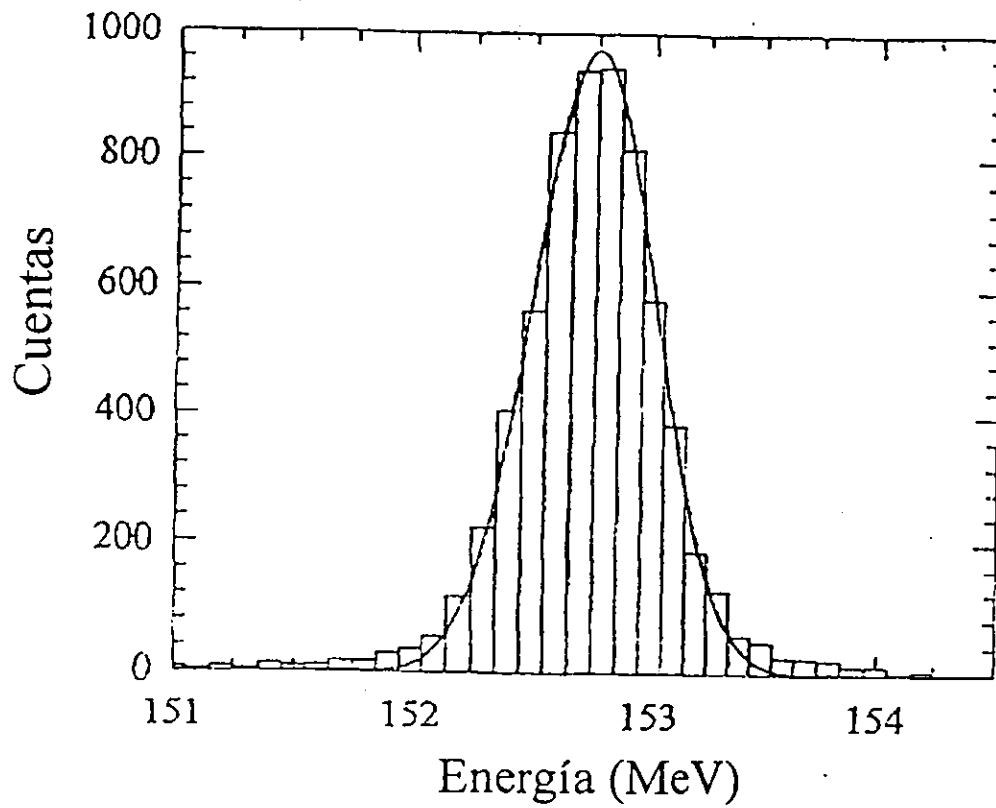


Figura 4.16: Espectro de energía para el blanco de ^{197}Au . La resolución es de 570 KeV.

Capítulo 5

Experimento $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Como se mencionó anteriormente, el sistema $^{24}\text{Mg} - ^{12}\text{C}$ se midió a energías alrededor de la barrera Coulombiana. Las distribuciones angulares se han descrito, utilizando potenciales ópticos poco absorbentes, que han cumplido con la sistemática W/V . Por lo tanto se decidió medir la distribución angular de este sistema a una energía de 13 MeV/uma

5.1 Descripción del experimento.

El experimento se realizó en la Universidad de Texas A&M en el instituto del Ciclotrón Superconductor. El haz de ^{24}Mg se aceleró hasta una energía de 312 MeV y se hizo incidir sobre un blanco mixto formado por $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$, cuyos espesores era de 100 y $3.7 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ respectivamente. En el porta-blancos se incluyeron además tres blancos adicionales, uno de ^{12}C ($100 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$), otro de ^{197}Au ($235 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$) y el tercero era un blanco hecho de papel, el cual estaba cubierto por una película de ZnS. El objetivo de los dos primeros, era servir de control para el experimento y el tercero tenía la finalidad de ayudar al enfoque y alineación del haz, ya que al incidir el haz sobre el blanco, éste flourescencia, emitiendo luz que era captada por una cámara CCD, esto ayudó a tener un perfil del haz que estaba inciando sobre los blancos. El porta-blancos se ubicó en el centro de la cámara de dispersión de la línea SEE del ciclotrón. Esta línea cuenta en su base con una placa rotatoria, cuyo movimiento es controlado por un sistema mecánico-eléctrico, el cual cuenta con un

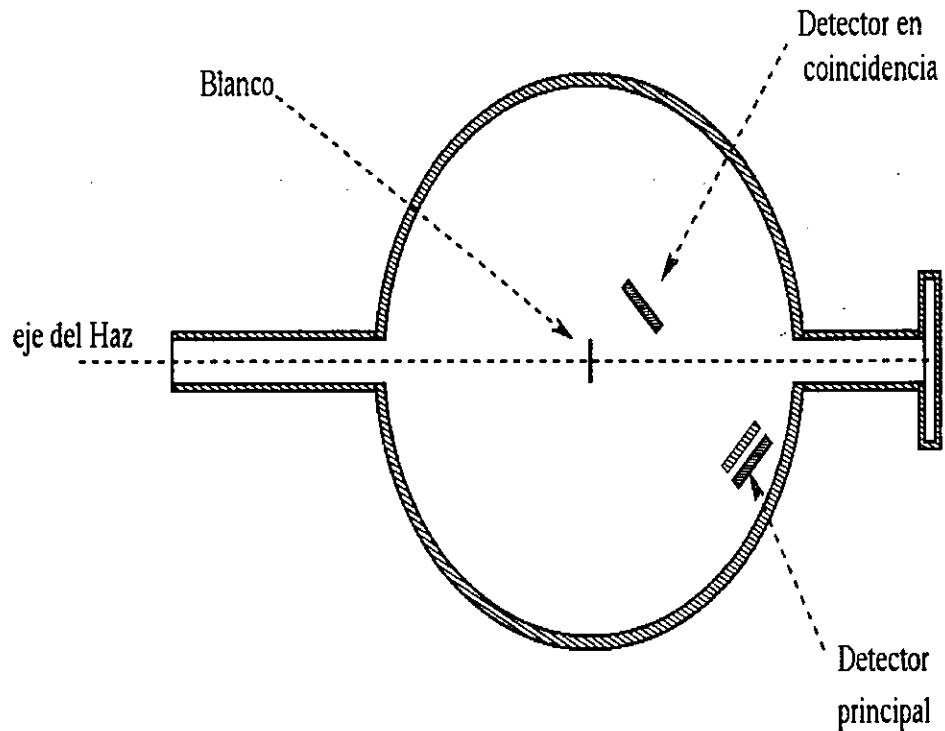


Figura 5.1: Esquema de la posición de los detectores dentro de la cámara de dispersión.

goniómetro que permite girar la placa con una precisión de 0.01 grados. En la figura 5.1 se muestra un esquema de la ubicación del porta-blancos, así como la de los detectores.

Sobre la placa giratoria, además del sistema de detección diseñado (detector principal), se colocaron, un detector de estado sólido (detector de coincidencia) y cuatro detectores de centelleo (monitores). Las posiciones de los detectores, así como la del porta-blancos, se alinearon al eje del haz. El ángulo 0° se determinó con la ayuda de un teodolito y marcas hechas sobre la estructura del área experimental, para esto, fue necesario desmontar una sección de la línea.

El detector principal fue colocado a 28 cm del centro de la cámara,

por lo que cubría un intervalo angular de 8° en el laboratorio. El paso angular de la medida, fue determinado por distancia entre los alambres que formaron el ánodo del MWPPAC y la distancia de éste al centro de la cámara. En este caso, el paso angular $\Delta\theta$ fue de 0.4° en el laboratorio. Moviendo este detector, se cubrió el intervalo angular de 2° a 20° grados en el laboratorio, que corresponde a los intervalos 7° a 53.1° en el centro de masa, para el sistema $^{24}\text{Mg} - ^{12}\text{C}$ y 3° a 20.7° en el centro de masa para el sistema $^{24}\text{Mg} - ^{197}\text{Au}$. Debido a que la energía de los iones del haz, no fue suficiente para atravesar el primer detector de estado sólido, sólo se contó con señal de energía total.

El detector de coincidencia tenía dimensiones de $72 \times 42 \text{ mm}$ y estaba dividido en 7 segmentos cuya área activa era de $9 \times 40 \text{ mm}$. Este detector se colocó tan cerca como fue posible del blanco (15 cm), maximizando así el ángulo sólido que presentaba y con esto, tener mayor eficiencia en la detección de los ^{12}C provenientes de la dispersión elástica con los iones del haz. El intervalo angular cubierto por este detector fue de 52.3 a 87.1 a grados en el laboratorio.

Los monitores se colocaron a 17 cm del centro de la cámara y alrededor de la línea de dirección de haz. Las posiciones angulares fueron: M1 ($\theta = 14.9$ $\varphi = 14.9$), M2 ($\theta = -14.9$ $\varphi = 14.9$), M3 ($\theta = 14.9$ $\varphi = -14.9$), M4 ($\theta = -14.9$ $\varphi = -14.9$). Por su posición angular a estos detectores llegaban, principalmente, eventos provenientes de la dispersión $^{24}\text{Mg} + ^{197}\text{Au}$ ya que aun a 25° dicha dispersión sigue la fórmula de Rutherford. La figura 5.2 nos muestra una imagen de la cámara de dispersión, así como la ubicación de los detectores.

Todo el equipo de detección fue conectado a una interface CAMAC para su digitalización. La adquisición y escritura en cintas magnéticas se realizó utilizando una computadora Digital VAX Station 5000, siendo grabados los siguientes parámetros de la dispersión: E , q_i , q_t , T_1 , T_2 , T_3 , T_4 , T_5 , T_6 , T_7 , SE_1 , SE_2 , SE_3 , SE_4 , SE_5 , SE_6 , SE_7 , M_1 , M_2 , M_3 y M_4 . Los parámetros E , q_i y q_t corresponden al detector principal y representan la energía total y los parámetros necesarios para calcular la posición del evento (la posición se calculaba a través del cociente entre q_i y q_t secc. 3.5). Los parámetros T_1 , T_2 , T_3 , T_4 , T_5 , T_6 , T_7 , son las señales de diferencia de tiempo entre un evento que se detectó en el

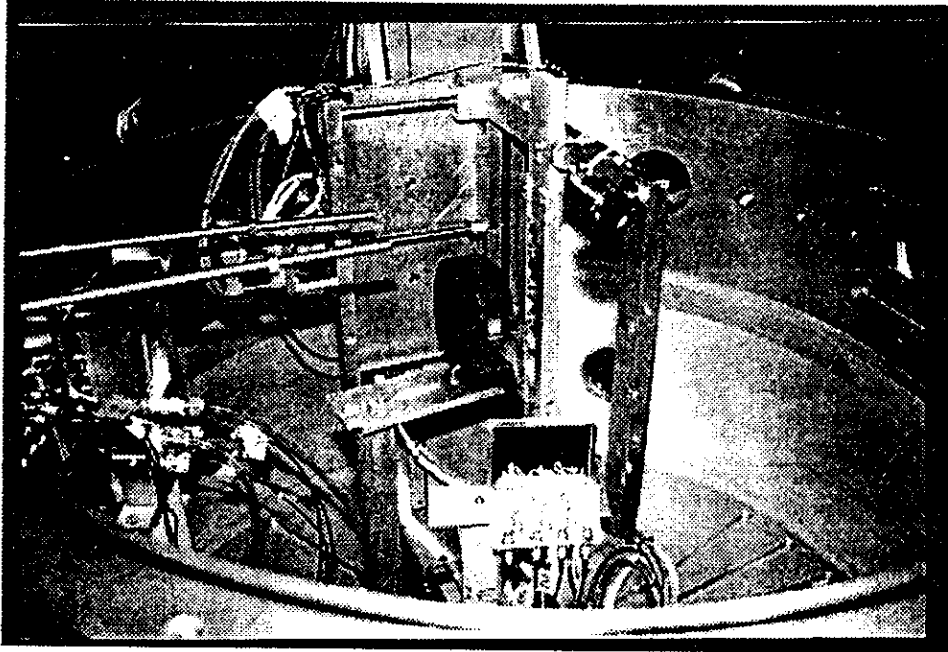


Figura 5.2: Imagen de la cámara de dispersión y de los detectores utilizados.

detector principal y otro en el detector de coincidencia. Si los eventos están relacionados, entonces la diferencia en tiempo debe de ser más o menos constante; de no ser así, la diferencia en tiempo debe ser aleatoria.

Los parámetros $SE_1, SE_2, SE_3, SE_4, SE_5, SE_6, SE_7$ son la energía de los núcleos detectados por el detector de coincidencia, los parámetros M_1, M_2, M_3 y M_4 son las señales provenientes de los detectores usados como monitores.

5.2 Reducción de los datos.

La reducción de los datos se realizó en el Instituto de Física de la UNAM. Las cintas magnéticas en las que se grabaron los parámetros fueron leídas en una computadora Digital Alpha. Para el manejo y reducción de los datos se escribió un código de programación en lenguaje Fortran, dicho código era ligado con la biblioteca de programas del CERN y así poder utilizar el código PAW, el cual permite un mejor manejo de ambientes gráficos, lo que facilita la reducción de los datos.

Dado que los principales parámetros medidos fueron E , q_i y q_t ,

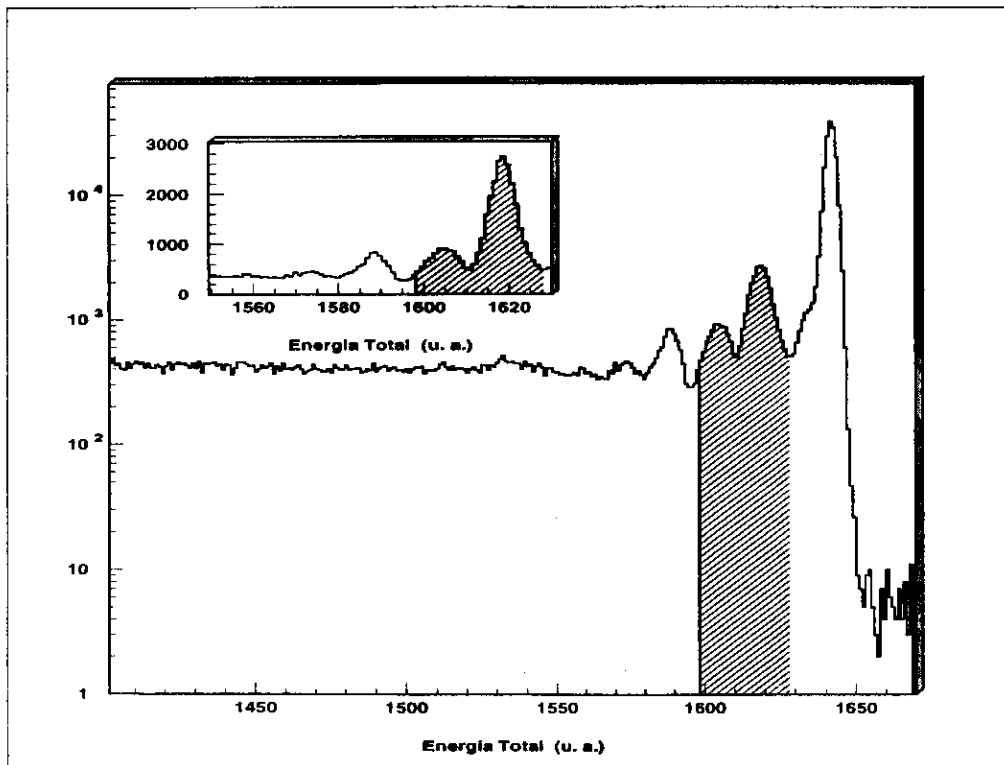


Figura 5.3: Histograma del parámetro medido E . La zona sombreada corresponde a los picos debidos a la dispersión elástica e inelástica (1^{er} estado excitado del ^{24}Mg) ocasionada por el blanco ^{12}C .

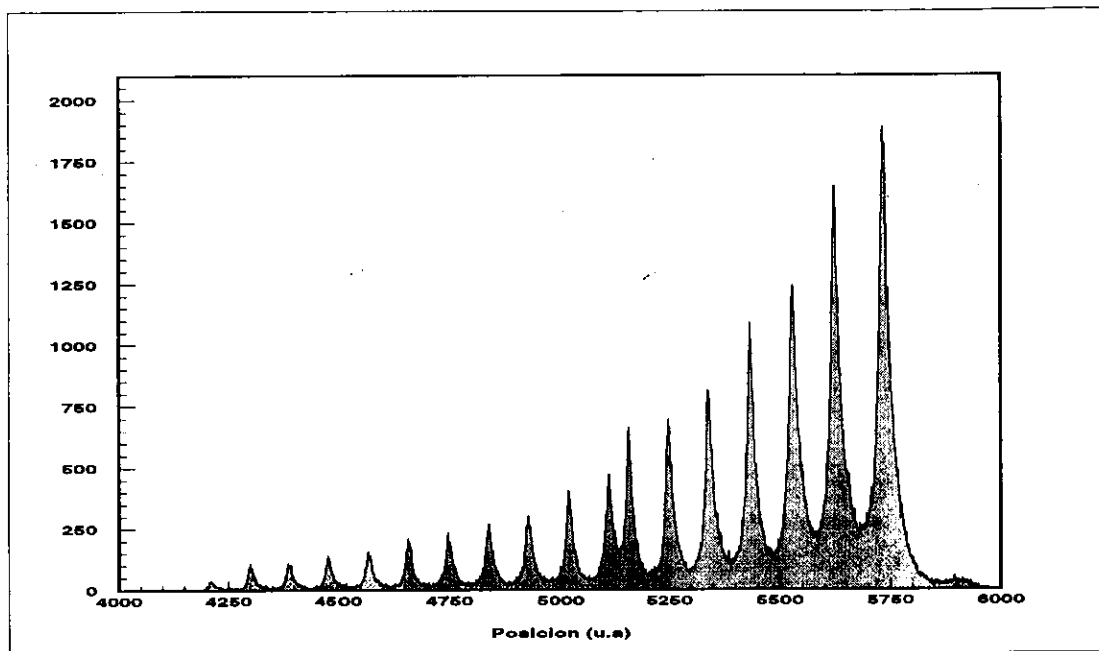


Figura 5.4: Histograma del parámetro calculado Pos . La altura de los picos está determinada principalmente por la dispersión elástica del haz con el blanco de ^{197}Au .

lo primero que se hizo fue analizar los espectros generados por estos parámetros; el resto de los parámetros se utilizaron para lograr una clara identificación del canal de nuestro interés.

5.2.1 Identificación de los eventos elásticos.

La figuras 5.3 y 5.4 nos muestran espectros típicos de los parámetros E , y Pos (recordemos que el parámetro Pos se calcula a partir de los parámetros q_i y q_t). Ya que el blanco contenía ^{12}C y ^{197}Au , el pico con mayor estadística corresponde a la dispersión elástica de núcleos de ^{24}Mg por el blanco de ^{197}Au , a la izquierda de este pico se observan los picos de la dispersión elástica debidas al blanco de ^{12}C . El primero de

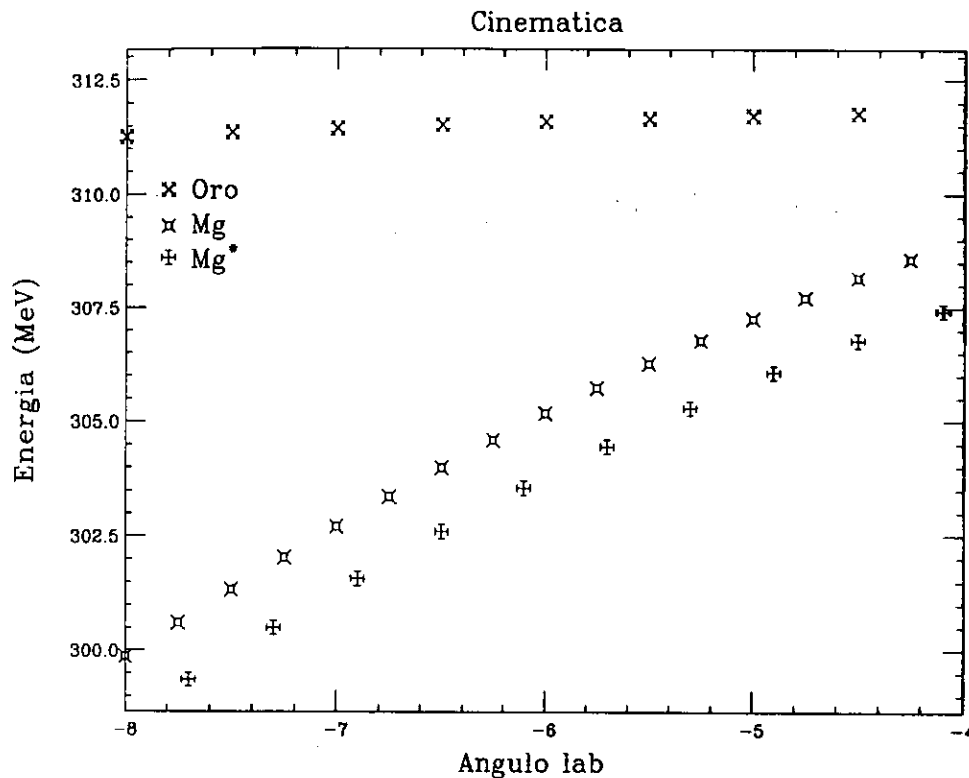


Figura 5.5: Gráfica que nos muestra los cálculos de la cinemática para la dispersión elástica (e inelástica) de iones de ^{24}Mg debida a blancos de ^{197}Au y ^{12}C .

ellos corresponde al estado base y el segundo corresponde al primer estado excitado del ^{24}Mg (1.37 MeV). Después de estos dos picos, existe una mezcla entre el segundo y tercer estado excitado del ^{24}Mg (4.24 y 5.42 MeV respectivamente) además del primer estado excitado del ^{12}C .

Para verificar esto, lo primero que se hizo fue una gráfica bidimensional de los parámetros E vs Pos que fue comparada con cálculos cinemáticos. Si se comparan las figura 5.5 y 5.6, se puede identificar los grupos de partículas que corresponden a la dispersión por el ^{197}Au y el ^{12}C . Por lo tanto sobre este espectro bidimensional se ponen condiciones para elegir el ángulo y el tipo de evento de interés.

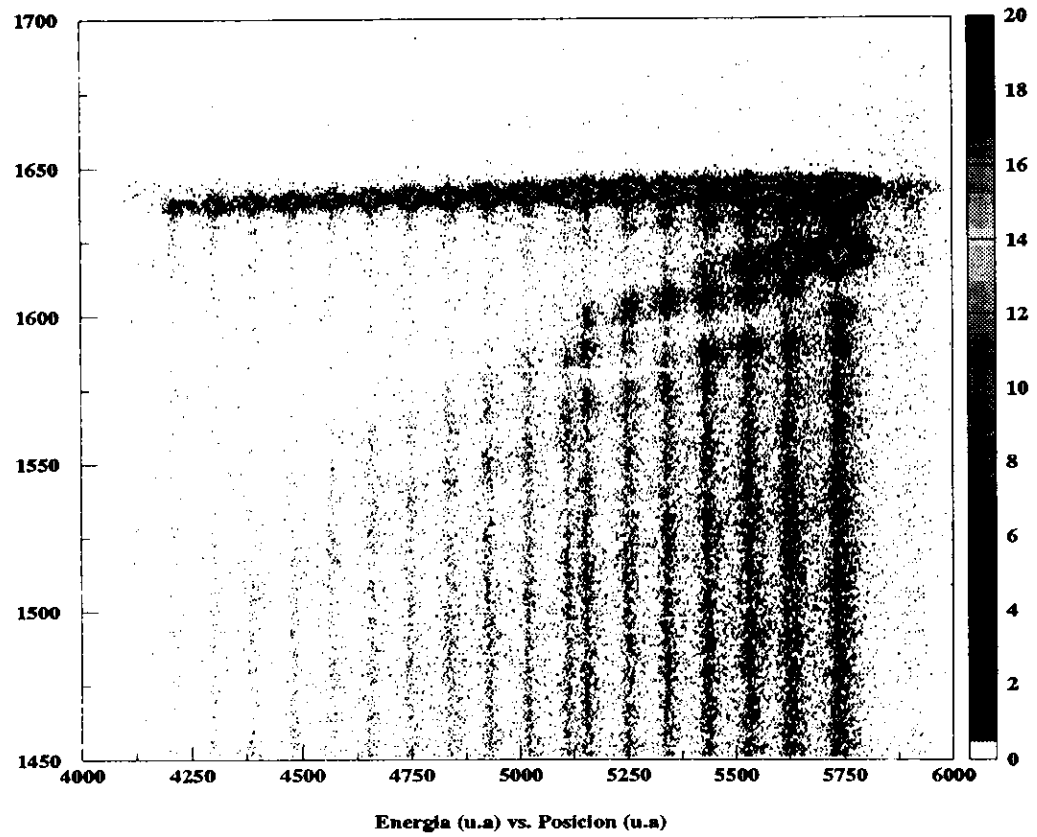


Figura 5.6: *Espectro bidimensional de los parámetros E vs Pos . Este espectro es cualitativamente equivalente a la gráfica 5.5.*

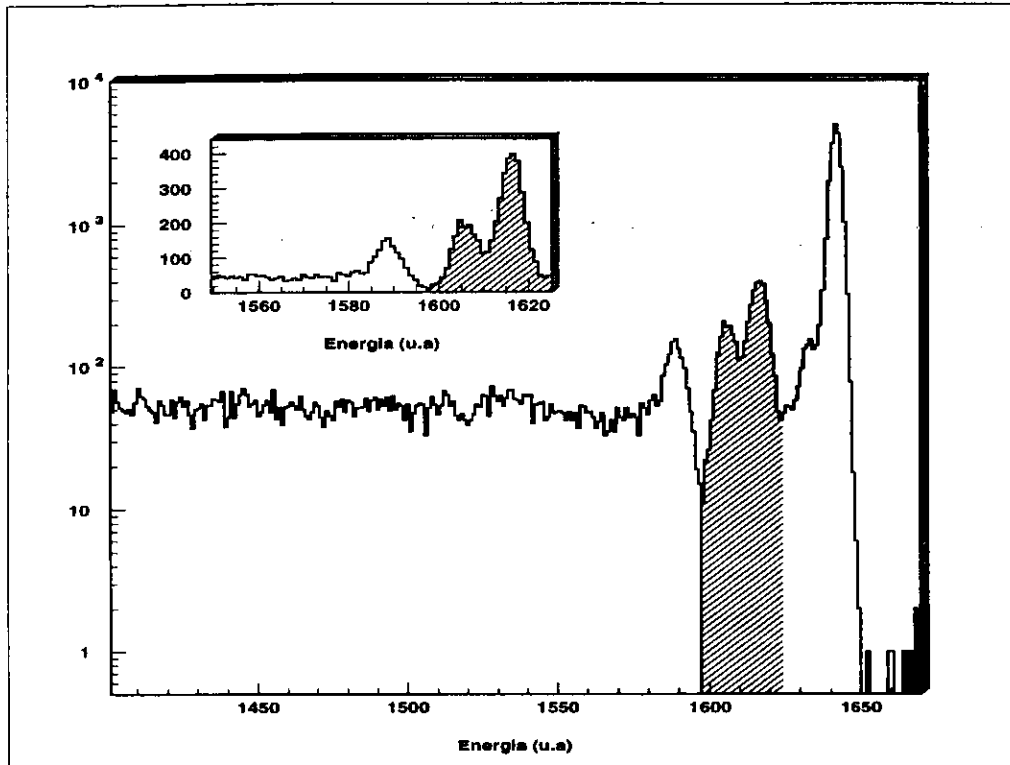


Figura 5.7: Histograma del parámetro E , una vez que se han aplicado las condiciones sobre los parámetros E y Pos .

La figura 5.7 nos muestra un histograma de uno de los cortes o condiciones que se impusieron en el espectro bidimensional (figura 5.3), en este histograma se ven con mejor resolución los picos debidos a la dispersión por el ^{12}C y el ^{197}Au .

Dado que el momento angular del estado base del ^{24}Mg es 0^+ y para el primer estado excitado es 2^+ , se espera que estos dos estados estén fuertemente acoplados y que sigan la regla de fases de Blair [BR80]. Por lo tanto la sección eficaz diferencial del elástico y la del inelástico deben estar relacionadas de la siguiente forma: cuando la sección del elástico presenta un máximo, la sección para el inelástico debe presentar un valor mínimo. La figura 5.8 nos muestra como evoluciona los

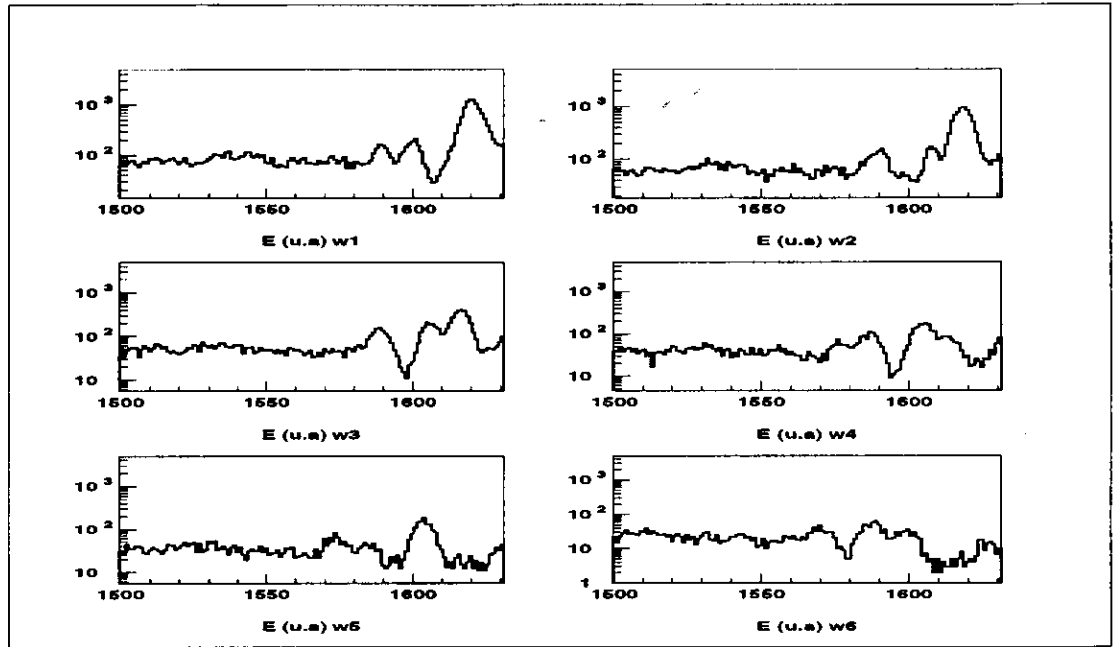


Figura 5.8: *Secuencia de posiciones angulares, cada histograma representa una posición angular consecutiva. Se puede observar como el pico del elástico decrece hasta casi desaparecer, al mismo tiempo el pico del inelástico crece hasta alcanzar un máximo. Este comportamiento es una consecuencia del desfase que existe entre el estado base y el primer estado excitado del ^{24}Mg .*

histogramas del parámetro E , conforme varía el ángulo. Al principio de la secuencia, el pico del elástico está en un máximo, al cambiar a la siguiente posición angular decrece, al mismo tiempo, el pico del inelástico comienza a crecer, llegando a una posición angular en la que, el inelástico es máximo y el elástico está en un mínimo y casi ha desaparecido. En la siguiente posición angular el elástico comienza a crecer y el inelástico a decrecer, hasta que el primero presenta un máximo y el inelástico ahora presenta un mínimo, este comportamiento es pues una consecuencia de la regla de fases de Blair, lo que ayuda a la identificación del pico elástico e inelástico.

Una última prueba para la identificación de los picos elástico e inelástico, para la dispersión ocasionada por el ^{12}C , fue utilizar el detector en coincidencia. Como éste, está dividido en 7 segmentos se tenía una burda resolución angular ($\approx 3^\circ$ en el lab.). Dado que los núcleos de ^{197}Au no son dispersados con suficiente energía para atravesar el blanco, en el detector de coincidencia sólo se tendrán eventos que provengan de la dispersión por el ^{12}C . Salvo en el caso del primer estado excitado del ^{24}Mg , el valor Q para el resto de los estados excitados o canales de reacción es mayor a 4 MeV , esto implica que la diferencia en ángulo entre el estado base y el resto de los posibles canales es mayor a 4° en el laboratorio. Por lo tanto, aunque el detector de coincidencia no tiene la resolución angular suficiente para separar el estado base del primer estado excitado, la resolución angular si es suficiente para separar a estos últimos, del resto de los posibles canales. En la figura 5.9 se muestran los espectros conseguidos al requerir coincidencia con el segmento 7 y 6. Se puede observar en la parte (b) se tienen los eventos seleccionados con valor $Q > 4 \text{ MeV}$ (coincidencia con el 6° segmento), y en la parte (c) (coincidencia con el 7°) se tienen los eventos que corresponden al estado base y primer estado excitado del ^{24}Mg .

Una vez identificados plenamente los eventos de interés, se procedió a realizar la calibración en energía de los histogramas. Dicha calibración no pudo ser única debido a defectos en el detector de estado sólido del detector principal, por lo que fue necesario realizar una serie de correcciones que a continuación se describen.

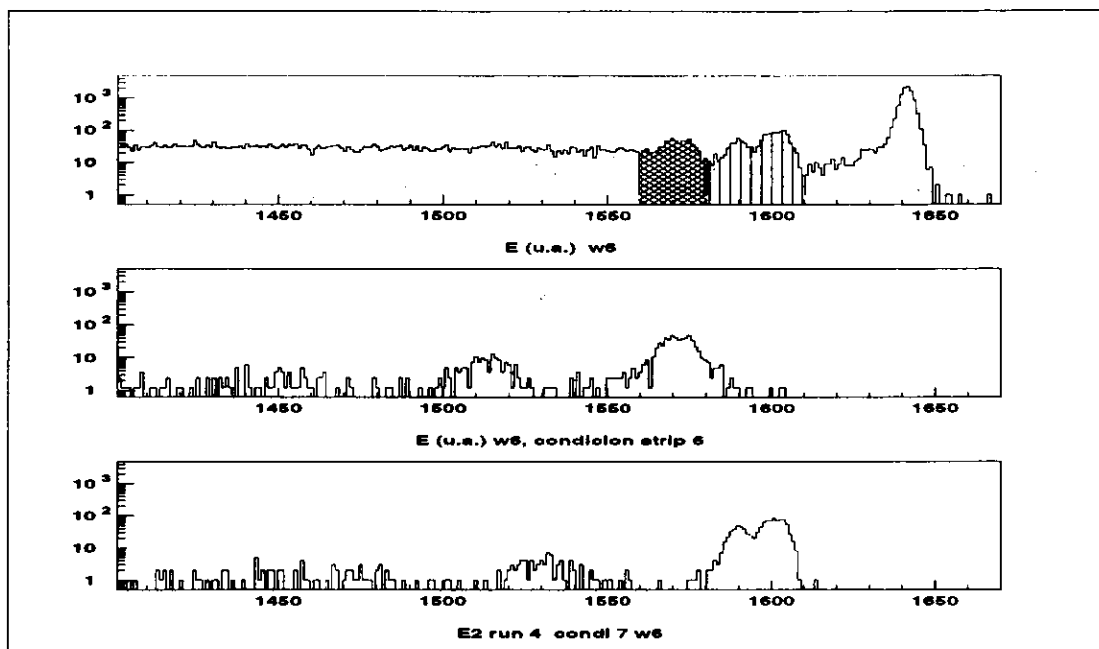


Figura 5.9: (a) Histograma del parámetro E sin requerir coincidencia con algún segmento del detector de coincidencias. (b) Histograma del parámetro E requiriendo coincidencia con el 6° segmento del detector de coincidencia. (c) Histograma del parámetro E requiriendo coincidencia con el 7° segmento del detector de coincidencia.

5.2.2 Calibración.

Para calibrar los espectros en energía se utilizó el pico debido a la dispersión elástica con el ^{197}Au . Como se tenían varias posiciones angulares, la calibración se trató de realizar utilizando 12 puntos, correspondientes al intervalo angular de 3 a 7.4 grados en el sistema de laboratorio. Esta forma de calibrar mostraba acuerdos razonables con las posiciones de los picos debidos al ^{197}Au , pero no así con los picos debidos al ^{12}C , especialmente en las primeras seis posiciones. Esto hizo que se revisara la forma en que se identificaron los picos en los his-

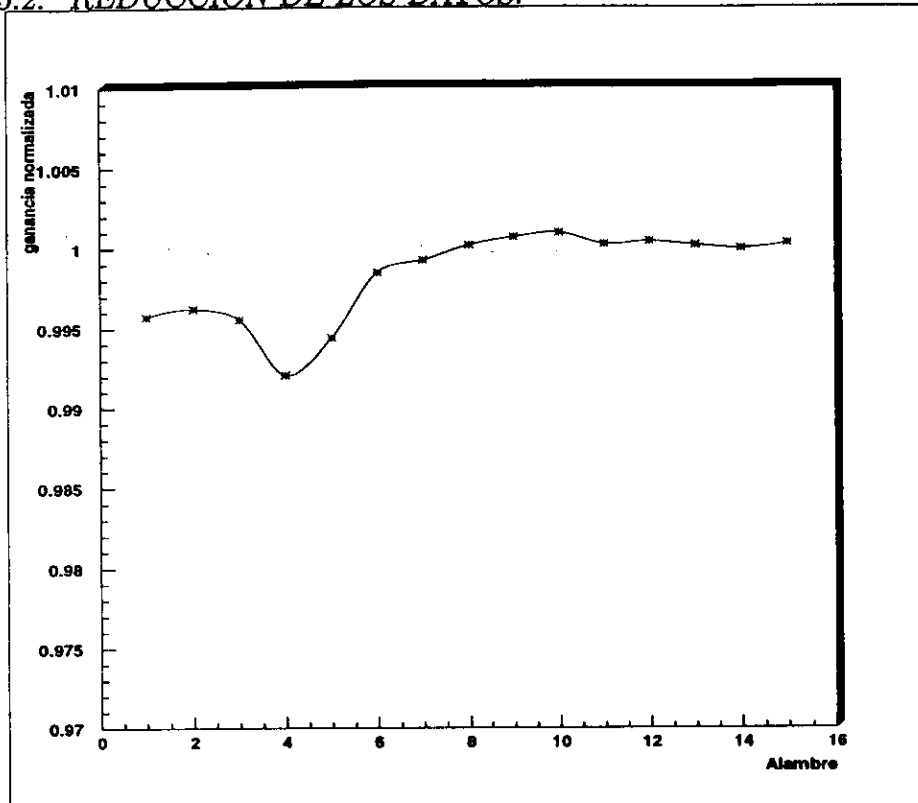


Figura 5.10: Variación de la ganancia, respecto a lo esperado por la calibración. El intervalo angular es de 3 a 7.4 grados en el laboratorio.

togramas. Al repetir el proceso descrito en la sección anterior, y no teniendo duda sobre el origen de los picos en el espectro de energía, se procedió a tratar de establecer la calibración pero ahora utilizando el intervalo angular de 5 a 9.8 grados en el sistema de laboratorio. Se obtuvieron resultados similares, es decir, las seis primeras posiciones angulares mostraban variaciones de 3 a 5 canales respecto a lo que la calibración predecía.

Esto indica que el problema se debe a un defecto en el detector. Dicho defecto o cambio de ganancia debía depender de la posición y estaba localizado en un extremo del detector y por eso sólo las seis primeras posiciones eran afectadas. Se hicieron los cocientes entre la ubicación de los picos en el espectro y la ubicación predicha por la cal-

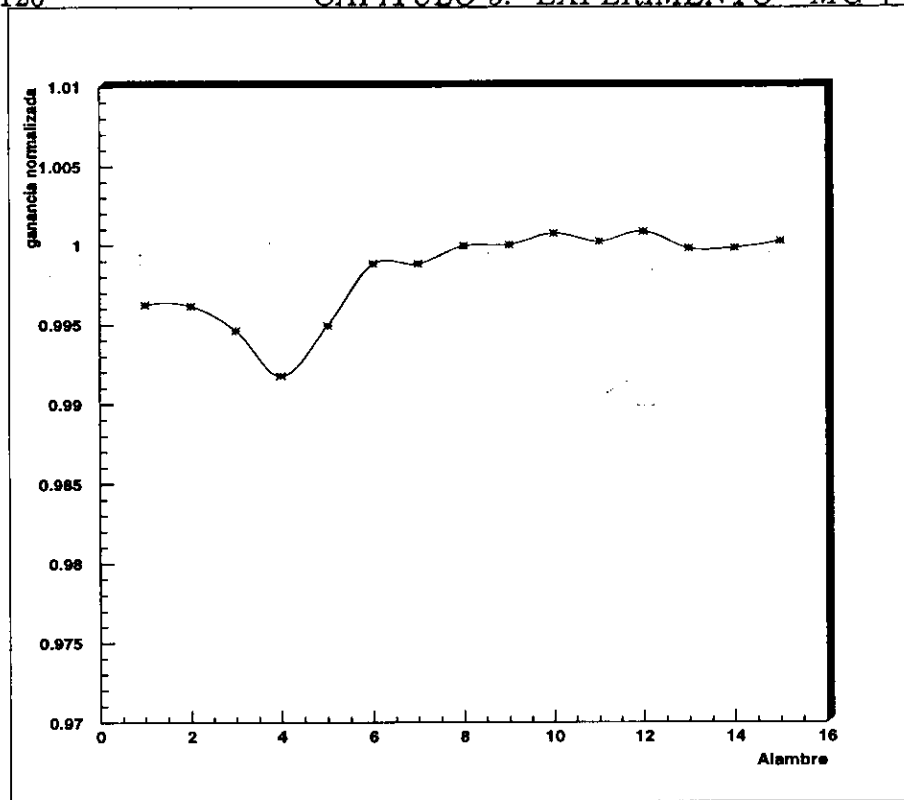


Figura 5.11: Variación de la ganancia, respecto a lo esperado por la calibración. El intervalo angular es de 5 a 9.8 grados en el laboratorio.

ibración, y se graficó contra el número de alambre. Las figuras 5.10 y 5.11 nos muestran que efectivamente para los alambres del 1 al 5 la ganancia era diferente que para el resto del detector y aunque en apariencia la diferencia era pequeña ($\approx 0.003\%$), al considerar que los picos se encontraban alrededor del canal 1600, esa diferencia implicaba de 3 a 5 canales, que es lo que se observaba. Debido a que la diferencia en energía entre el estado base y el primer estado excitado del ^{24}Mg es de 1.37 MeV , la separación en canales entre uno y otro pico era de 7 a 9 canales, por lo tanto una variación de 3 a 4 canales significa entre un 40 o 50% respecto a lo que se esperaba, y dado que en la integración de eventos elásticos es importante conocer la ubicación del pico (ver siguiente subsección), variaciones de ese orden no eran aceptables.

Para corregir este defecto y dado que se contaba con la ubicación del pico elástico debido a la dispersión con el blanco de ^{197}Au , se decidió hacer una calibración basada únicamente en la posición del pico elástico debido al blanco de ^{197}Au . Por lo tanto la expresión para la calibración es :

$$E = \frac{E_{\text{Au}} (\text{MeV})}{\text{Posición del pico (canales)}}$$

Esto se hizo para cada alambre y posición angular en la que se colocó el detector.

Posteriormente se descubrió otro problema. Conforme el experimento avanzó en tiempo, el detector de estado sólido del arreglo principal, comenzó a sufrir daño por irradiación. Esto se aprecia en el hecho, de que la ganancia comenzó a cambiar con el tiempo, esto se refleja en los espectros como un cambio paulatino en la ubicación (en canales) de los picos. La figura 5.12 muestra una gráfica de como varía la posición del pico elástico debido al ^{197}Au en función del tiempo¹. Si el blanco hubiese contenido sólo ^{12}C , esto no se hubiese notado, ya que en esta parte del experimento la estadística para la dispersión elástica, debida al ^{12}C es al menos 3 órdenes de magnitud menor, que para el ^{197}Au .

Este defecto se presentó a partir de la posición angular de $\theta = 10^\circ$ en el sistema de laboratorio ($\theta_{cm} = 25^\circ$ para el blanco de ^{12}C y $\theta_{cm} = 11.7^\circ$ para el blanco de ^{197}Au).

Para corregir este problema se leía cierto número de eventos ($\approx 3 \times 10^6$) y se generaba un espectro donde a la posición del pico debido al ^{197}Au , se denominaba posición inicial P_o (en canales). Posteriormente se leían grupos de 3×10^6 eventos y se generaban los respectivos espectros, de estos, se obtenía la nueva ubicación P_i (en canales) del pico. Posteriormente se multiplicaba a estos últimos espectros por un factor (el cociente de la posición inicial entre la nueva posición $k = P_o/P_i$) de

¹Como la escritura en cinta magnética fue secuencial, el número de eventos escritos (o leídos) son equivalentes a cierta fracción de tiempo

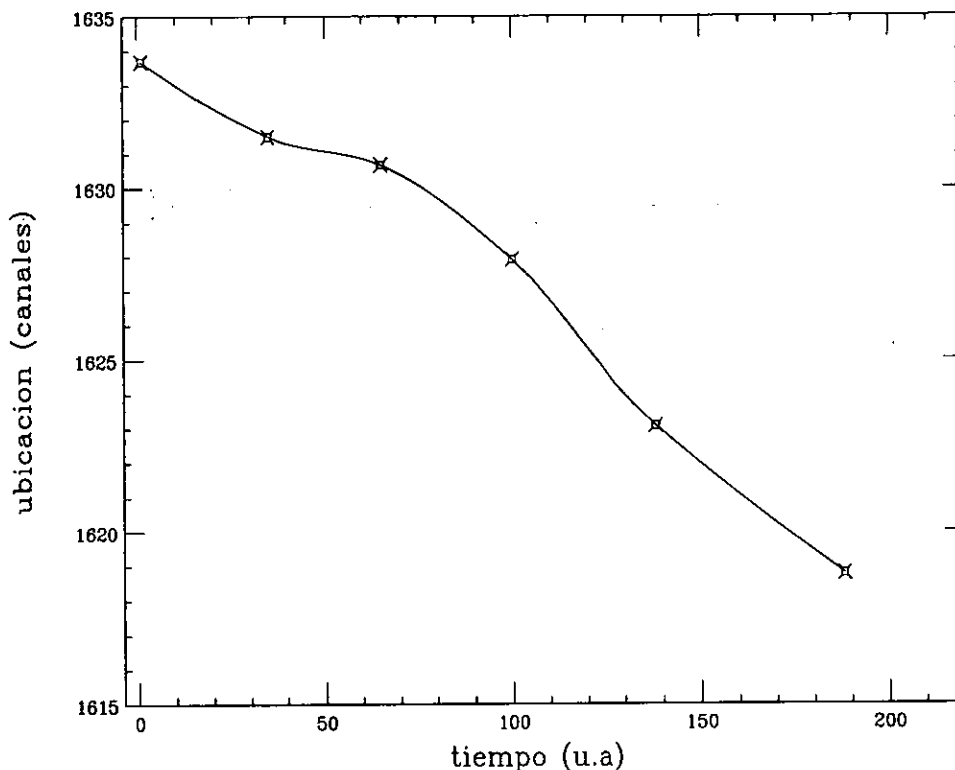


Figura 5.12: Gráfica del cambio en la ubicación del pico debido al ^{197}Au en función del tiempo.

tal forma que se ubicara al pico debido al ^{197}Au en la posición inicial. Ya corregida la posición, se procedía a sumar todos los espectros. La figura 5.13 nos muestra un ejemplo de este tipo de corrección.

5.2.3 Pérdida de la resolución en energía.

Como se mencionó, el detector principal, presentó defectos en la ganancia y aunque, se pudieron corregir estos problemas, la resolución en energía se empobrecía conforme el detector se movía a ángulos mayores, se pensó que esto se debía principalmente a errores en la corrección de la ganancia. Sin embargo, la resolución en el caso del pico debido al ^{197}Au (con la posición corregida) pasó de 500 KeV a 800 KeV, mientras que, en el caso del ^{12}C se llegó a un punto en que no fue posible distinguir

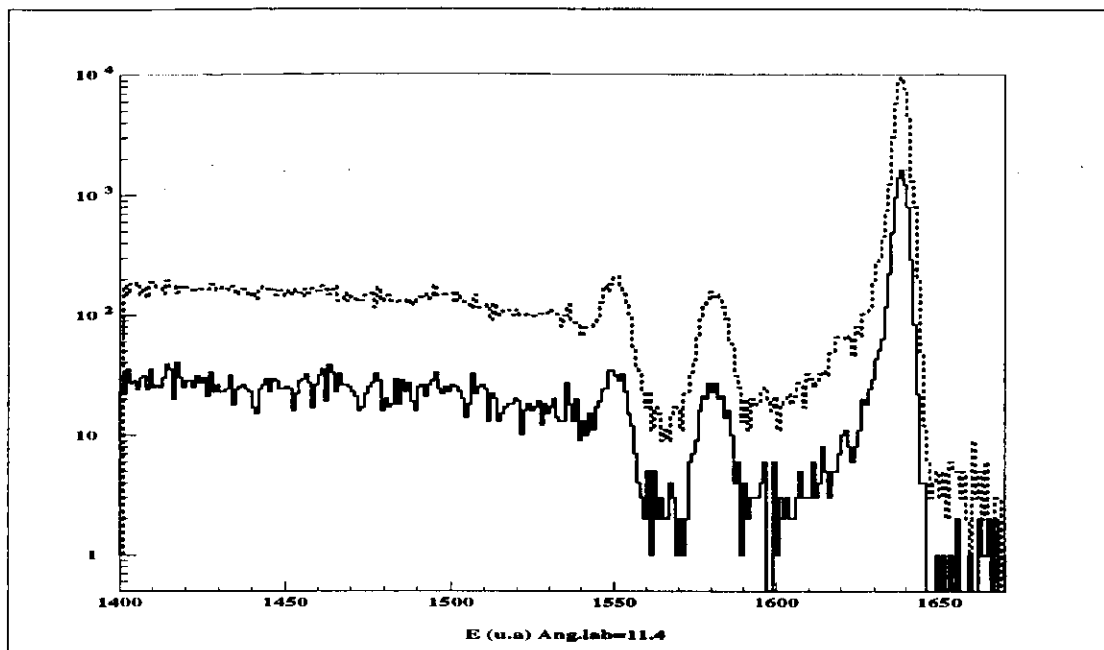


Figura 5.13: *Espectro sin corregir. La línea continua corresponde a la posición inicial ($t=0$). La línea punteada corresponde a eventos diferentes a los primeros 3,000,000. Se puede observar como el espectro corregido coincide con el espectro inicial.*

el primer estado excitado y el estado base. Esta pérdida de resolución fue debida en parte, a las correcciones pero principalmente su origen se encuentra en la cinemática de la reacción. En la figura 5.14, se ve como para los primeros nueve grados la energía con que eran dispersados los ^{24}Mg cambia a razón de 0.312 MeV por 0.4° . Pero para los siguientes nueve grados, el cambio cinemático es ahora de 0.955 MeV por 0.4° .

Esto implica que para un $\Delta\theta$ fijo (en nuestro caso 0.40°), la diferencia de energía con que los núcleos llegan al detector cada vez es mayor, y por lo tanto, ya no es posible distinguir, si la diferencia de energía del núcleo detectado se debe a una diferencia en el ángulo de dispersión (en nuestro caso menos de 0.40°), o a que se trata de un núcleo dispersado

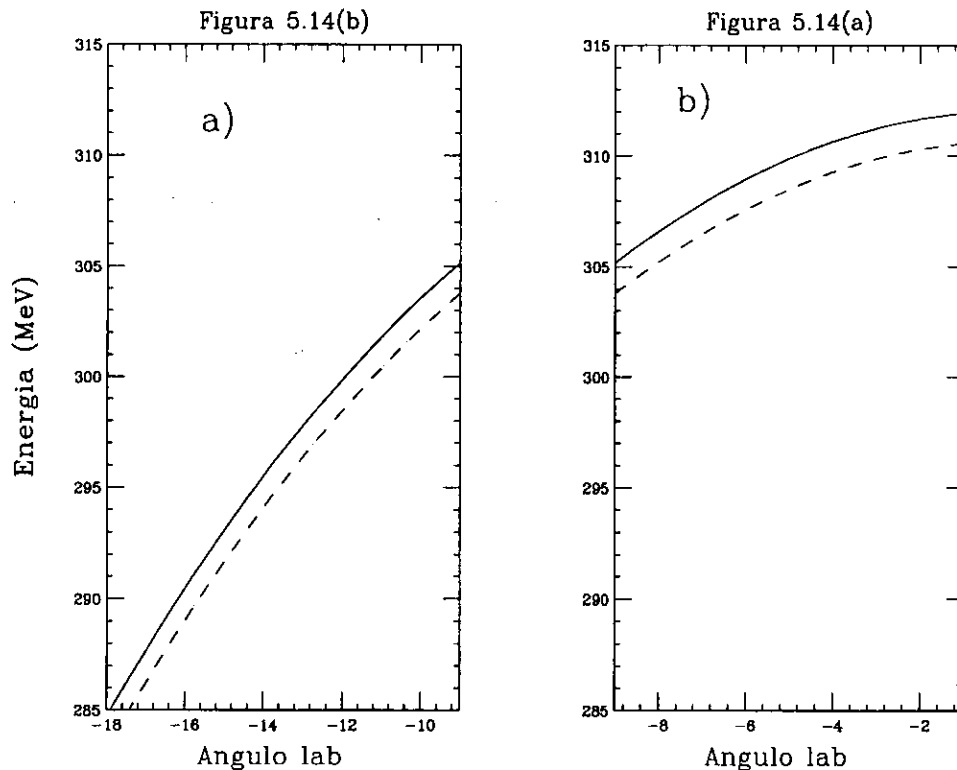


Figura 5.14: (a) Gráfica de la cinemática de la dispersión elástica (línea continua) e inelástica (línea punteada), para el intervalo 1 a 9 grados en el laboratorio. (b) Misma gráfica que la parte (a) pero ahora en el intervalo angular 9 a 18 grados.

inelásticamente. Se consideró que para $\theta_{lab} > 13^\circ$ no se tenía la resolución suficiente para separar el canal elástico y el inelástico, aunque si era suficiente para separar ambos estados del resto de las posibles reacciones. Por lo tanto para $\theta_{lab} > 13^\circ$ sólo se pudo obtener la sección eficaz de la suma de canal elástico y el inelástico (cuasi-elástico).

5.2.4 Integración de cuentas en el canal elástico.

Para obtener el número de eventos elásticos e inelásticos (primer estado excitado del ^{24}Mg), se procedió a integrar los picos en los espectros de energía. Donde se consideró que la resolución en energía no era su-

ficiente para separarlos, se realizó un ajuste de dos gaussianas. La posición de las gaussianas se fijó en base a la cinemática de la dispersión y calibración, mientras que la semi-anchura de las gaussianas (σ) aunque no fue fijada, no se le permitía variar más de 500 KeV. La altura de las gaussianas (A) fue el único parámetro sobre el que no se impuso restricción. Una vez realizado el ajuste, el número de cuentas era calculado como el área bajo la gaussiana es decir:

$$n = \sqrt{2\pi}\sigma A$$

5.2.5 Normalización.

Como se explicó en la sección 3.2 y usando como referencia el pico de la dispersión elástica debida al blanco de ^{197}Au se utilizó la expresión 3.7 para obtener la normalización absoluta de la sección eficaz diferencial para el canal elástico y el primer estado excitado del ^{24}Mg .

Las incertezas consideradas provienen principalmente de: a) el espesor de los blancos de ^{12}C y ^{197}Au , b) el ajuste de las gaussianas y la estadística del espectro. En cuanto a la incerteza de los blanco, en el caso del ^{12}C existe la posibilidad de engrosamiento del blanco (built up), debido al calentamiento y la presencia de vapores orgánicos.

Para tratar de cuantificar este fenómeno se utilizó , el blanco de ^{12}C de $100 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$. Al inicio y al final del experimento se midió la dispersión elástica por este blanco (el detector principal se ubicó en la posición de $\theta_{lab} = 3^\circ$).

Dado que el blanco de ^{12}C puro no estuvo sometido a fuertes dosis de irradiación, se consideró que la posibilidad de acumulación de carbono en él (built up) era prácticamente cero. Por lo tanto la relación entre los datos tomados con el blanco mixto y los tomados con el blanco puro, al principio y al final del experimento, es un indicativo de la cantidad de engrosamiento en el blanco mixto. Con este procedimiento, se encontró un cambio aproximado del 8%, que también se incluyó dentro de las incertezas.

Tomando en cuenta lo anterior se consideró una incerteza mínima del 12%. Las incertezas presentadas en la figuras 5.15, 5.16, 5.17 incluyen además las incertezas debidas a la estadística en los espectros.

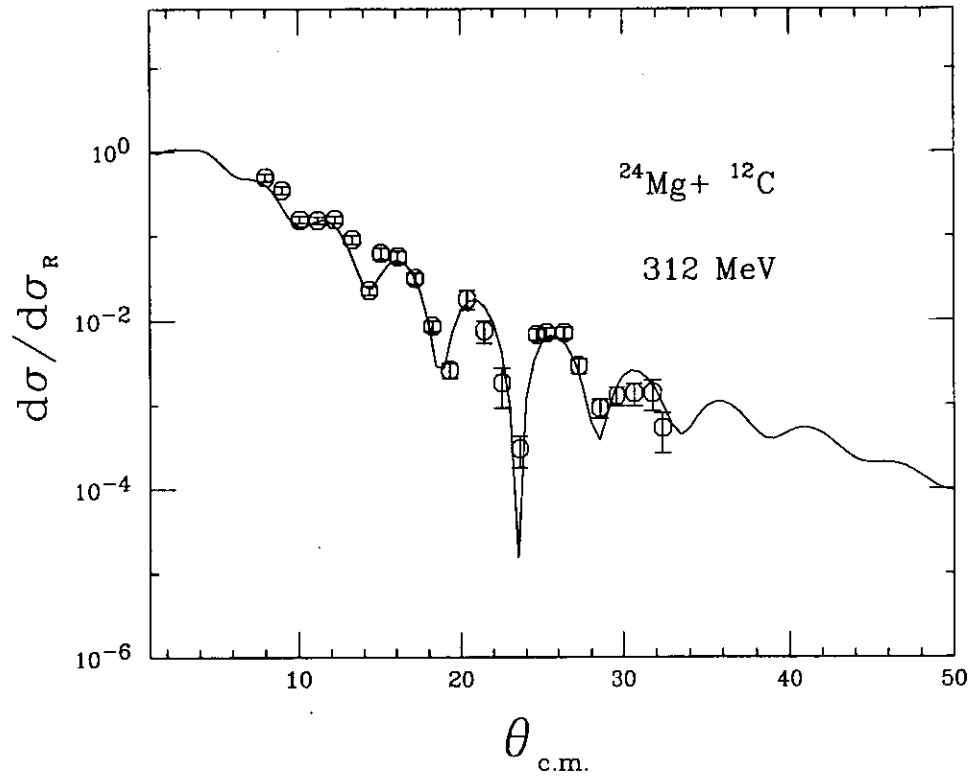


Figura 5.15: Distribución angular de la sección eficaz diferencial elástica, normalizada por la sección de Rutherford. La línea continua es un ajuste a los datos, la forma en que se realizó se explica en el siguiente capítulo.

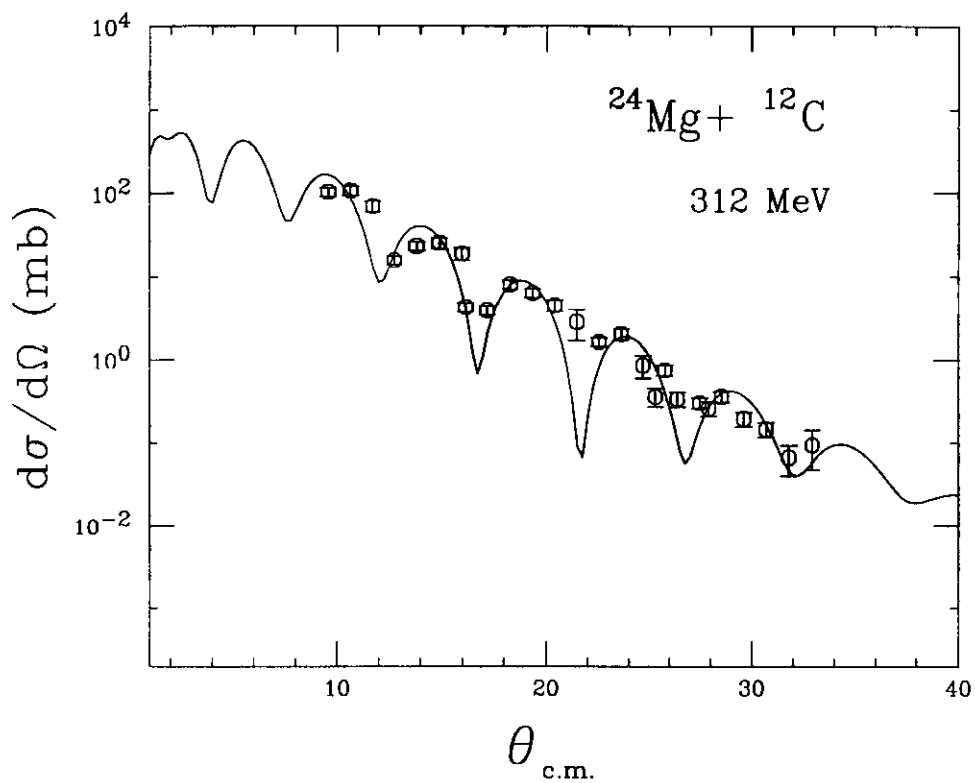


Figura 5.16: Gráfica de la sección eficaz diferencial inelástica en función del ángulo en el centro de masa. La línea continua representa un ajuste a los datos, la forma en que se realizó se explica en el siguiente capítulo.

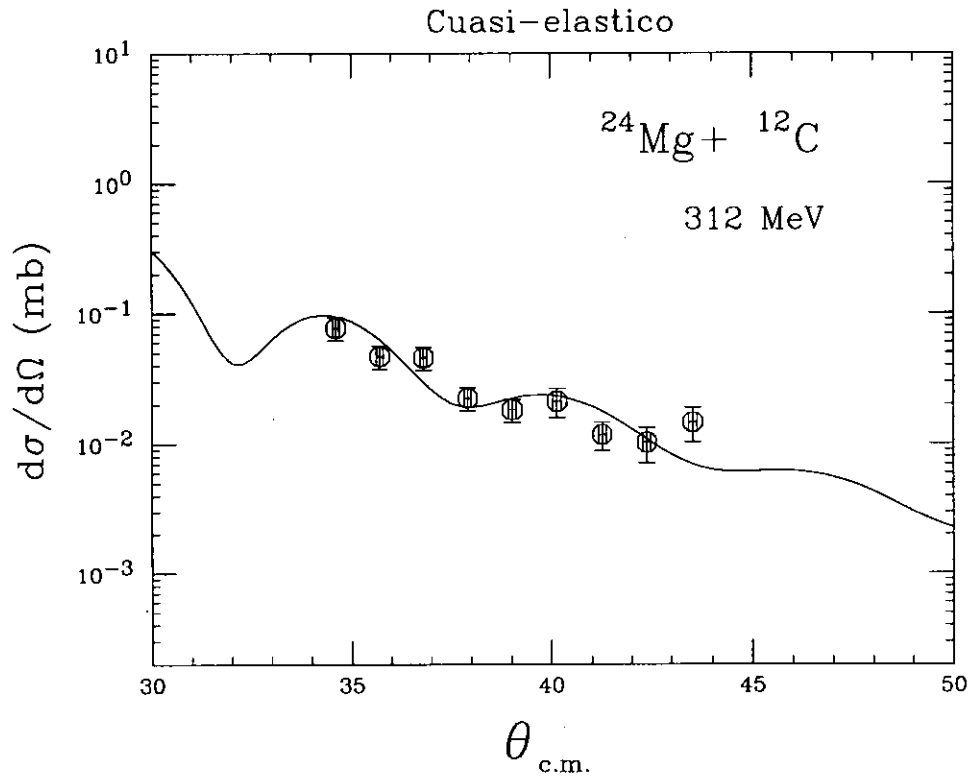


Figura 5.17: Gráfica de la sección eficaz diferencial de la suma del canal elástico e inelástico. La línea continua es un ajuste a los datos, la forma en que se realizó se explica en el siguiente capítulo

Capítulo 6

Análisis de los datos.

En el caso de la distribución angular del canal elástico, se realizaron ajustes a los datos experimentales utilizando el modelo óptico, proponiendo potenciales fenomenológicos. En el caso de la distribución angular del primer estado excitado ^{24}Mg y del cuasi-elástico se utilizó el modelo de canales acoplados. En ambos análisis, los cálculos teóricos de las secciones eficaces se realizaron usando el código PTOLEMY [Ma78].

6.1 PTOLEMY.

En el caso del modelo óptico, dado un potencial $U(r)$, PTOLEMY resuelve la parte radial de la ecuación de Schrödinger, calcula los corrimientos de fase y finalmente los suma para obtener el valor de la sección eficaz (procedimiento que se explicó en la sección 1.4). La medida de concordancia entre el valor teórico y el valor experimental es el criterio de minimizar la cantidad χ^2/N con

$$\frac{\chi^2}{N} = \frac{1}{N} \sum \left[\frac{\sigma_{teo} - \sigma_{exp}}{\Delta\sigma_{exp}} \right]^2$$

en donde σ_{teo} , σ_{exp} son las secciones eficaces diferenciales teóricas y experimentales respectivamente. N es el número de datos experimentales, y $\Delta\sigma_{exp}$ es el error experimental asociado. La cantidad χ^2 define una superficie multidimensional generada por los parámetros que pueden ser variados (V_o , r_o , a , W_o , r_{oi} , a_i). PTOLEMY utiliza el método de

gradiente [BE80] para optimizar los valores de los parámetros (optimización local).

En el caso del modelo de canales acoplados, además del potencial $U(r)$ hay que proporcionar a PTOLEMY el parámetro de deformación β . En este caso PTOLEMY no cuenta con un algoritmo de optimización para el parámetro β . Por lo tanto, se escribió un código, que utilizado la salida de PTOLEMY, variara los valores de β , para minimizar el valor de χ^2 .

6.2 Elástico.

Los datos de la distribución angular del canal elástico se analizaron utilizando potenciales fenomenológicos complejos. Tanto para la parte real, como para la imaginaria, se utilizaron factores de forma tipo Wood-Saxon. La expresión para el potencial óptico es:

$$V_{op} = \frac{V_o}{1 + e^{\frac{r-r_o}{a}}} + i \frac{W_o}{1 + e^{\frac{r-r_{io}}{a_i}}}$$

Los parámetros V_o , W_o , r_o , r_i , a y a_i , son ajustados para optimizar el acuerdo entre los cálculos teóricos de la sección eficaz diferencial y los datos experimentales. Dada la forma de un potencial, es decir valores iniciales para los parámetros a ajustar, PTOLEMY varía esos parámetros hasta encontrar valores mínimos de χ^2 . Como se trata de una superficie multidimensional los mínimos pueden ser locales o globales. Otro punto a considerar, es que, además de minimizar el valor de χ^2 , el valor de los parámetros ajustados deben ser "físicamente aceptables", es decir debe ser consistentes con valores de parámetros ajustados para sistemas similares y que el ajuste de los datos pase por puntos experimentales.

La búsqueda de los parámetros se realizó siguiendo un procedimiento similar al de la referencia [SC97]. En ese trabajo se utilizó el método de rejillas, es decir se fijan los valores de algunos de los

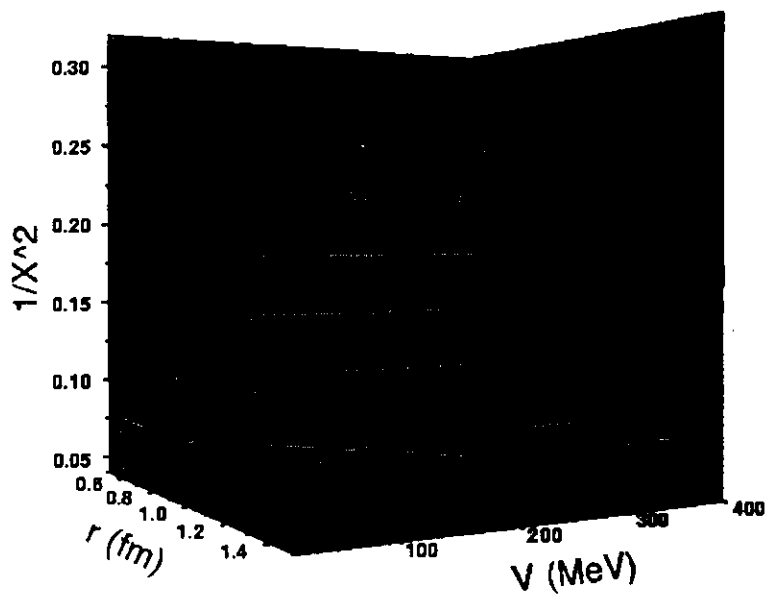


Figura 6.1: Gráfica de tridimensional de los parámetros r_o , V_o , contra $1/\chi^2$.

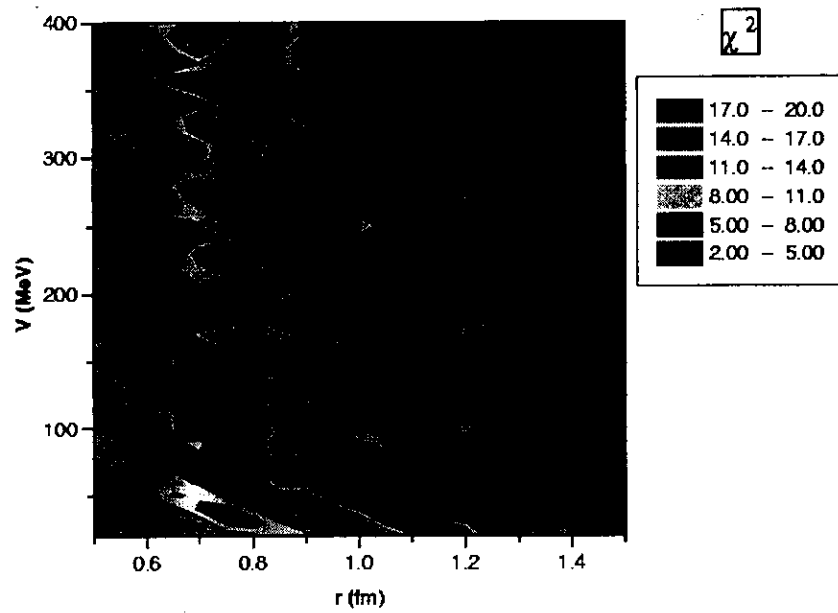


Figura 6.2: Curvas de nivel correspondiente a la gráfica tridimensional 6.1. Se puede observar una zona en la cual los ajustes se consideraron equivalentes.

parámetros, formandose una serie de curvas de nivel o rejillas en la hipersuperficie formada por los parámetros libres. En cada nodo de la rejilla, a los parámetros libres se les permite variar hasta que se encuentre un mínimo en el valor de χ^2 . Posteriormente se hace una gráfica de $1/\chi^2$ contra el par de parámetros fijos, esta gráfica marca la tendencia en la calidad ¹ de los ajustes ².

En particular, la rejilla se formó fijando los valores de V_0 y r_o , permitiendo el libre ajuste de la parte imaginaria (W_o, r_{io}, a_i) y la difusividad real a . V_0 se varió de 20 a 400 *MeV* con incrementos de 10 *MeV* y r_o se varió de 0.5 a 1.5 *fm* con incrementos de 0.05 *fm*. Los resultados de esta búsqueda se muestran en la gráfica de V_0 y r_o contra $1/\chi^2$ (figura 6.1). La gráfica 6.2 nos muestra la curvas de nivel de la gráfica 6.1, se puede observar como existe una región continua de buenos ajustes ($\chi^2 < 8$), dicha región se interpreta como la existencia de una ambigüedad continua. Dentro de dicha región, se puede observar que existen regiones aisladas, en las que el valor de χ^2 se mejora en al menos un 30 por ciento.

Se estudiaron con cuidado estos puntos. Y se observó que correspondían a casos en los que el potencial imaginario se encontraba en un extremo; eran o tremendamente absorbentes (alrededor de cientos de *MeV*) o demasiado transparentes (algunos *MeV* de profundidad). Ambos casos no se tomaron en cuenta para un posterior análisis. Aunque matemáticamente dieran un buen ajuste, se consideró que no eran físicamente aceptables, esto fue confirmado ya que el ajuste que hacían a los datos del cuasi-elástico era pobre (ver sección 6.2). Dé las gráficas 6.1 y 6.2 se concluyó que existía preferencia por potenciales cuya parte imaginaria tuvieran una profundidad entre 16 y 40 *MeV*, que en general, es menor a la profundidad real. Para la parte real, la región de ajuste con $\chi^2 < 8$ muestra una ambigüedad continua.

Para verificar los resultados anteriores, se realizó una nueva búsqueda

¹En este sentido calidad significa la tendencia de $1/\chi^2$ hacia un valor máximo.

²Existen otros procedimientos para la búsqueda de parámetros, tales como algoritmos genéticos. En trabajos anteriores [UG96] se utilizaron ambos métodos obteniendo resultados similares. Por simplicidad en este trabajo solo se utilizó el método de rejillas.

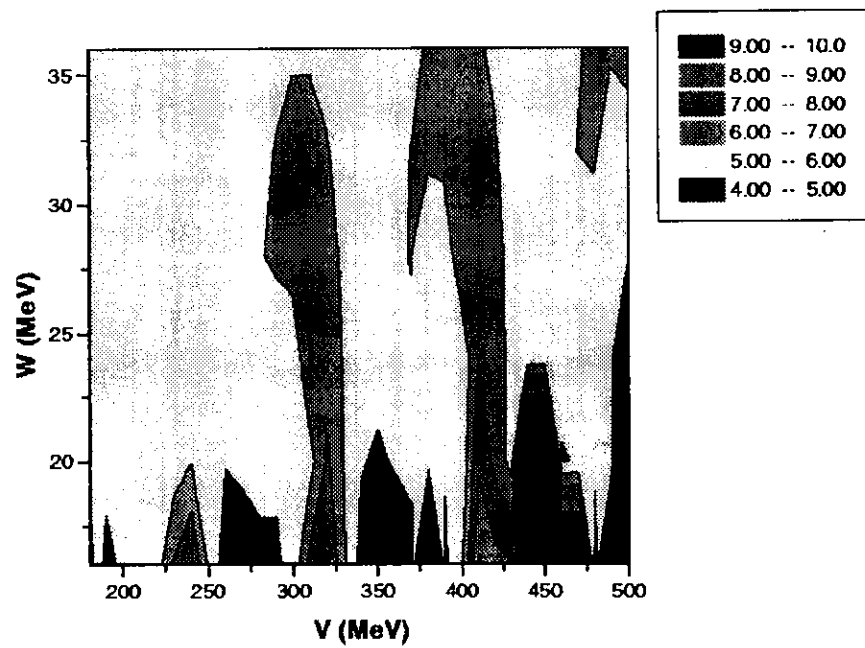


Figura 6.3: Gráfica de las curvas de nivel de los parámetros V_0 , W_0 contra χ^2 . Se puede observar que existe una región ($\chi^2 \approx 5$) en la cual el potencial óptico (tanto la parte imaginaria como la parte real) presenta una ambigüedad continua.

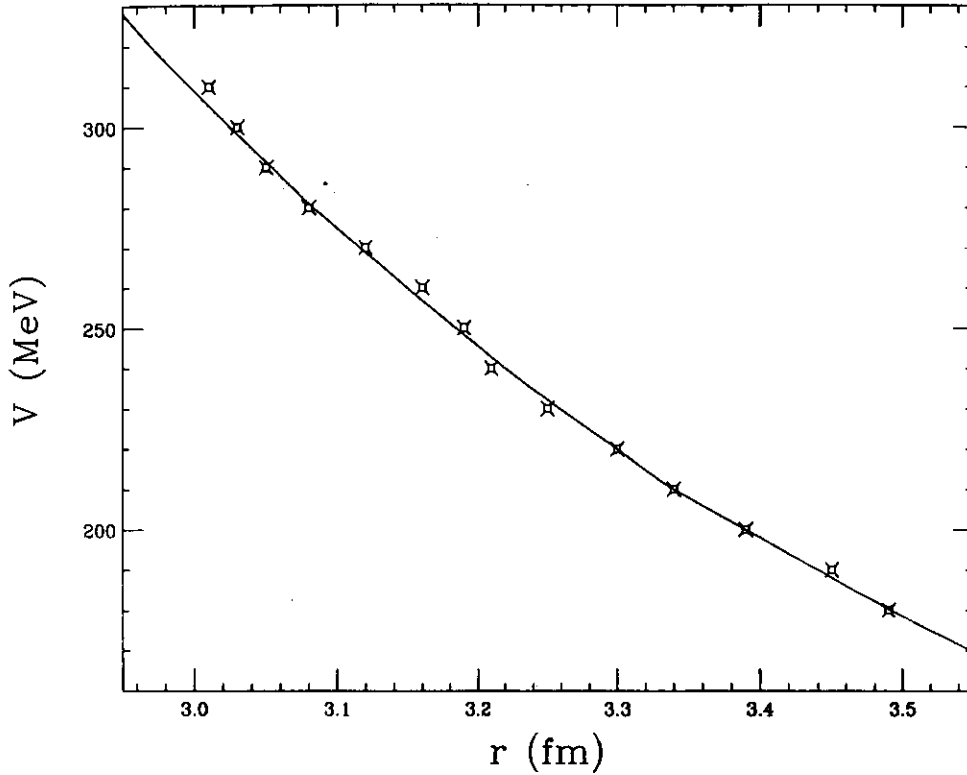


Figura 6.4: Gráfica de V_0 contra r_0 . Los puntos representan valores de V_0 y r_0 cuya $\chi^2 \approx 5.3$. La línea continua representa una parametrización de la ambigüedad continua, en este caso $n=3.5$ y $k=1530$. En este caso, la profundidad de la parte imaginaria fue $W_0 = 28$ MeV.

en rejillas, pero ahora utilizando el método seguido en la referencia [BR90]. En este caso se fijaron las profundidades de la parte real e imaginaria y se le dio libertad de ajuste tanto en los radios como en las difusividades. Las profundidades se variaron, para la parte real, entre 20 y 400 MeV en pasos de 10 MeV, y para la parte imaginaria entre 16 y 40 MeV en pasos de 4 MeV. Los valores iniciales para r , a , r_i y a_i se tomaron de estudios hechos al sistema $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ a 158 MeV [BR90]. La gráfica 6.3 nos muestra la curva de niveles correspondiente. En este caso los ejes $X - Y$ son las profundidades real e imaginaria respectivamente, mientras que el eje Z es el valor de χ^2 . En la gráfica 6.3 se observa que existe una región ($\chi^2 \approx 5$), que se debe a la ambigüedad

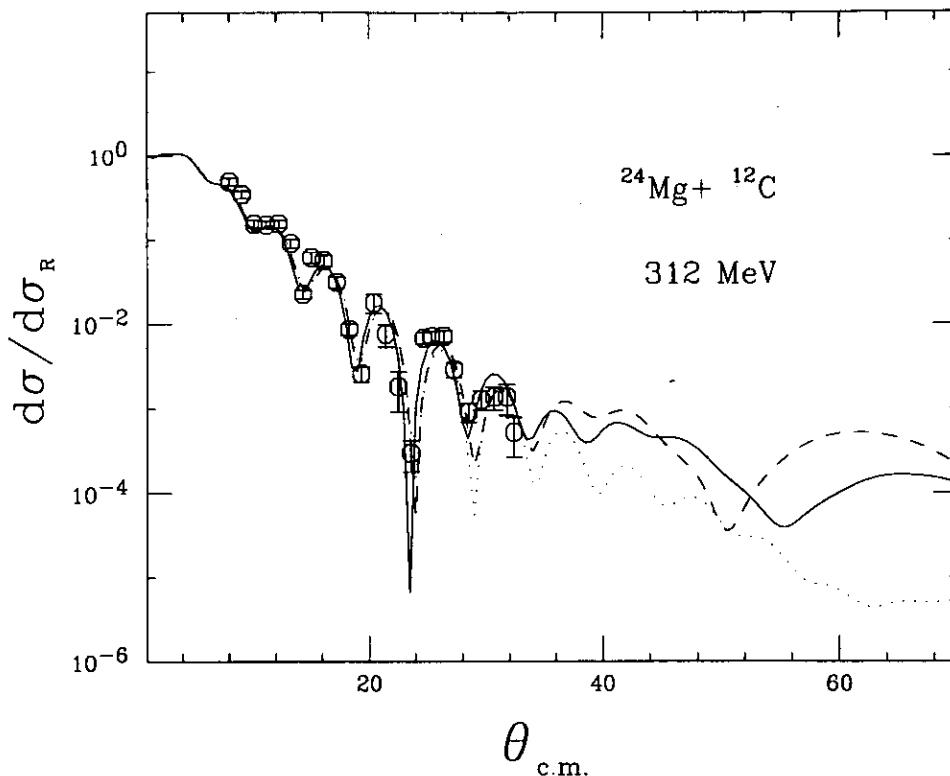


Figura 6.5: Ajustes a la distribución angular elástica, en este caso se utilizaron los potenciales L (línea sólida), G (línea quebrada) y R (línea punteada) de la tabla 6.1. Nótese como todos los potenciales ajustan de forma equivalente a los datos experimentales, aunque los ajustes son diferentes para ángulos mayores a 35° .

continua antes mencionada, los potenciales con $\chi^2 < 5$ corresponden a potenciales imaginarios extremos. Las potenciales con $\chi^2 > 6$ proporcionan ajustes que se consideraron no aceptables. La figura 6.4 muestra la relación que existe entre V y r , en estos casos, para una misma forma de la parte imaginaria, la calidad del ajuste ($\chi^2 \approx 5.5$) se mantiene si los valores de V y r están relacionados por $V_0 R_0^n = k$ con n y k constantes. Como se dijo anteriormente (sección 1.6.2) el origen de esta ambigüedad se encuentra en que la absorción del sistema es muy alta, o que la distribución angular no es lo suficientemente amplia como para alcanzar la región en que los efectos refractivos son los dom-

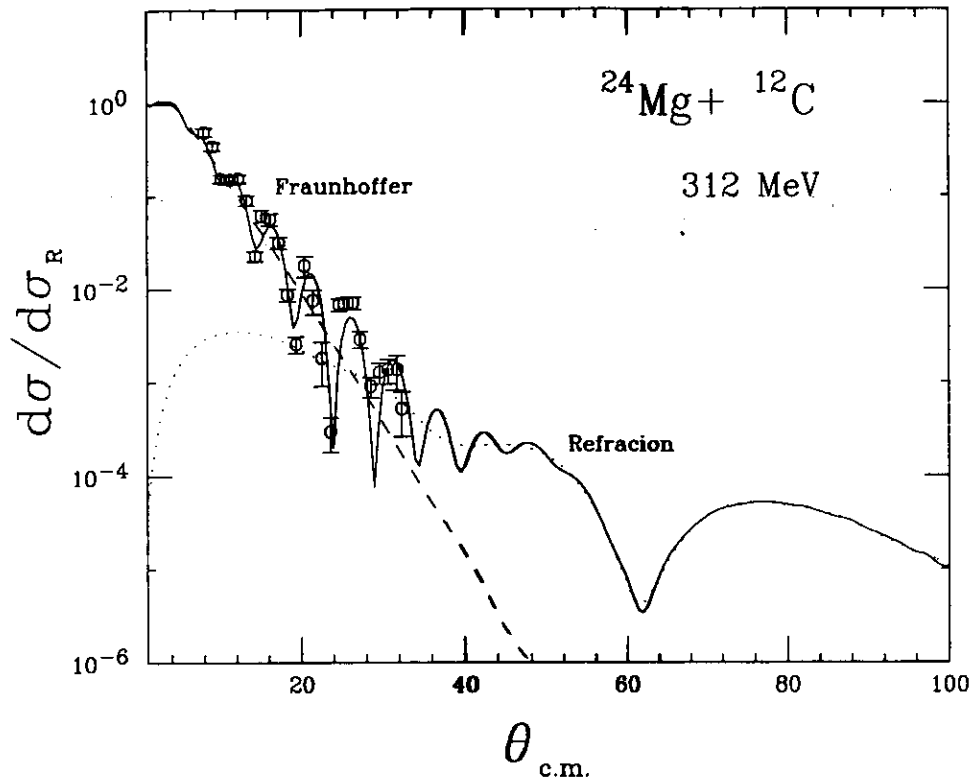


Figura 6.6: Descomposición de la **distribución angular**, en sus componentes NEAR y FAR. La línea quebrada **representa** la componente Far, los puntos **representan** la componente FAR y la línea continua es la suma de ambas componentes. En este caso, en los cálculos se utilizó el potencial K de la tabla 6.1. Como puede observarse los efectos refractivos son dominantes para ángulos mayores a 40 grados.

inantes. En la figura 6.5 se muestra como los datos son bien descritos por tres potenciales, de diferente forma y en la figura 6.6 se muestra una descomposición NEAR-FAR para uno de ellos. Se observa que para ángulos mayores a $\theta_{cm} = 40^\circ$, la parte FAR (causante de la refracción) es la dominante. Por lo tanto, si pudiese extender la distribución angular a ángulos mayores a 45 grados y la absorción fuera débil, entonces la distribución angular mostraría características más claras de la presencia de refracción nuclear.

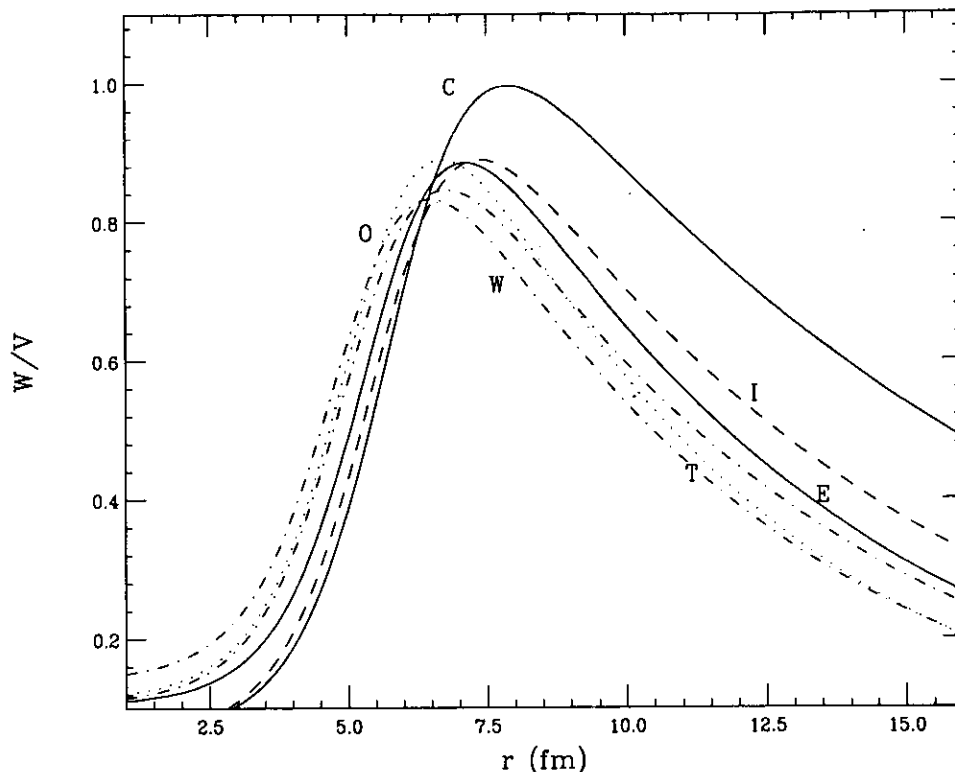


Figura 6.7: Gráfica de W/V contra R . La letra indica que potencial de la tabla 6.1 que se está graficando.

En cuanto a esto último podemos decir que, en base a la sistemática W/V , que el tipo de potenciales imaginarios con los que se logró describir la distribución angular elástica, son transparentes y en principio harían posible la observación de efectos refractivos. Por otra parte y desafortunadamente dichos efectos se observarían en regiones en que las que no se cuenta con puntos experimentales (ver figura 6.6). La figura 6.7 muestra la gráfica de W/V contra R para seis potenciales diferentes, se puede observar como cumplen con la sistemática W/V .

Aunque los datos mostraron una clara preferencia para ciertos valores de la difusividad (≈ 0.89 fm para la parte real y de ≈ 0.79 para

la parte) imaginaria, la ambigüedad continua no permitió encontrar un criterio para seleccionar un potencial, ya que como lo muestra la figura 6.4 cambios en R pueden ser compensados con cambios en V_0 . En la tabla 6.1 damos algunos de los potenciales, los que cubren básicamente la región de buenos ajustes, que por criterio de χ^2 se puede decir que son equivalentes.

Para restringir más la elección de los potenciales, se realizó un análisis del canal inelástico, utilizando como potenciales iniciales, aquellos que estuvieran dentro de la región de buenos ajustes. El procedimiento es descrito en la siguiente sección.

pot.	$V_0(\text{MeV})$	$R(\text{fm})$	$a(\text{fm})$	$W_0(\text{MeV})$	$R_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$	χ^2
A	180.0	3.52	0.88	16.0	5.94	0.88	6.42
B	220.0	3.32	0.89	16.0	5.99	0.89	5.59
C	260.0	3.26	0.88	16.0	5.95	0.81	4.97
D	300.0	3.02	0.90	16.0	6.01	0.78	5.16
E	190.0	3.49	0.87	20.0	5.64	0.77	5.37
F	230.0	3.28	0.89	20.0	5.73	0.78	5.59
G	270.0	3.14	0.88	20.0	5.65	0.79	5.32
H	310.0	3.00	0.89	20.0	5.73	0.78	5.64
I	350.0	3.01	0.88	20.0	5.71	0.79	4.94
J	200.0	3.39	0.88	24.0	5.50	0.78	5.37
K	240.0	3.23	0.89	24.0	5.53	0.77	5.50
L	280.0	3.21	0.88	24.0	5.49	0.78	5.83
M	320.0	3.11	0.88	24.0	5.53	0.79	6.17
N	210.0	3.34	0.89	28.0	5.35	0.78	5.24
O	250.0	3.19	0.89	28.0	5.37	0.77	5.42
P	290.0	3.18	0.88	28.0	5.43	0.78	6.02
Q	340.0	3.05	0.88	28.0	5.38	0.79	5.68
R	220.0	3.30	0.88	32.0	5.24	0.77	5.31
S	260.0	3.29	0.88	32.0	5.25	0.78	5.68
T	300.0	3.16	0.88	32.0	5.28	0.78	6.14
U	340.0	3.05	0.88	32.0	5.26	0.78	5.76
V	380.0	2.95	0.88	32.0	5.29	0.78	6.18
W	270.0	3.26	0.88	36.0	5.14	0.77	5.32

Tabla 6.1. Se muestran los valores de los parámetros, de los potenciales que ajustan la distribución angular elástica.

6.2.1 Inelástico..

Dado que tanto el ^{24}Mg y ^{12}C son núcleos deformes (oblato y prolato respectivamente) se espera que los efectos producidos por el acoplamiento entre el estado base y los estados excitados haga que la sección eficaz diferencial para estos canales pueda competir en magnitud con la sección eficaz diferencial para el canal elástico. En particular durante la reducción de los datos se observó que dicho acoplamiento era especialmente fuerte para el estado base y el primer estado excitado del ^{24}Mg . Por lo que se decidió hacer un análisis de canales acoplados teniendo como canales a acoplar el primer estado excitado del ^{24}Mg y su estado base.

En estos cálculos también utilizamos el código PTOLEMY. Lo primero que se hizo fue determinar los valores de δ (ecuación 1.31) que daba el mejor acuerdo entre los cálculos y los valores experimentales. En la literatura se encontró que valores típicos del parámetro de deformación δ varían en el intervalo 1.6 a 1.34 fm [SC97] [TH77] [CA78] [LI89]. Estos valores se han aceptado como correctos, dado que concuerdan con los valores medidos para el momento cuádrupolar del ^{24}Mg . Ya que la deformación de la distribución de carga (respecto de una distribución esférica) es una medida de la deformación que presenta la materia nuclear, resulta natural asociar δ con la deformación de carga nuclear. Por lo tanto tenemos

$$\delta = \beta r_o$$

con

$$\beta = \frac{4\pi(B(E_l))^{1/2}}{3 Z e^2 R_c}$$

donde Z es la carga del núcleo, e la carga del electrón, R_c es el radio del potencial de Coulomb, $B(E_l)$ es la probabilidad de transición electromagnética y r_o radio reducido del potencial óptico que se utiliza.

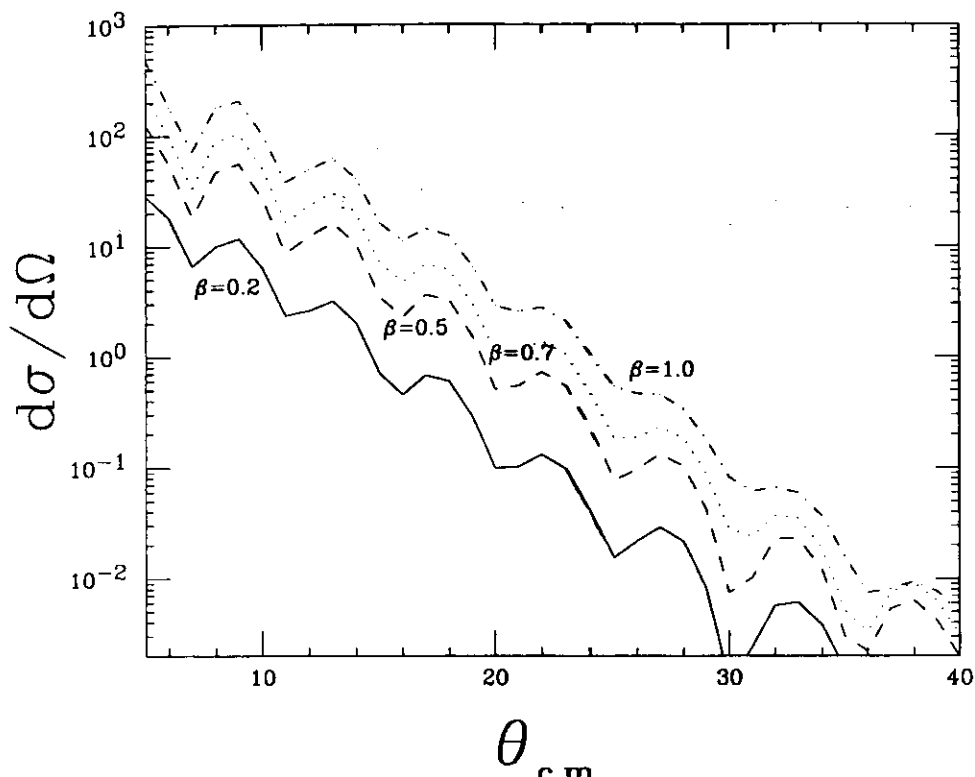


Figura 6.8: Cálculos de la distribución angular del primer estado excitado del ^{24}Mg para el potencial L de la tabla 6.1 y con diferentes valores de β (0.2 línea sólida, 0.5 línea quebrada, 0.7 línea punteada y 1.0 línea punteada-quebrada.).

En el código PTOLEMY el parámetro que se puede variar es β , por lo tanto para determinar los valores de δ , se variaron los valores de β desde un valor 0.5 hasta 0.9 (con esto se cubrió un intervalo en δ de 1.31 a 1.56 fm). La figura 6.8 nos muestra como los cálculos de la sección eficaz diferencial cambian con diferentes valores de β .

Los potenciales ópticos utilizados cubren el intervalo, en el cual se encontró la ambigüedad continua. La parte real del potencial se dejaba tal y como se encontró en el análisis de modelo óptico, mientras que en la parte imaginaria, se modificó la profundidad, reduciéndola.

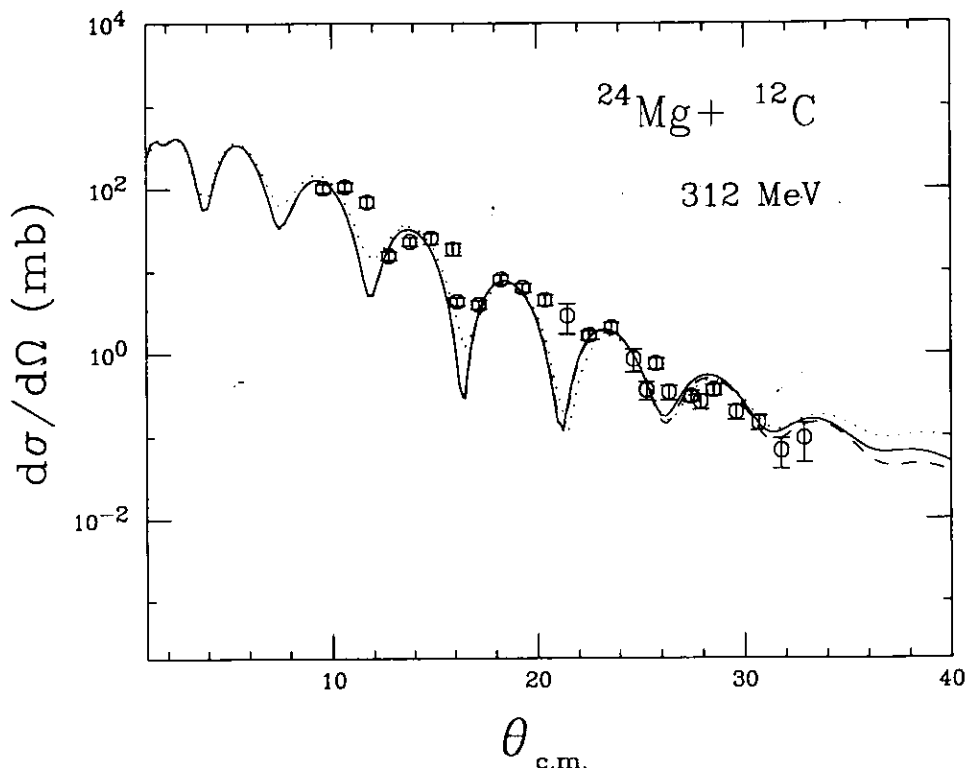


Figura 6.9: Las líneas representan los cálculos de canales acoplados utilizando los potenciales A (línea sólida), M (línea punteada) y X (puntos) de la tabla 6.1. Como se puede observar, se logran ajustar los datos de forma equivalente y por lo tanto, la ambigüedad encontrada en el análisis con modelo óptico, prevalece.

Esta reducción en el imaginario, se justifica en que, en el análisis por modelo óptico la parte de real del potencial describe el canal elástico y el resto de los canales se engloban en la parte imaginaria, por lo tanto si ahora se quiere describir un canal fuertemente acoplado al elástico, resulta lógico reducir la parte imaginaria del potencial, con el objetivo de que este canal acoplado sea también descrito, por la parte real del potencial. No hay un límite específico, respecto a cuánto se debe reducir, la profundidad imaginaria original. En análisis similares, la profundidad se ha reducido de un 10 a un 20% [BO82, BO93].

De este análisis se concluyó que, si se varía el parámetro δ entre 1.41 y 1.47 fm y se disminuye en un 15% la profundidad de la parte imaginaria del potencial óptico original, se logran ajustar las distribuciones angulares con igual calidad, utilizando diferentes potenciales. Por lo tanto la ambigüedad continua encontrada en el análisis de modelo óptico se encuentra también presente en este tipo de análisis. La figura 6.9 nos muestra el ajuste de las distribuciones angulares utilizando tres potenciales diferentes

6.3 Cuasi-elástico.

Dado que se tenían ángulos en los cuales no fue posible separar el estado base y el primer estado excitado del ^{24}Mg se procedió a obtener las secciones de estos eventos "cuasielásticos"³ y con esto imponer mayor restricción a la forma del potencial. Debido a que en el sistema centro de masa los ángulos de dispersión del elástico y del inelástico no son exactamente iguales, el ángulo de la medida se tomó, como el promedio de los ángulos de dispersión. Esto agrega un error a la medida del ángulo, dicho error se estimó como la máxima desviación respecto del promedio.

Se consideró que la inclusión de este tipo de eventos podría ser importante ya que al extender la distribución angular a ángulos mayores se está restringiendo la forma que debe de tener el potencial.

Como primer paso del análisis se utilizaron los potenciales extremos encontrados en el análisis del canal elástico. Se había encontrado que ciertos potenciales, cuyos parámetros ajustaban la distribución angular pero no mantenían ninguna similitud con otros sistemas estudiados, por lo tanto eran sospechosos de no ser físicamente aceptables. Cuando se trató de ajustar las secciones cuasi-elásticas éstas, no se lograban ajustar utilizando dichos potenciales (ver la figura 6.8). Como se puede observar, el tener valores extremos en la profundidad imaginaria, hace que, más allá de los 35° , el valor de las secciones se vuelvan casi constantes o bien decrezcan demasiado rápido, por lo tanto su contribución al cuasi-elástico la sobrestima, o la subestimaba

³es decir, la suma no resuelta del elástico y el primer inelástico

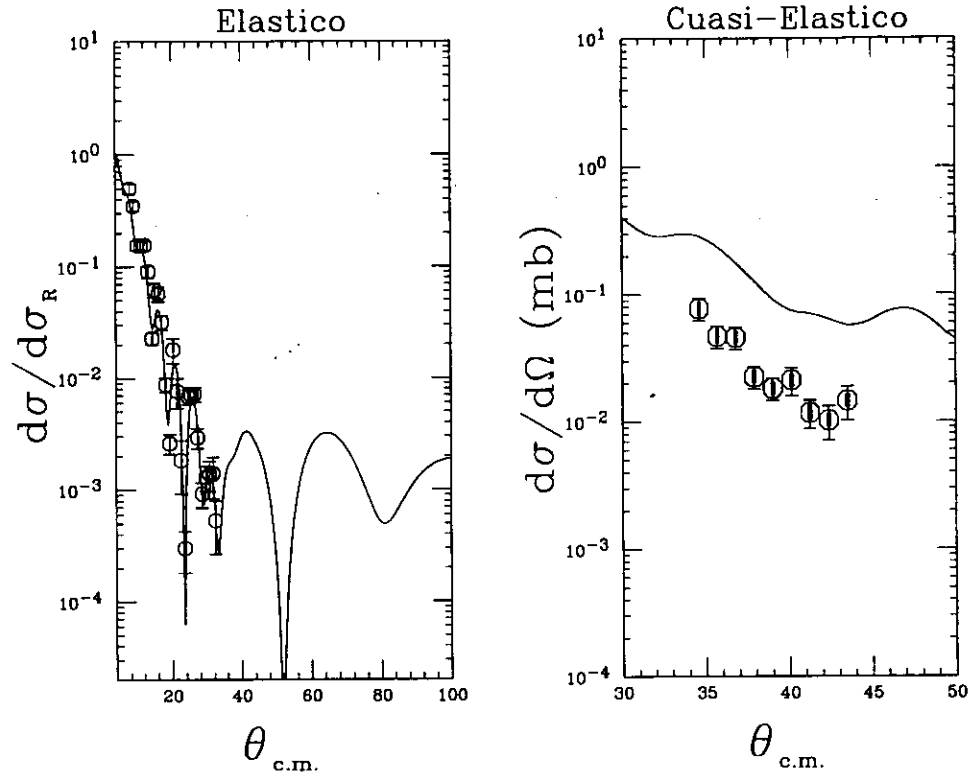


Figura 6.10: a) Distribución angular elástica, la línea continua muestra los cálculos teóricos. Se puede observar que el valor de la sección se vuelve casi constante, lo cual es inusual en estos sistemas. b) Ajuste a los datos cuasi-elástico, se puede observar como los cálculos (línea continua) no ajustan bien a los datos.

Como segundo paso, se ajustaron simultáneamente las secciones elástica, inelástica y cuasi-elástica. Se utilizaron los potenciales de la tabla 6.1 y el parámetro δ se varió en el mismo intervalo anteriormente mencionado (sección 6.3). En este caso se observó una marcada preferencia por los potenciales cuya profundidad está entre 180 y 280 MeV en la parte real y de 22 a 33 MeV en la parte imaginaria. El ajuste a las secciones del cuasi-elástico es lo que marcó la determinación de esta zona. Aunque estos datos tienen poca estructura (debido a la regla de fases de Blair), la magnitud y la pendiente que siguen logran restringir un poco más la ambigüedad encontrada. Potenciales con pro-

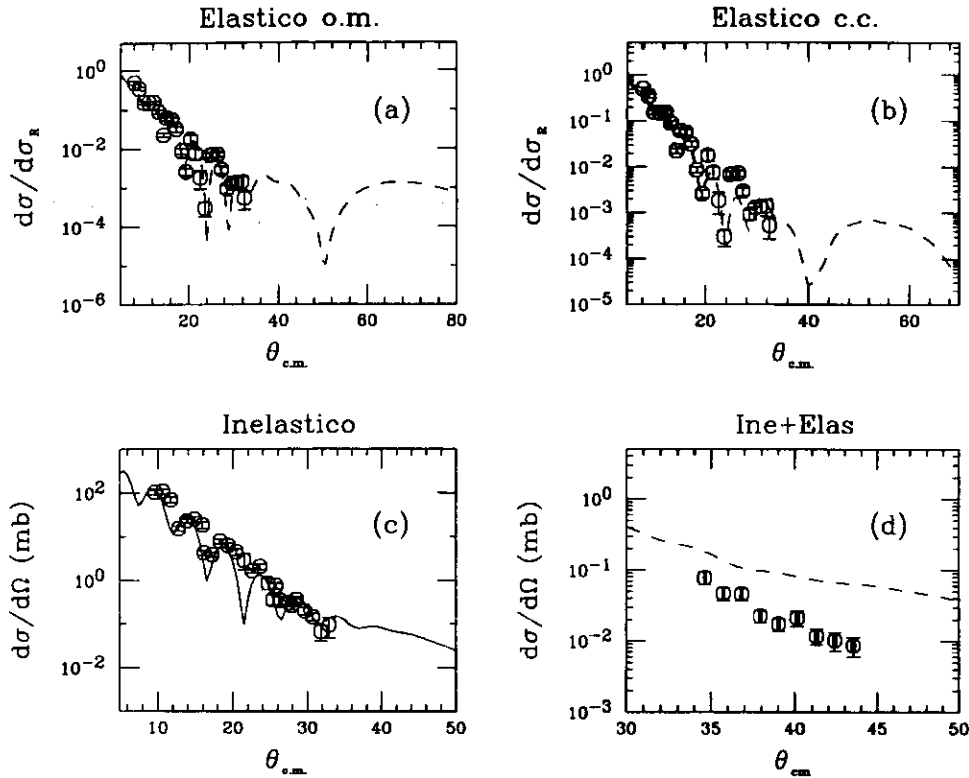


Figura 6.11: Ajuste a los datos (líneas continuas) utilizando el potencial A de la tabla 6.1. Puede observarse que aunque se ajustan los datos experimentales elásticos (a y b) e inelásticos (c), los cálculos en el caso del cuasi-elástico esta por encima de los datos.

fundidades mayores a 280 MeV en la parte real, en especial entre 380 y 500 MeV también lograban ajustar los datos pero la calidad era inferior a la obtenida en la zona antes dicha. Las figuras 6.10, 6.11, y 6.12 nos muestran ejemplos de los ajustes antes mencionados.

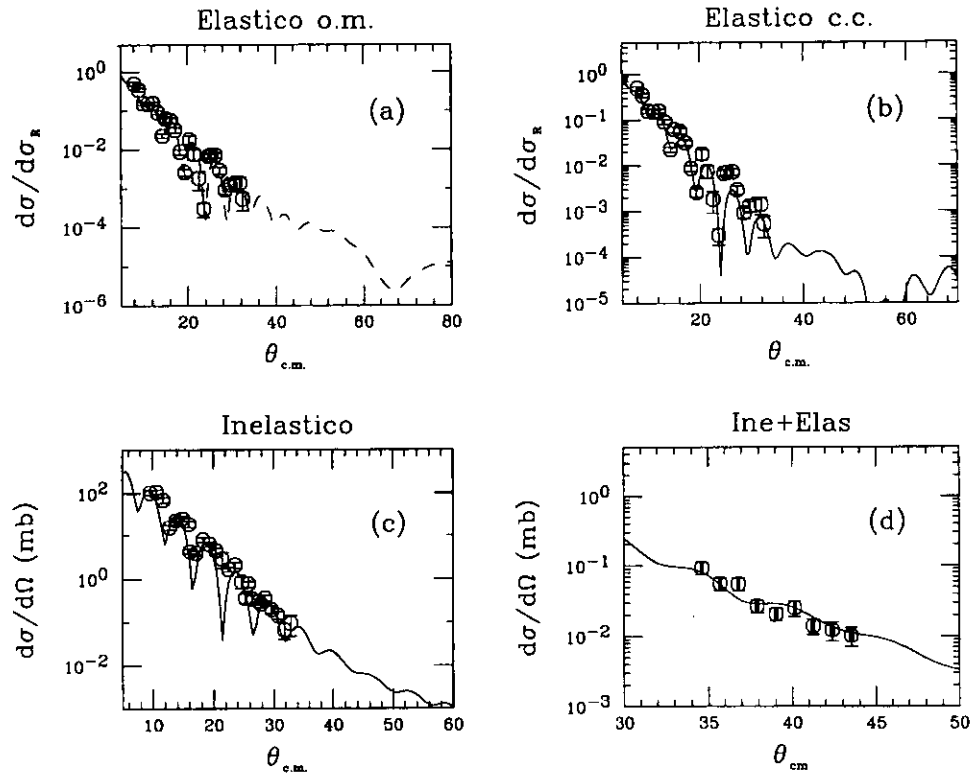


Figura 6.12: Ajuste de los datos (líneas continuas) utilizando el potencial K de la tabla 6.1. En este caso los ajustes son buenos tanto para el elástico, inelástico y cuasi-elástico.

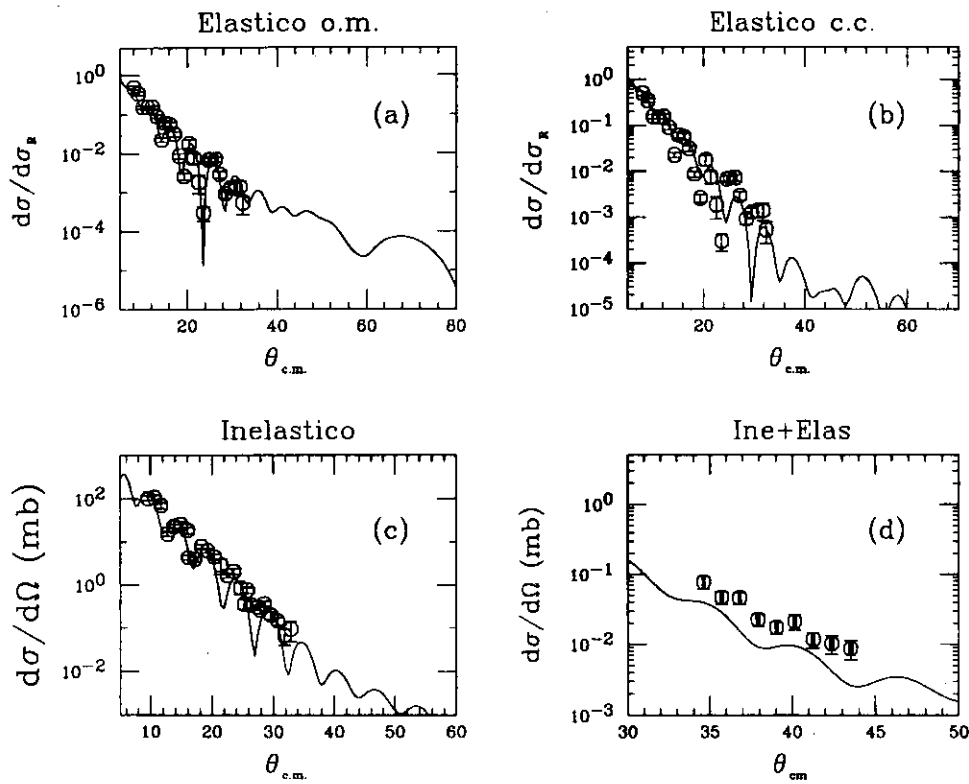


Figura 6.13: Ajuste de los datos (líneas continuas) utilizando el potencial W de la tabla 6.1. En este caso, como en el de la figura 6.10 se ajustan los datos experimentales elásticos (a y b) e inelásticos (c), sin embargo, la calidad del ajuste que se logra al cuasi-elástico es inferior al logrado con el potencial K .

Capítulo 7

Conclusiones

1.- Se diseño y construyó un sistema de detección cuyas principales características son:

a) Sensibilidad a la posición de 1 *mm*. Para este tipo de sistemas, está es la mejor resolución que se puede esperar.

b) Posibilidad de cubrir áreas de hasta 28 *cm*². Y si se colocan juntos mas de un bloque detector esta área puede ser aumentada.

c) Buena resolución en energía, aproximadamente 0.02%. El bajo espesor del MWPPAC ($\approx 500 \frac{\mu\text{gr}}{\text{cm}^2}$), hace que la resolución dependa principalmente de los detectores de estado sólido.

d) Capacidad de identificación de la carga y la masa de las partículas que inciden sobre él. Cabe hacer notar que un PSD comercial no tiene esta característica.

e) Bajo costo que, para una tira detectora de área de 4 *cm*², es de alrededor de 120 dólares. Puede argumentarse que en este costo faltaría incluir el precio del sistema de manejo de gases. Aun considerando este precio (≈ 3000 dólares), el costo de los primeros siete detectores sensibles a la posición (4 *cm*²), sería de alrededor de 570 dólares (es decir, al menos 20 veces menor que el de un PSD comercial). Los siguientes detectores tendrían un costo de 120 dólares ya que el gasto en el sistema

de manejo de gases es único.

Aunque originalmente se pensó en utilizar este sistema de detección en experimentos de dispersión elástica, la capacidad de identificación de carga y masa de las partículas (característica que no poseen los PSD comerciales), cobertura de áreas considerable y bajo costo, hacen a este sistema sumamente versátil, pudiendo ser aplicado en diversos experimentos, por ejemplo de transferencia de nucleones [EM73], .

2.- Se midió la distribución angular para el canal elástico y el primer estado excitado del sistema $^{12}\text{C}-^{24}\text{Mg}$ a una energía de 13 MeV/uma . Se realizó un análisis del canal elástico dentro del formalismo del modelo óptico. Los resultados del análisis muestran que la distribución angular medida puede ser descrita por potenciales fenomenológicos del tipo Wood-Saxon. Cuya parte real e imaginaria presenta una ambigüedad continua. Sin embargo los potenciales antes mencionados, cumplen la sistemática W/V , lo que sugiere que en este sistema es lo suficientemente transparente, como para que se puedan observar efectos refractivos. En general, los potenciales ajustados predicen que dichos efectos refractivos deben de comenzar a observarse a ángulos mayores a 40° , y es de esperarse que su magnitud no sea mayor a 1×10^{-4} veces la sección de Rutherford.

3.- Se realizó un análisis del canal inelástico (primer estado excitado del ^{24}Mg). El análisis determinó que los datos experimentales se pueden describir con valores de longitud de deformación entre 1.4 y 1.56 fm . Valores que concuerdan con los reportados en la literatura. La ambigüedad encontrada en el análisis de modelo óptico, persiste y por lo tanto, a partir de análisis, no fue posible restringir la forma que debe tener el potencial nuclear.

4.- La distribución angular se amplió al considerar el canal cuasi-elástico. Un ajuste simultáneo del canal elástico, inelástico y cuasi-elástico, logra restringir mejor la posible forma del potencial nuclear,

lo que concuerda con las predicciones de probables efectos refractivos. Sin embargo, esta distribución angular no es suficiente para eliminar la ambigüedad en la determinación de la forma del potencial, siendo posible ajustar los datos con potenciales fenomenológicos tipo Wood-Saxon y cuya profundidad varían entre 180 y 280 MeV para la parte real y entre 20 y 36 MeV para la parte imaginaria.

5.- En este trabajo se desarrollaron técnicas que además de permitir construir MWPPAC, hacen viable la construcción otro tipo de detectores de gas que pueden ser aplicados a otro tipo de experimentos o para diferentes fines (por ejemplo medidas de tiempo de vuelo, perfiles de haz, generación de imágenes por atenuación de rayos X). Un ejemplo de esto es la participación del grupo de Física Nuclear Experimental, en la VII Escuela de Instrumentación organizada por el ICFA (Panel de Instrumentación y Desarrollo FermiLab) [MA97].

Apendice I

A.1 Generación de la señal eléctrica.

Cuando se genera la señal eléctrica en un contador proporcional, se pueden distinguir dos modos de funcionamiento:

a) El potencial en el alambre es reestablecido durante la generación del pulso. Esto requiere que la carga sea rápidamente entregada a la electrónica asociada al contador. Entonces se dice que el contador actúa como una fuente de corriente.

b) La carga es retenida en el detector durante la generación del pulso. Esto resulta en una caída de potencial en el alambre. El voltaje del alambre es reestablecido una vez que se terminó de acumular carga, entonces se dice que el contador actúa como una fuente de voltaje.

El tipo o modo de funcionamiento del contador depende básicamente del tiempo característico $RC = \tau_c$, donde τ_c es el tiempo en el que se generó la carga, R toma en cuenta la resistencia asociada a la construcción del detector y la instrumentación asociada (contactos eléctricos, cables, resistencia de carga, resistencia de entrada de la instrumentación, etc) y C toma en cuenta las capacitancias del detector y de la instrumentación asociada. Si $RC \ll \tau_c$ entonces se dice que el contador funciona en el modo (a), si $RC \gg \tau_c$ entonces el contador opera en

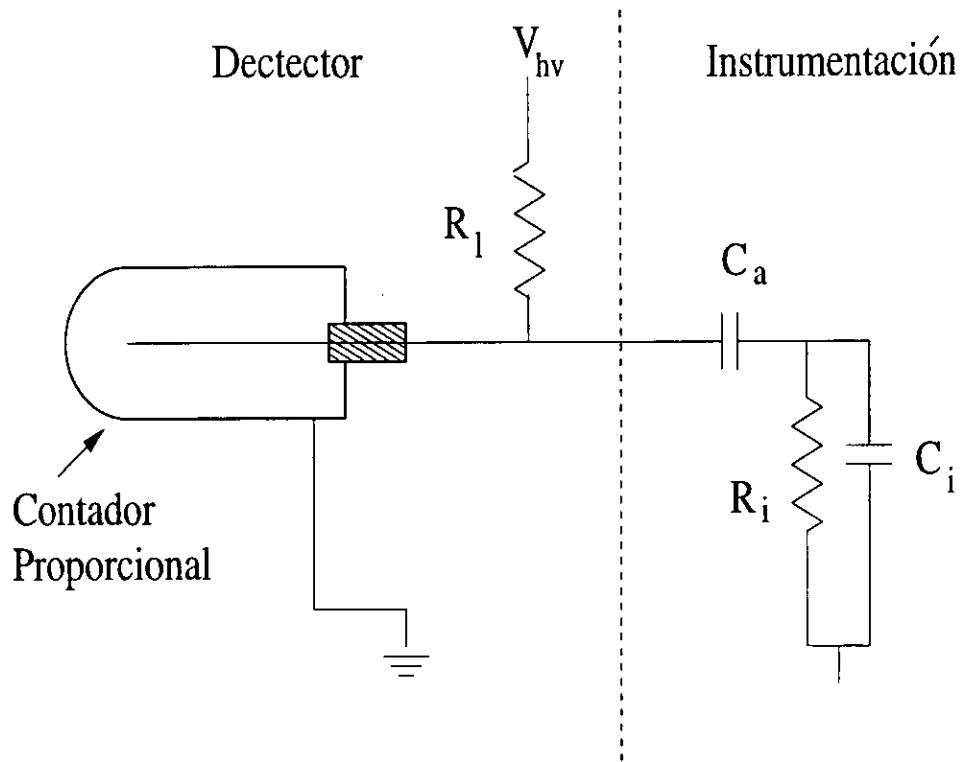


Figura 8.1: Esquema eléctrico de los principales componentes asociados a un contador proporcional.

el modo (b). Ya que generalmente se quiere preservar la relación que existe entre la carga generada (ionización) y la energía de la partícula que generó dicha carga, el modo de operación (b) es el más conveniente.

En la figura A1 se muestra un diagrama de un contador proporcional, donde C_d y R_d son la capacitancia y la resistencia asociada al contador C_i y R_i son la capacitancia y la resistencia asociada a la instrumentación, C_a es la capacitancia que desacopla el alto voltaje del resto de la electrónica y R_l es la resistencia de carga entre la fuente de alto voltaje y el contador.

Si la frecuencia con las que son generadas las señales eléctricas es alta, el diagrama A2 puede ser reducido al circuito básicamente a un

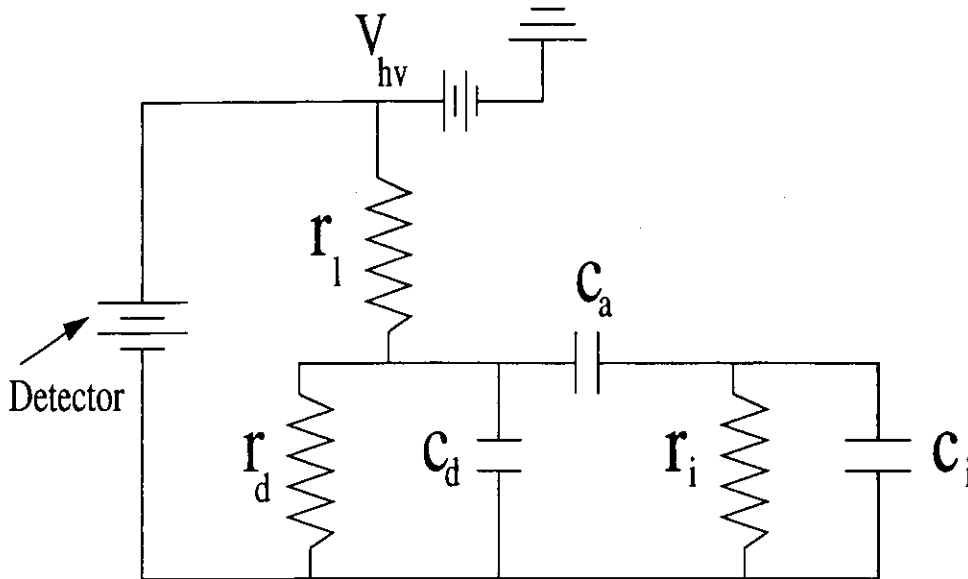


Figura 8.2: Circuito eléctrico equivalente al circuito de figura 8.1.

circuito RC con $R = R_i + R_d$ y $C = C_i + C_d$.

Como la amplitud del voltaje generado por la carga Q depende principalmente de la capacitancia C , entonces se requiere que C permanezca constante, es decir que las fluctuaciones en C_d sean tan pequeñas como sea posibles¹. Para solucionar este inconveniente regularmente se utiliza un circuito denominado preamplificador sensible a la carga. Un preamplificador sensible a la carga (figura 8.3) consta básicamente de un amplificador operacional inversor, el cual es conectado en retroalimentación con una capacitancia C_f . Cuando el detector genera una carga Q_i también se da origen a un voltaje $V_i = Q_i/C$. Como la impedancia de entrada del amplificador es muy grande, toda o la mayor parte de la carga se acumula en C_f , por otra parte $V_o = -AV_i$ con $A =$ ganancia del amplificador. La diferencia de voltaje en el capacitor C_f es $V_f = (A + 1)V_i$ y la carga acumulada en C_f debe ser $Q_f = C_f V_f$, pero

¹por ejemplo en una MWPC las variaciones en el diámetro del alambre o en la posición de los mismo en un MWPC ocasiona que para cada alambre presente una capacitancia diferente.

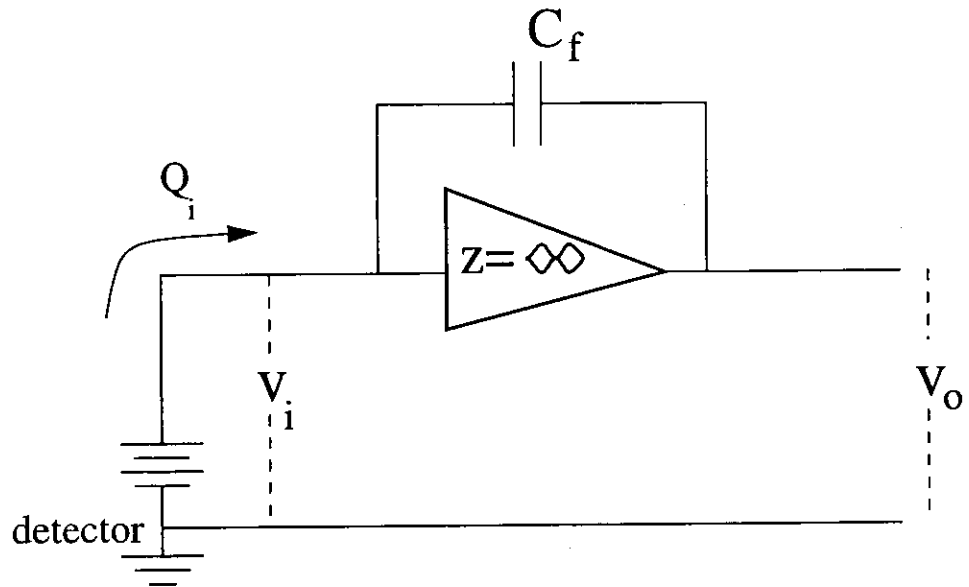


Figura 8.3: Esquema de preamplificador sensible a la carga.

como se dijo $Q_f \approx Q_i$. Por lo tanto

$$C = \frac{Q_i}{V_i} \approx (A+1) \frac{Q_f}{V_f} \approx (A+1) C_f$$

por lo que C está determinado por C_f , siempre y cuando el cociente de Q_f/Q_i sea cercano a la unidad.

Bibliografía

- [AL97] R. Alfaro-Molina, E. Belmont-Moreno, A. Martínez-Davalos, A. Menchaca-Rocha, K. Michaelian, K. Hagel, J.B. Natowitz, Z. Majka, R. Wada, T. Zaho, *Nuc. Inst. Meth.* **A392**(1997)447
- [BA73] W. Bambynek, *Nuc. Inst. Meth.* **112**(1973)103.
- [BI71] F. Binon, V. Bobyr, P. Duteil, M. Gouanare, L. Hugon, M. Spighel y J.P. Stroot *Nuc. Inst. Meth.* **94** (1971)27.
- [BI87] B. Bilwes, R. Bilwes y L. Stuttge, *Nuc. Phys.* **A364** (1987)320.
- [BO70] M. Born y E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press., Oxford (1970).
- [BO82] H.G. Bohlen, M.R. Clover, G. Ingold, H. Letan, W. von Oertzen y Zeit, *Phys.* **A308**(1982)121.
- [BR75] A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli, M. Atkinson y R. Schultz, *Nuc. Inst. Meth.* **124** (1975)189.
- [BR77] A. Breskin y N.Swang, *Nuc. Inst. Meth.* **144** (1977)115.
- [BR80] A. Breskin, R. Chelchik y N. Zwang, *IEEE Tran. Nuc. Sc.* **27** (1980)133.
- [BR81] M.E. Brandan and A. Menchaca-Rocha, *Phys. Rev.* **C23** (1981)1272.
- [BR82] M.E. Brandan, *Phys. Rev. Lett.* **49**(1982)1132.

- [BR85] D. M. Brink, *Semi-Classical Methods for Nucleus-Nucleus Scattering*, Cambridge University Press., Nueva York, 1985.
- [BR86] M.E. Brandan and A. Menchaca-Rocha, M. Buenerd, J. Chauvin, P. De Saintignon, G. Duhamel, P. Lebrun, P. Martin, G. Perrin y J. Y. Hostachy, *Phys. Rev.* **C34** (1986)1484.
- [BR90] M.E. Brandan, M. Rodríguez-Villafuerte, y A. Ayala, *Phys. Rev.* **C41**(1990)1520.
- [BR91] M.E. Brandan y K.W. McVoy, *Phys. Rev.* **C43**(1991)1140
- [BR93] M.E. Brandan J.R. Alfaro, A. Menchaca-Rocha, J. Gómez del Campo, D. Shapira, G.R. Satchler, P. Stelson, T. Kim, *Phys. Rev.* **C43** (1993)1493.
- [BR97] M.E. Brandan y G.R. Satchler, *Phys. Rep.* **285**(1997)143.
- [BR98] M.E. Brandan, comunicacion personal
- [BU82] M. Buenerd et al., *Phys. Rev.* **C26**(1982)1299.
- [CR71] L.G. Cristophorou *Atomic and Molecular Radiation Physics*, Wiley, Nueva York. (1971).
- [CH68] G. Chapark, R. Boclier, T. Bressani y J. Favier, *Nuc. Inst. Meth.* **62** (1968)235.
- [CH68] G. Chapark, R. Boclier, T. Bressani, J. Favier y Z. Zupancic, *Nuc. Inst. Meth.* **65** (1968)217.
- [DI89] J. Diaz, J. L. Ferrero, J. C. Pacheco, A. Baeza, B. Bilwes y R. Bilwes *Nuc. Phys.* **A494** (1985)3111.
- [DR63] R.M. Drisko, G.R. Satchler y R.H. Bassel, *Phys. Lett.* **5**(1963)347.
- [EM73] H. Emiling, R. Nowothy y D. Pelte, *Nuc. Phys.* **A211** (1973)600.
- [FE49] S. Fernbach, R. Serber y T.B. Taylor, *Phys. Rev.* **75**(1949)1352.

- [FE54] H. Feshbach, C.E. Porter y V.F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **96**(1954)448.
- [FE87] T. Ferbel, *Experimental Techniques in high energy nuclear and particle physics*, World Scientific, Nueva York (1985).
- [FE66] H. Fether, *Electron avalanches and breakdown in gases*, Butterworth, Londres (1964)
- [FE90] J.L. Ferrero, J. C. Pacheco, A. Baeza, J. M. Barrigon, B. Bilwes, R. Bilwes y N. Vinh, *Nuc. Inst. Meth.* **A514** 1990.
- [FR72] W. E. Frahn, *Ann. Phys.* **72** (1972)524.
- [FR85] W. E. Frahn, *Diffraction Processes in Nuclear Physics.*, Oxford University Press., Oxford (1985) capitulo 3.
- [FR96] P. Fröbrich y R. Lipperheide, *Theory of Nuclear Reactions*, Oxford Science Publications, Oxford (1996).
- [FU58] H. W. Fulbright *Ionization Chambers in Nuclear Physics.*, Springer-Verlag, Berlín(1958).
- [GA77] G. Gaukler, H. Schmidt-Böcking, J. Favier y C. Zupanic, *Nuc. Inst. Meth.* **141** (1977)115.
- [GO74] D.A. Goldberg, S.M. Smith, G.F. Burdsick, *Phys. Rev.* **C10**(1974)1362.
- [HE75] G. Hempel, F. Hopkins y G. Schatz, *Nuc. Inst. Meth.* **131** (1975)445.
- [HE86] E. Hecht y Alfred Zajac, Fondo Educativo Interamericano, Mexico (1986)
- [IG59] G. Igo, *Phys. Rev.* **115** (1959)1665.
- [KA75] D. Kalinsky, D. Melnik, U. Smilansky, N. Trauter y B. A. Watson *Nuc. Phys.* **A250**(1975)364.
- [KN76] J. Knoll y R. Schaeffer, *Ann. Phys. (NY)* **97**(1976)307.

- [MA78] M.M. MacFarlane y S.C. Pieper, *Ptolemy*, Argonne National Laboratory Report No. ANL-76-11 (1978) (no publicado).
- [MA83] C. Mazur y M. Ribrag, *Nuc. Inst. Meth.* **212** (1983)203.
- [MI85] S. Micek, Z. Majka, H. Rebel, H. J. Gils y Klewe-Nebenius, *Nuc. Phy.* **A435** (1985)621.
- [MA97] A. Martínez-Davalos y R. Alfaro-Molina, *Parallel Plate Avalanche Counters. AIP Conference Proceedings* **324** (1997)324.
- [ME61] A. Messiah, *Quantum Mechanics* John Wiley and Sons (1961).
- [MO54] P. Morse y H. Feshbach, *Methods of theoretical Physics*, McGraHill.
- [NA88] A. Nadasen, M. McMaster, G. Gunderson, A. Judd, S. Villanueva, P. Schwandt, J. S. Winfield, J. van der Plicht, R. E. Warner, F. D. Bechetti y J. W. Jänecke, *Phys. Rev.* **C37** (1988)132.
- [NA89] A. Nadasen, M. McMaster, M. Fingal, J. Tarormina, J. S. Winfield, R. M. Ronnigen, P. Scwandt, F. D. Bechetti, J. W. Jänecke y R. E. Warner, *Phys. Rev.* **C40** (1989)1237.
- [NA93] A. Nadasen, J. Brusoe, J. Farbat, T. Stevens, P. Schwandt, J.S. Winfield, G. Yoo, N. Anantamaran, F. D. Bechetti, J. Brown B. Hotz, J. W. Jänecke, D. Roberts y R. E. Warner, *Phys. Rev.* **C47** (1993)647.
- [NE66] R. Newton, *Scattering Theory of waves and Particles*, McGraw-hill (1966).
- [SA77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire chambers CERN, Yellow report 77-09* (1977).
- [SA79] G.R. Satchler y W.G. Love, *Phys. Rep.* **55**(1979)183.
- [SA80a] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, McMillan Education Ltd. (1980).

- [SA83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, International Series of Monographs on Physics 68. (1983).
- [SA95] J.J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison Wesley, Nueva York (1995).
- [ST76] H. Stelzer *Nuc. Inst. Meth.* **133** (1976)409.
- [ST89] E. Stiliaris, H. G. Bohlen, P. Fröbrich, B. Gebauer, D. Kolbert, W. van Oertzen, M. Wilpert y Th. Wilpert *Phy. Lett.* **B223** (1989)91.
- [TO47] E. Towsend, *Electrons in gases*. Hutchinson Londres(1947).
- [UG96] C. Ugalde, *Tesis de Licenciatura*, Facultad de Ciencias UNAM 1996.
- [VA97] J. Va'vra, *Gaseous wire detectors*. **AIP Conference Proceedings** **422** (1997)117.
- [YE78] Y. Eyal and H. Stelzer *Nuc. Inst. Meth.* **155** (1978)157