

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



DISTRIBUCIONES ANGULARES DE IONES NEGATIVOS PRODUCIDOS EN LA REACCION $H^0 + M_0 \rightarrow H^-$ A ENERGIAS DE KeV.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A:

JUAN HORACIO PACHECO SANCHEZ

MEXICO, D. F.

FEBRERO 1982



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

	Págs.
Introducción.	
I. DISPERSION.	1
A. TEORIA CLASICA DE LA DISPERSION.	
1. Relación entre los sistemas del CM y del laboratorio.	3
2. Campo de Fuerzas Centrales.	4
3. Escalamiento de las secciones transversales diferenciales.	14
II. EXPERIMENTO.	
A. DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO.	15
1. Definición de las cantidades a medir y medida.	
B. APARATO.	18
1. Acelerador.	
a) Fuente de Iones.	
b) Lentes.	20
c) Filtro de velocidades.	21
2. Cámara de Neutralización.	24
3. Cámara de Dispersión.	25
4. Sistema de Detección.	26
a) Caja de Faraday.	
b) Cámara de Detección.	28
III. RESULTADOS.	33
Conclusiones.	36
Referencias.	38

INTRODUCCION.

El objeto fundamental de esta tesis es la medida de las distribuciones angulares de los iones negativos producidos al hacer incidir haces de hidrógeno atómico con energías en el intervalo de 1 a 5 keV en átomos de magnesio, es decir, el proceso de captura electrónica simple:



En la actualidad la formación de haces de iones negativos es de gran interés en el calentamiento de plasmas en reactores de fusión¹⁴.

Desde un punto de vista experimental, el estudio de colisiones usando blancos de vapor, de metales alcalinotérreos, ha estado muy restringido, puesto que su actividad química y sus propiedades físicas introducen dificultades experimentales asociadas con la producción y uso de sus vapores. Los átomos alcalinotérreos poseen dos electrones en la última capa (ns^2). En particular lo pequeño de los dos primeros potenciales de ionización del Mg lo hacen atractivo para la obtención de iones negativos, por lo que se eligió como blanco para este estudio. Sin embargo, presenta grandes dificultades al tratar de hacer un modelo de colisión, ya que el problema de dos electrones activos es particularmente complicado y computacionalmente difícil.

En el capítulo I se hace un breve resumen de la teoría clásica de la dispersión, ya que considero importante mencionarla al describir un experimento de dispersión.

En el capítulo II se hace una descripción del dispositivo experimental, cuyas partes fundamentales son: fuente de iones, sistema de aceleración, cámara de neutralización, cámara-

de reacción, sistema de detección y electrónica asociada.

Finalmente, en el capítulo III se muestran las distribuciones angulares obtenidas, la sección total, los datos en términos de las variables reducidas propuestas por Smith et al^{21,22} y las conclusiones.

CAPITULO I.

DISPERSION.

A. TEORIA CLASICA DE LA DISPERSION.

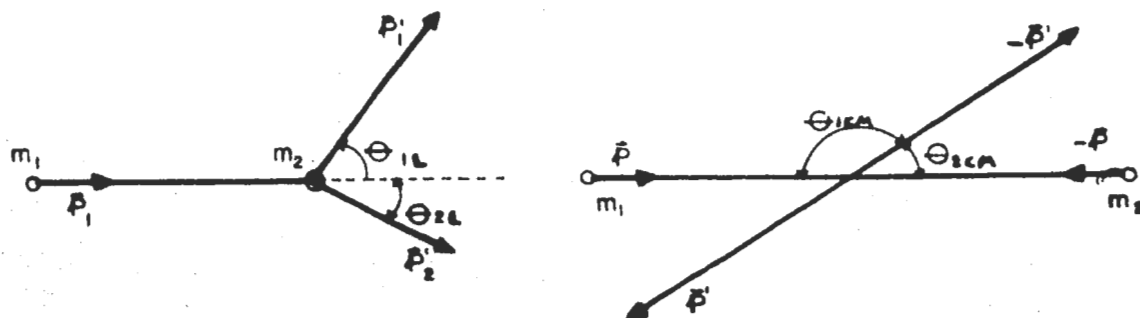
A.1. Relación entre los sistemas del centro de masa y del laboratorio.

Lo primero que conviene observar, es que la descripción del experimento se realiza naturalmente en un sistema de coordenadas ligado al laboratorio, en el cual el blanco se encuentra en reposo (este es el sistema L o de laboratorio), mientras que la descripción teórica se realiza más simplemente en el sistema de referencia en que el centro de masa del sistema físico completo se encuentra en reposo (sistema CM o de centro de masa), ya que el movimiento uniforme del CM es irrelevante a la descripción¹¹. Cuando la partícula bombardeada es muy masiva respecto del proyectil (por ejemplo núcleos atómicos bombardeados por electrones), ambos sistemas de referencia son casi coincidentes, pues el CM permanece en todo momento muy cerca del blanco confundándose prácticamente con él. Sin embargo, y como sucede a menudo, cuando las masas del blanco y el proyectil son comparables, las dos descripciones difieren esencialmente. Por ejemplo, de la cinemática de la colisión entre dos partículas se sigue que, si definimos los ángulos de dispersión como θ_L en el sistema L y como θ_{CM} en el sistema CM (figura 1.1) entre ellos existe la siguiente relación

$$\operatorname{tg} \theta_L = \frac{\operatorname{sen} \theta_{CM}}{\cos \theta_{CM} + m_1/m_2}$$

cuya deducción se puede consultar en la referencia (5). Si $m_1/m_2 \ll 1$ ambos sistemas son prácticamente iguales, pero si ésta condición no se cumple, ellos pueden ser muy diferentes. Por ejemplo en el sistema centro de masa, $\theta_{CM} = 180^\circ$, es equivalente a una desviación igual a un ángulo de 90° de la partícula in-

cidente en el sistema de laboratorio para el caso en que $m_1 = m_2$



SISTEMAS CENTRO DE MASA Y DE LABORATORIO

Figura 1.1

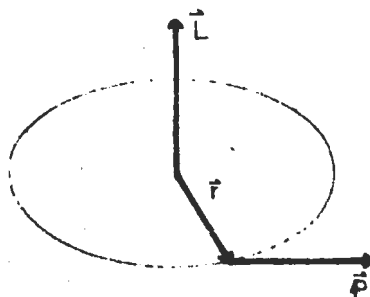
A.2. Campo de Fuerzas.

Consideremos el sistema formado por una partícula de masa μ , que se mueve en un campo de fuerzas centrales definido por la función potencial $U(r)$ ¹². Como la energía potencial sólo depende de la distancia de la partícula al centro de fuerzas, y no de la orientación, dicho sistema posee simetría esférica; es decir, el giro del mismo en torno de un eje que pasa por el centro de fuerzas no puede afectar a las ecuaciones de movimiento. En estas condiciones el momento angular del sistema se conserva (referencia 12, secciones 8.3 y 7.11):

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = \text{constante} \quad (1)$$

De esta relación es evidente que tanto el vector de posición

como el ímpetu de la partícula permanecen siempre en un plano normal al momento angular \vec{L} que permanece fijo en el espacio (ver figura 1.2).



MOMENTO ANGULAR

Figura 1.2

En consecuencia resulta un problema en sólo dos dimensiones, pudiendo expresarse entonces la lagrangiana en coordenadas polares:

$$L = \frac{1}{2} \mu (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) - U(r) \quad (2)$$

Como la lagrangiana es cíclica en θ , el momento angular conjugado correspondiente θ se conserva⁶:

$$\dot{p}_\theta = \frac{\partial L}{\partial \theta} = 0 = \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}}$$

o sea

$$p_\theta = \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = \mu r^2 \dot{\theta} = \text{constante}$$

Por lo tanto, la simetría del sistema nos ha permitido integrar de forma inmediata una de las ecuaciones de movimiento. La cantidad p_θ constituye una integral primera del movimiento

que posee un valor constante que representaremos por la letra l :

$$l = \mu r^2 \dot{\theta} = \text{constante} \quad (3)$$

entonces podemos expresar la Ec. (2) de la siguiente manera:

$$E = \frac{1}{2} \mu \dot{r}^2 + \frac{1}{2} \frac{l^2}{\mu r^2} + U(r) \quad (4)$$

y puesto que $d\theta$ se puede expresar como

$$d\theta = \frac{d\theta}{dt} \frac{dt}{dr} dr = \frac{\dot{\theta}}{\dot{r}} dr \quad (5)$$

de las Ecs. (3),(4),(5) tenemos que

$$\theta(r) = \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{(l / r^2) dr}{\sqrt{2\mu(E - U - \frac{l^2}{2\mu r^2})}} \quad (6)$$

que es la ecuación de la trayectoria de la partícula, mejor conocida como ecuación de la órbita. Para obtener información sobre el comportamiento de la curva de potencial, sabemos que \dot{r} se anula para aquellos valores de r que sean raíces del radicando; o sea, en aquellos puntos para los que

$$E - U(r) - \frac{l^2}{2\mu r^2} = 0 \quad (7)$$

La anulación de \dot{r} implica que se ha alcanzado un punto de inversión (o de retorno) del movimiento. En general la Ec.(7) posee dos raíces r_{\max} y r_{\min} y por lo tanto, el movimiento de la partícula queda confinado a la región anular definida por

$$r_{\max} \geq r \geq r_{\min}$$

Si interpretamos la magnitud $l^2 / 2\mu r^2$ en el sentido de una energía potencial, es decir

$$U_c = \ell^2 / 2\mu r^2 \quad (8)$$

entonces la fuerza centrífuga que le asociamos es

$$F_c = \frac{\partial U_c}{\partial r} = \frac{\ell^2}{\mu r^3} = \mu r \dot{\theta}^2 \quad (9)$$

Es decir, U_c puede interpretarse como si fuera una energía potencial centrífuga, que, como tal, puede añadirse a $U(r)$ para obtener un potencial efectivo, definido por

$$V(r) = U(r) + \frac{\ell^2}{2\mu r^2} \quad (10)$$

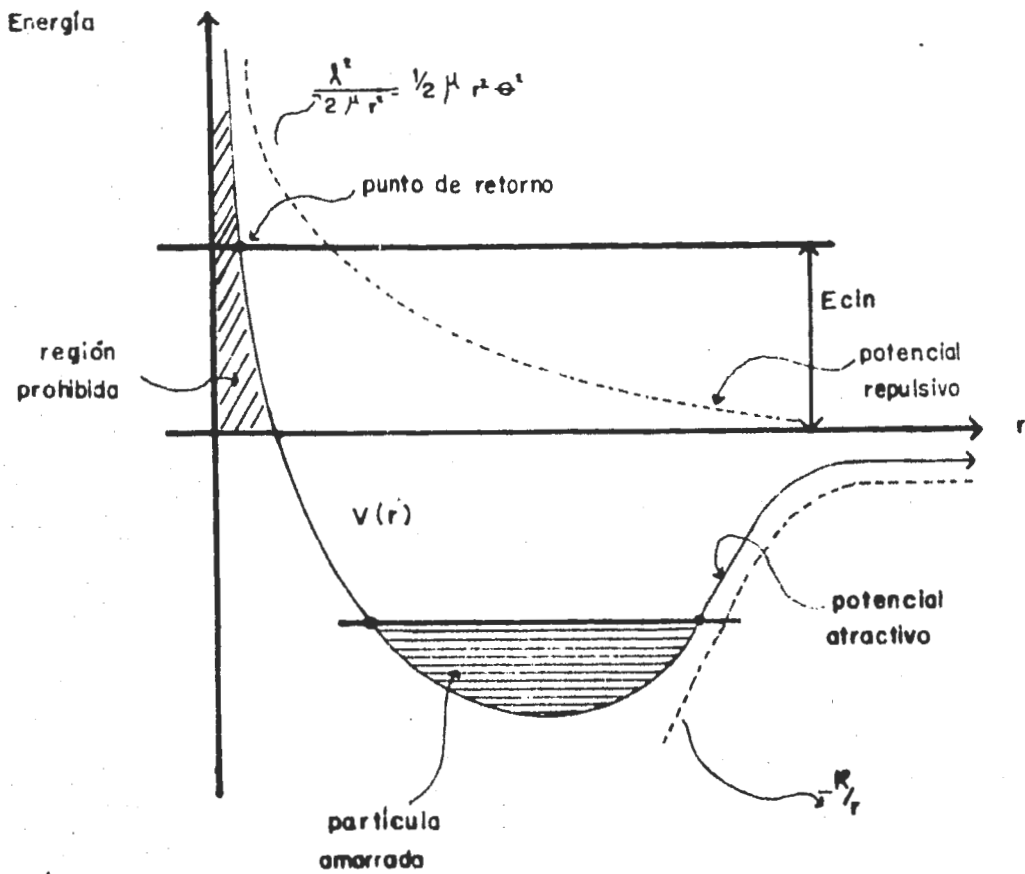
Por lo tanto $V(r)$ es un potencial ficticio, en el que se combinan la función potencial real y el término energético asociado al movimiento de rotación en torno al centro de fuerzas.

Cuando $F(r) = -\frac{k}{r^2}$ tenemos la curva mostrada en la figura 1.3.

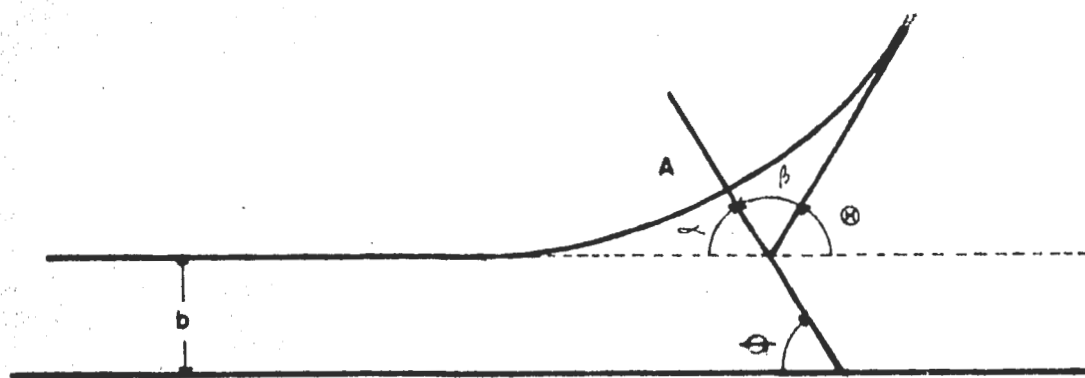
Ahora bien, si una partícula se mueve bajo la acción de una fuerza central repulsiva $f(r) = k/r^2$ con $k = -ZZ'e^2$; inicialmente la partícula está muy alejada del centro de fuerza y se acerca con velocidad v_0 y parámetro de impacto b (definido como la distancia perpendicular existente entre el centro de fuerzas y la velocidad incidente v_0), entonces de la Ec.(3)

$$\ell = \mu v_0 b = b \sqrt{2\mu E} \quad (11)$$

y después de pasar cerca del centro se aleja en una dirección que forma un ángulo θ con la dirección inicial. Entonces podemos encontrar una relación entre el parámetro de impacto b y el ángulo de deflexión θ .



POZO DE POTENCIAL
 Figura 1.3



DISPERSION DE PARTICULAS
 Figura 1.4

En la figura 1.4 θ está dado por la Ec.(6) de la órbita, y puesto que $f(r) = k/r^2$ tenemos que $U(r) = -k/r$. Como la trayectoria de una partícula en un campo de fuerzas centrales es simétrica respecto del punto de ésta más próximo al centro de fuerzas (punto A de la figura 1.4) los ángulos α y β serán iguales e iguales a θ , es decir $\alpha = \beta = \theta$. Entonces

$$\theta = \pi - 2\theta \quad (12)$$

donde

$$\theta = \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{(l/r^2)dr}{\sqrt{2\mu(E_{\text{cin}} - k/r - l^2/2\mu r^2)}} \quad (13)$$

$$= \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{(b/r)dr}{\sqrt{r^2 - kr/E_{\text{cin}} - b^2}}$$

en donde usamos el hecho de que $l = b \sqrt{2\mu E_{\text{cin}}}$. Definimos el origen de θ de forma que la constante de integración sea cero, entonces usando tablas de integrales obtenemos:

$$\cos\theta = \frac{(q/b)}{\sqrt{1 + (q/b)^2}} \quad (14)$$

donde $q = k/2E$. La Ec. (14) la podemos expresar como:

$$\frac{1}{q^2/b^2} = \frac{1}{\cos^2\theta} - 1$$

de donde

$$b^2 = q^2 \tan^2 \theta \quad \text{o bien} \quad b = q \tan \theta \quad (15)$$

Pero de la Ec.(12) $\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2}$, por lo cual

$$b = q \operatorname{ctg}(\theta/2) \quad (16)$$

k puede ser positivo o negativo, según que las cargas sean del mismo signo o no.

La ec. (13) en general se puede expresar como

$$\theta = \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{(b/r^2) dr}{\sqrt{1 - (b^2/r^2) - (U/E_{\text{cin}})}}$$

y la función de deflexión como:

$$\theta(E, b) = \pi - 2b \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{dr}{r^2 (1 - b^2/r^2 - U(r)/E_{\text{cin}})^{1/2}} \quad (17)$$

Si $U(r) \rightarrow 0 \rightarrow \theta = \theta(b)$ es decir,

$$\theta = \pi - 2b \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{dr}{(r^2 - b^2)^{1/2}}$$

Si $U(r) \rightarrow \infty \rightarrow \theta = \pi$, es decir la partícula rebota y regresa por la misma trayectoria de incidencia. Esto también sucede si hacemos tender b a cero en la Ec.(17)

Si $b \rightarrow \infty$ no hay deflexión

La figura 1.4a muestra las trayectorias como función del parámetro de impacto; la parte inferior muestra la correspondiente función de deflexión θ . Sus principales características son las siguientes:

- a) Una rama positiva y una negativa conforme varía el parámetro de impacto, debido a la repulsión y atracción netas, respectivamente en la colisión. (En la dirección de θ y tomando como origen el centro dispersor).
- b) Un mínimo en $b = b_r$ debido a que comienza la influencia del potencial repulsivo del centro dispersor sobre la trayectoria del ión (llamado ángulo de arcoiris en analogía a óptica).

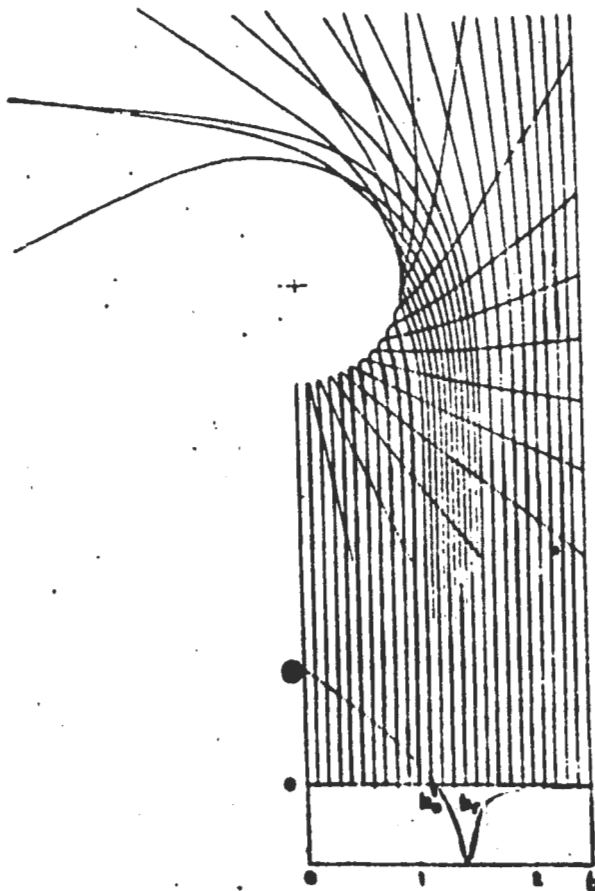


figura 1.4a

- c) Un cero en $b = b_0$ correspondiente a una cancelación de las fuerzas atractiva y repulsiva en la colisión. Este es el llamado ángulo de gloria.

Examinemos ahora la distribución de los ángulos de dispersión que resultaría en choques a distintos parámetros de impacto. Para ello, supongamos un haz uniforme de partículas, cada una de las cuales tenga una masa m_1 y una energía E_{ocin} y que dirigimos hacia una pequeña región del espacio que contenga

un grupo de partículas, de masa m_2 cada una, en reposo (respecto del sistema del laboratorio). La densidad de flujo del haz incidente J_{inc} se define como el número de partículas que atraviesan por unidad de tiempo una superficie unitaria normal a la dirección del haz¹². Si suponemos que la fuerza que se ejerce entre m_1 y m_2 disminuye con la distancia con suficiente rapidez, ocurrirá que, después de un contacto, la trayectoria de una partícula dispersada tenderá asintóticamente hacia una recta que representa la dirección final del movimiento y que forma un ángulo con la dirección inicial del mismo. Mediante contadores apropiados se mide el número N_d de partículas dispersadas por unidad de tiempo en un elemento de ángulo sólido $d\Omega$ situado en la dirección (θ, ϕ) ; el cual no es otra cosa que el número de partículas por unidad de volumen del haz dispersado ρ_{dis} por la velocidad v' de las partículas dispersadas relativas al blanco por unidad de área por el número de partículas del blanco N_b , ó, el flujo de partículas dispersadas, J_{dis} , a través de un casquete esférico de radio R , visto desde $(\Omega, \Omega+d\Omega)$, por el número de partículas del blanco N_b (centros de dispersión)^{9,31}:

$$N_d = N_b \rho_{dis} v' dA = N_b J_{dis} R^2 d\Omega \quad (18.a)$$

En la mayoría de los casos prácticos, el blanco está constituido por un gran número de partículas, además suponiendo que este tenga una densidad y un espesor tales que, cada centro de dispersión atómico actúa como si fuera único; en tal condición, cada partícula incidente es dispersada solo una vez, y N_d es proporcional a J_{inc} y a N_b

$$N_d = \sigma(\Omega) N_b J_{inc} d\Omega \quad (18.b)$$

Donde $\sigma(\Omega)$ es el factor de proporcionalidad y tiene dimensiones de superficie. Este es el parámetro característico de la

colisión entre las partículas en consideración. Tal parámetro es medible en el laboratorio y recibe el nombre de sección transversal diferencial de dispersión. Operacionalmente se define como

$$\sigma(\Omega)d\Omega = \frac{\text{densidad e flujo de las partículas dispersadas por unidad de \u00e1rea.}}{\text{densidad de flujo del haz incidente}}$$

o bien de la Ec.(18.b)

$$\sigma(\Omega)d\Omega = \frac{N_d}{J_{inc} N_b} \quad (19)$$

y sustituyendo (18.a) en (19) tenemos que

$$\sigma(\Omega)d\Omega = \frac{J_{dis} R^2 d\Omega}{J_{inc}} \quad (20)$$

Otro par\u00e1metro medible es la secci\u00f3n transversal diferencial integrada sobre todos los elementos de \u00e1ngulo s\u00f3lido, secci\u00f3n total:

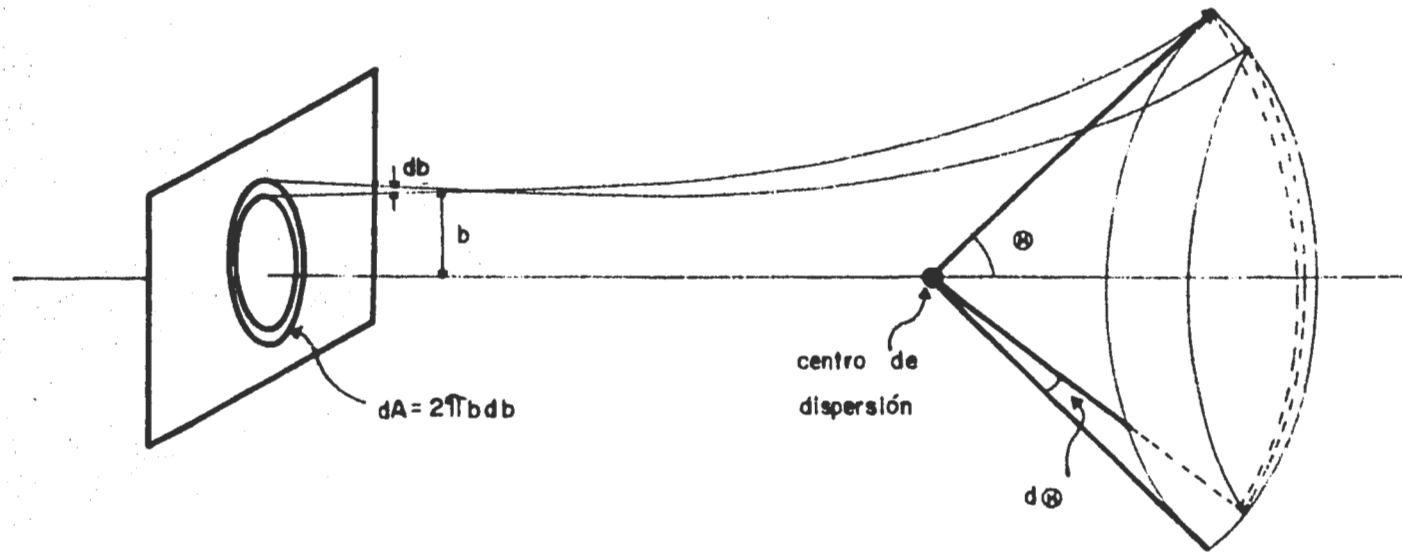
$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} d\Omega \quad (21)$$

donde $\sigma(\Omega) \equiv d\sigma(\theta, E)/d\Omega$.

En el caso de fuerzas centrales existir\u00e1 simetr\u00eda completa alrededor del eje del haz incidente, por lo que el elemento de \u00e1ngulo s\u00f3lido puede escribirse:

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \quad (22)$$

donde θ es el \u00e1ngulo formado por las direcciones de incidencia y dispersi\u00f3n, conocido por \u00e1ngulo de dispersi\u00f3n.



SECCION DIFERENCIAL DE DISPERSION

Figura 1-5

Si por el momento volvemos al problema equivalente de un sólo cuerpo, podremos suponer que tiene lugar la dispersión de una partícula de masa μ por un centro de fuerzas. Entonces la figura 1.5 muestra que el número de partículas incidentes, cuyos parámetros de impacto caen dentro de db para una distancia b debe corresponder al número de partículas dispersadas dentro de $d\theta$ para un ángulo θ . Es decir, $J_{inc} = I = J_{dis}$, en el caso de una colisión elástica, por lo tanto

$$I 2\pi b(\theta) db(\theta) = -I \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} 2\pi \sin\theta d\theta$$

donde $db(\theta)/d\theta$ es negativo, ya que suponemos que la fuerza varía de tal forma que el valor de la desviación angular disminuye (monótonamente) al aumentar el parámetro de impacto. De aquí

$$\frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} = \frac{b(\theta)}{\sin\theta} \left| \frac{db(\theta)}{d\theta} \right| \quad (23)$$

Landau⁹ (sección 20) encuentra para el ángulo de deflexión la siguiente expresión

$$\theta = -\frac{2b}{mv_{\infty}^2} \int_b^{\infty} \frac{dU(r)}{dr} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - b^2}} \quad (24)$$

que determina la relación buscada entre θ y b para pequeñas desviaciones. Y además la podemos expresar como

$$E\theta = -b \int_b^{\infty} \frac{dU}{dr} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - b^2}} \quad (25)$$

donde definimos $\tau = E\theta$ como una variable reducida.

Es importante hacer notar que el potencial de la Ec.(10) corresponde al potencial cuántico para la aplicación del resultado clásico al problema de colisiones de baja energía. Esto es lo que se llama la aproximación semiclásica, en donde el

principio de incertidumbre nos permite la consideración de trayectorias.

A.3. Escalamiento de las Secciones Transversales Diferenciales^{21,22}.

Los datos experimentales de las secciones transversales diferenciales $d\sigma(\theta, E)/d\Omega$ son convenientemente analizados

$$\rho \equiv \theta \operatorname{sen} \theta \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} \quad \text{y} \quad \tau \equiv E\theta$$

que Smith et al²¹ proponen. Básicamente las encontraron utilizando la Ec.(23) y expresando $\theta = \tau/E$, se tiene:

$$d\theta = d\tau/E$$

$$\rho \equiv \theta \operatorname{sen} \theta \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} = \frac{1}{2} \tau \frac{db^2(\tau)}{d\tau} \quad (26)$$

es decir, $\rho = f(\tau)$

y se puede graficar ρ vs τ para todas las energías.

El escalamiento usado en este caso es:

$$\theta^2 \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} \quad \text{vs} \quad E\theta \quad (27)$$

ya que se trata de ángulos pequeños.

Si este escalamiento nos ajusta todas las curvas de las secciones transversales diferenciales obtenidas experimentalmente, en una sola curva, que además esté bien denificada en forma y en magnitud, decimos que el escalamiento es aplicable a nuestro caso particular. Esto nos da información sobre los parámetros importantes en la dispersión, tales como parámetro de impacto, potencial de interacción, etc.

CAPITULO I.

EXPERIMENTO.

A. DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO.

A.1. Definición de las cantidades a medir y medidas.

Deseamos medir la probabilidad de captura electrónica simple, en función de la energía del haz incidente y el ángulo de deflexión. Es decir, encontrar la sección transversal diferencial de dispersión: $d\sigma/d\Omega$; y a partir de aquí, integrando numéricamente las distribuciones angulares obtenidas, encontrar la sección total $\sigma(E)$; o sea

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Denotaremos σ por σ_0 ya que el haz incidente es neutro y el producto que observamos es negativo. Entonces, por definición de sección transversal diferencial de dispersión, y de acuerdo con la Ec.(19) del capítulo I sección A, tenemos que:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{N_-(\theta)}{N_i N_t \Delta\Omega} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{str-átomo}} \right)$$

donde $N_-(\theta)$ es el número de iones negativos producidos a un ángulo de dispersión θ , N_i es el número de partículas incidentes, N_t es el número de partículas en el blanco por cm^2 , y $\Delta\Omega$ es el ángulo sólido. Es por tanto necesario medir cada una de estas cantidades.

De la ley de gas ideal $PV = nRT$ con $n = N/N_0$ y como $k = R/N_0$ tenemos que $PV = NkT$ de donde $P = \frac{N}{V} kT$, es decir, $p = \rho kT$. De aquí, podemos conocer la densidad del blanco ρ . De manera que el número de partículas por cm^2 en el blanco, definido como N_t es:

$$N_t = \rho L = \frac{P}{kT} L \quad (1)$$

donde P y T son la presión y temperatura del vapor de magnesio, L es la longitud de la cámara de dispersión donde está confinado el vapor de magnesio, y k es la constante de Boltzmann; conocidas estas cantidades tenemos N_t . Por otra parte N_i es proporcional a I_o , la corriente total incidente

$$N_i = \frac{I_o}{e} = \frac{\text{corriente incidente}}{\text{carga del electrón}} = 6.28 \times 10^{18} I_o;$$

$$\Delta\Omega = \frac{\pi r^2}{D^2} = \frac{3.14159 r^2}{D^2}$$

Como el radio de la abertura de entrada al detector es $r=0.02285$ cm., y $D=52.2$ cm es la longitud de la cámara de dispersión al analizador. Entonces

$$\Delta\Omega = 6.1 \times 10^{-7} \text{ (steradianes)}$$

Por lo tanto, en nuestro experimento

$$\frac{d\sigma_{\text{exp}}}{d\Omega} = 2.61 \times 10^{-13} \frac{N_-(\theta)}{\pi I_o t \text{ eff}} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{str-átomo}} \right) (2)$$

donde t es el tiempo de conteo para cada punto experimental, y eff es la eficiencia del detector, la cual varía para cada energía.

En resumen las cantidades a medir son: $N_-(\theta)$, T, I_o , t y eff, ya definidas anteriormente.

Se pueden variar para cada medida tanto la corriente incidente como la densidad del blanco, esto a su vez hace que el número total de iones negativos varíe proporcionalmente. Las cantidades que mantenemos constantes para la medida de cada distribución angular son: T, I_o , t, eff y E_i . Donde E_i es la ener

gía del haz incidente, elegida entre 1 y 5 keV.

Para medir Π usamos los datos de presión de vapor de magnesio medidos por Hultgreen et al²⁵

P(atm)	T(°k)
10^{-8}	546
10^{-7}	588
1.78×10^{-7}	600
10^{-6}	638

Lo que medimos es la temperatura del vapor de magnesio. Para medirla utilizamos dos termopares Chromel-Alumel, y los electrodos de cada uno de ellos los mantuvimos: uno a la temperatura fija del punto de fusión del agua y el otro a la temperatura del vapor de magnesio. Uno de los termopares mide la temperatura de la celda de magnesio arriba del haz de incidencia, y el otro termopar mide abajo de tal haz. Mediante una tabla de conversión de mV. a °C, convirtiendo °C a °K, usando la Ec.(1) y la tabla anterior, obtenemos la siguiente tabla de Π (cm^{-2}) vs T (mV).

Π (cm^{-2})	T(mV)
3.35×10^{11}	11.09
3.08×10^{12}	12.82
5.40×10^{12}	13.32
2.87×10^{13}	14.92

De la cual obtenemos la útil gráfica de la figura 2.1 que

π (cm²)

π vs T (millivolts)

4530-714

SEMI-LOGARITMICO
1 CICLO X 60 DIVISIONES
MORR Y CHOPEPERNA SUCRS. S.A.

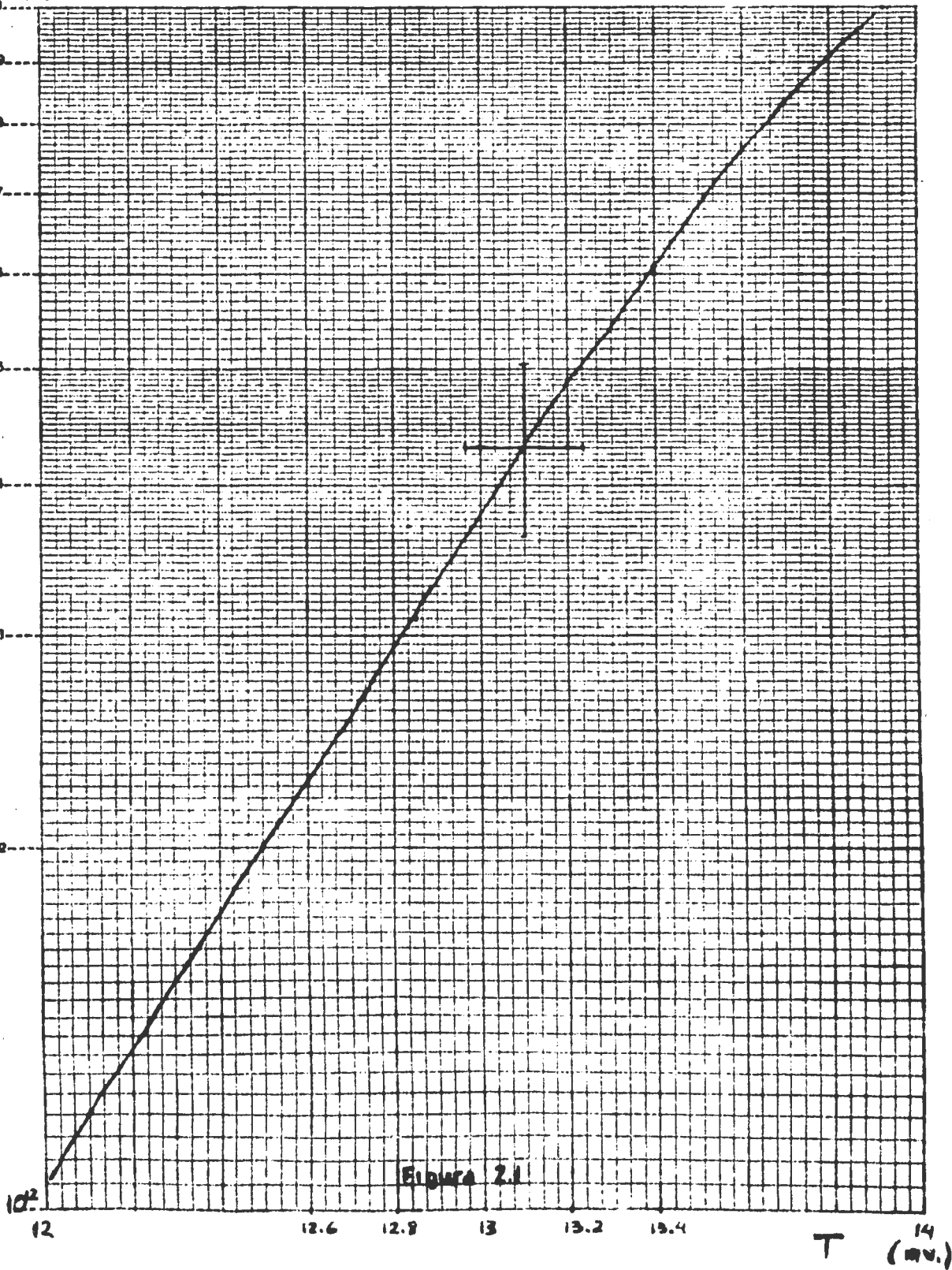
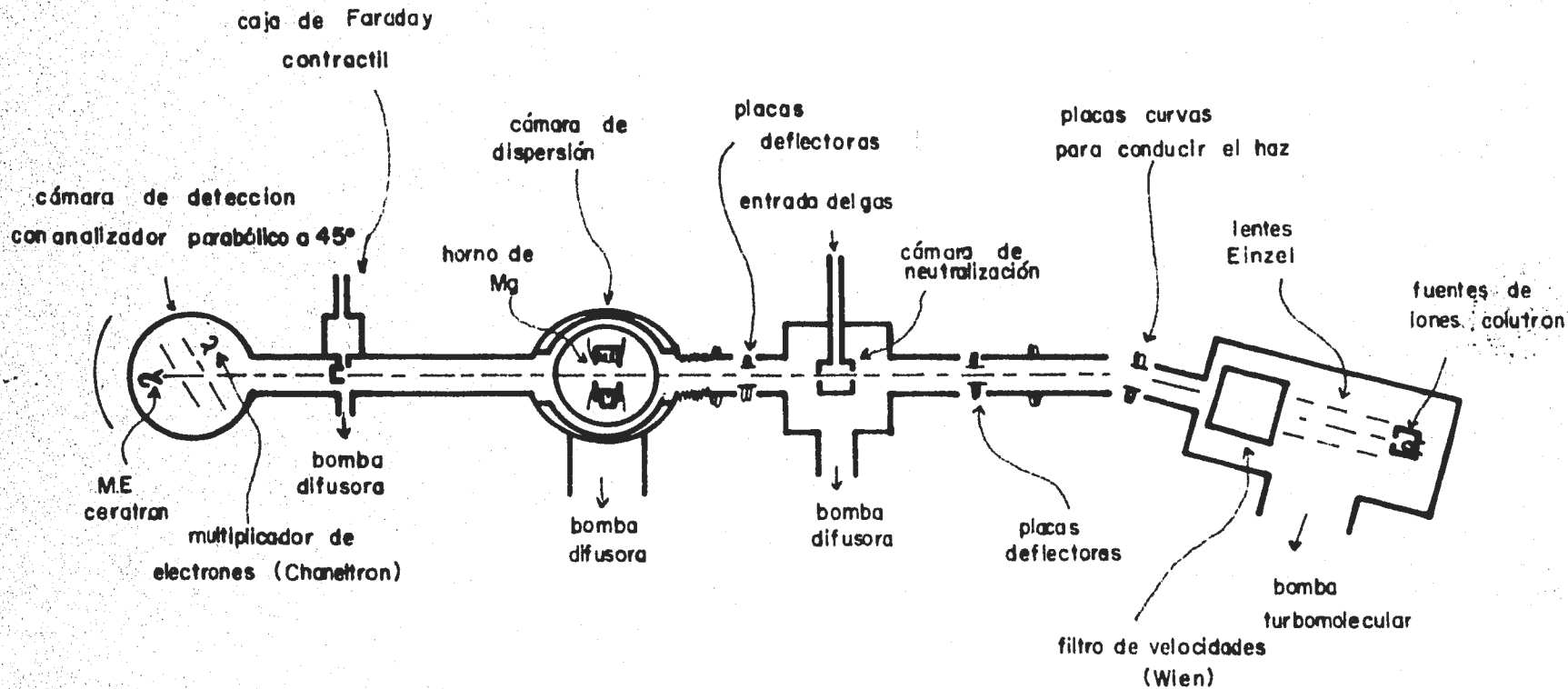


Figura 2.1



ESQUEMA DEL APARATO

Figura 2-2

nos permite, conociendo T en mV, leer el número de partículas en el blanco por cm^2 , comúnmente llamada en nuestro laboratorio 'espesor del blanco o bien la Π del magnesio'.

B. APARATO.

El aparato consta de cuatro partes principales, y son: acelerador, cámara de neutralización, cámara de dispersión y sistema de detección. Un esquema general del mismo se muestra en la figura 2.2.

A continuación se describen cada una de sus componentes.

B.1. Acelerador.

B.1.a. Fuente de Iones.²⁷

Un esquema detallado con cada una de las componentes de la fuente se muestra en la figura 2.3. La cámara es de nitrito de boro, lo que la hace muy versátil en el sentido de poderla operar como fuente universal. Las corrientes y voltajes de operación son los siguientes:

Filamento de tungsteno: 15-18 Amperes.

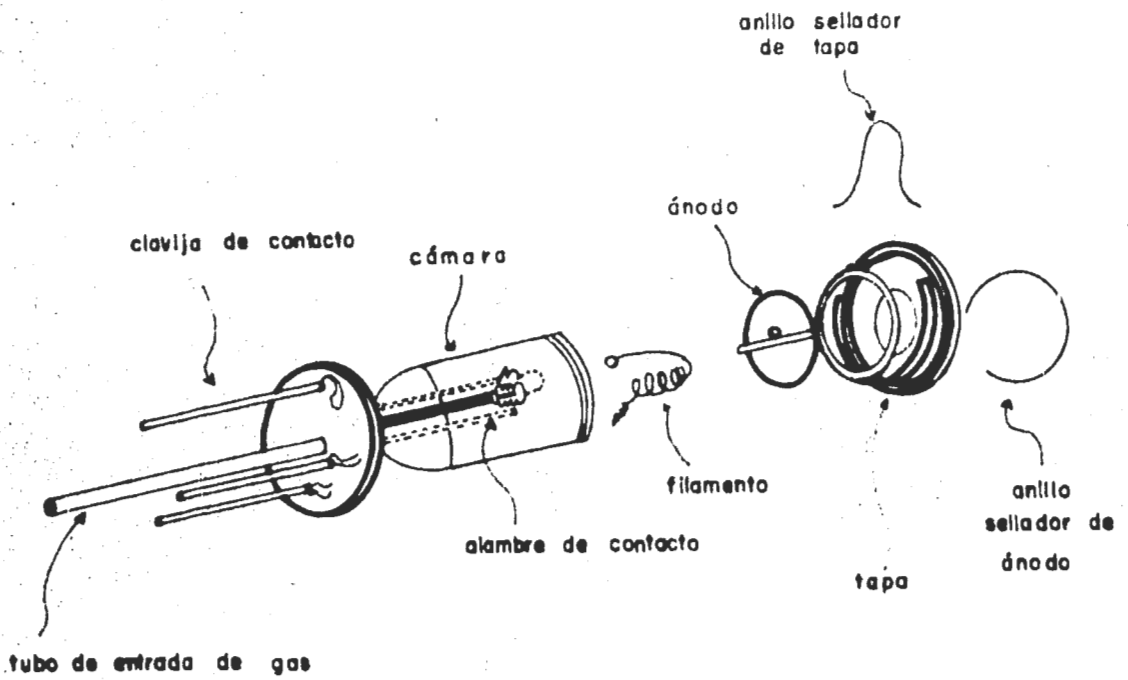
Anodo: la descarga se produce entre 50 y 70 volts.

El esquema eléctrico de la fuente se muestra en la figura 2.4.

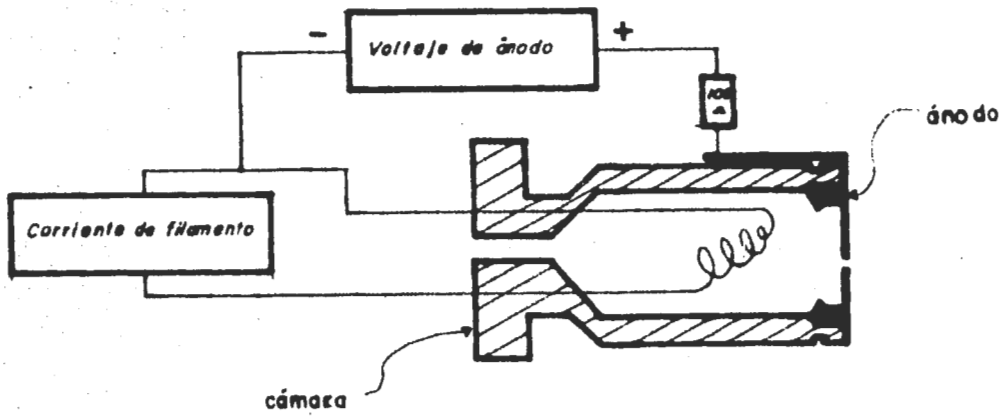
Operación de la fuente:

Una fuente nueva se debe desgasificar de la siguiente manera:

- después de que ha sido evacuada por el sistema de vacío encendemos el filamento a media potencia cerca de 30 minutos, o bien, el tiempo suficiente para que el vacío vuelva a ser el adecuado; entonces incrementamos



FUENTE DE IONES
Figura 2-3

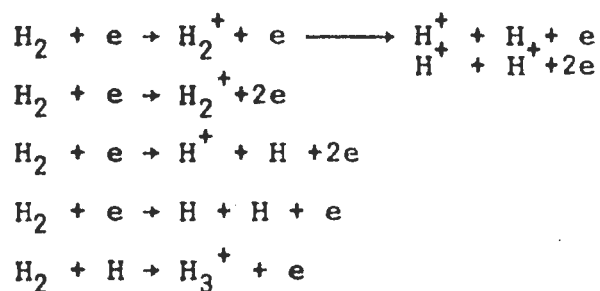


ESQUEMA ELECTRICO DE LA FUENTE DE IONES
Figura 2-4

la corriente de filamento lentamente hasta cerca de 18 Amperes.

- Se sigue el mismo procedimiento después de haber limpiado la fuente.
- En la entrada de gas introducimos una mezcla de hidrógeno (75%) + Argón (25%) sin rebasar 100 micrones en la cámara. Ya que se ha mostrado que con esta mezcla y a esta presión es posible obtener las mayores corrientes de H^+ . En general la forma como opera la fuente ocurre que al calentar el filamento, emite electrones y debido a las colisiones sufridas dentro de la fuente se tendrán procesos de captura simple y doble, ionización, disociación y recombinación, produciéndose los iones H^+ , H_2^+ , H_3^+ y otros productos.

Algunas de las reacciones que ocurren en la fuente y que dan lugar a los iones observados son:



Desde luego que para disociar H_2 se necesitan 15.43 eV que es la energía de amarre de su estado base, y para disociar H_2^+ se necesitan 13.6 eV.

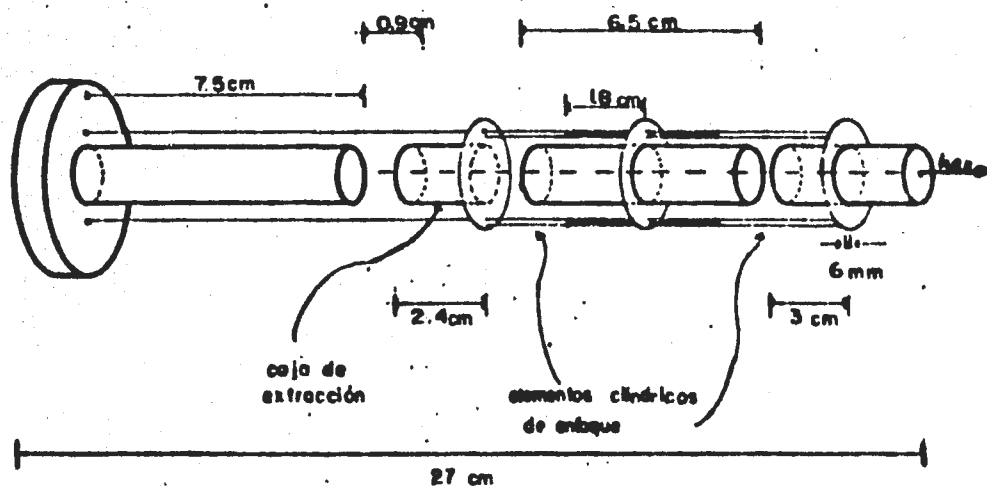
B.1.b. Lentes.

Los iones positivos que salen de la fuente son acelerados y colimados por el sistema de lentes Einzel mostrado en la figura 2.5.

Tal sistema consiste de tres electrodos de igual diámetro, de tal manera que al aplicar el potencial tierra al primer y tercer electrodos, la energía incidente de los iones será igual a la energía saliente. El electrodo intermedio tiene un potencial positivo de alrededor de $5/6$ del voltaje de aceleración, modificando así la trayectoria de los iones pero sin perder la propiedad de enfoque.

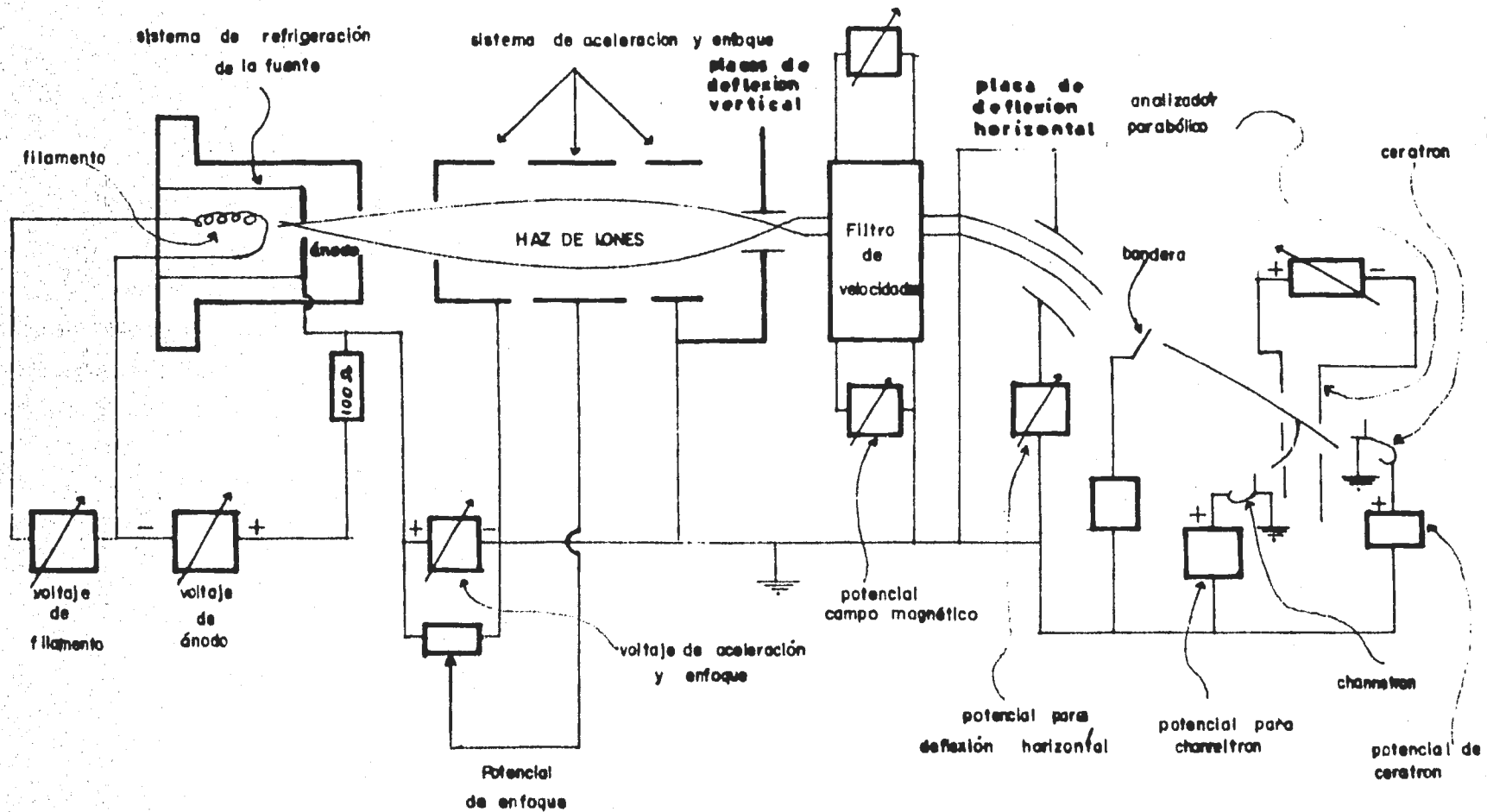
La aceleración de los iones se realiza a través de la diferencia de potencial aplicada entre la fuente de iones y las lentes Einzel.

El esquema eléctrico del sistema de aceleración se muestra en la figura 2.6.



LENTES EINZEL

Figura 2.5



ESQUEMA ELECTRICO DE LOS SISTEMAS DE ACCELERACION Y DETECCION

Figura 2-6

B.1.c. Filtro de Velocidades.¹⁸

De la fuente de iones extraemos H^+ , H_2^+ , H_3^+ y otros productos. Para seleccionar H^+ en este experimento, requerimos de un selector de masas; en particular utilizamos el filtro de velocidades propuesto por Wien.

El filtro de velocidades consiste de un electroimán y un par de placas deflectoras electrostáticas. Las placas son montadas entre los polos del imán para producir un campo eléctrico E perpendicular al campo magnético B . Ver figura 2.7(a) y 2.7(b).

Cuando el haz de partículas cargadas pasa a través del filtro con una velocidad v , es deflectado por el campo electrostático en una dirección y por el campo magnético en la otra. La magnitud de estas fuerzas se calcula de la siguiente manera:

$$\text{Fuerza electrostática } F_e = eE$$

$$\text{Fuerza magnética } F_m = veB$$

donde E es la intensidad del campo eléctrico, B es la intensidad del campo magnético, y e es la carga del electrón.

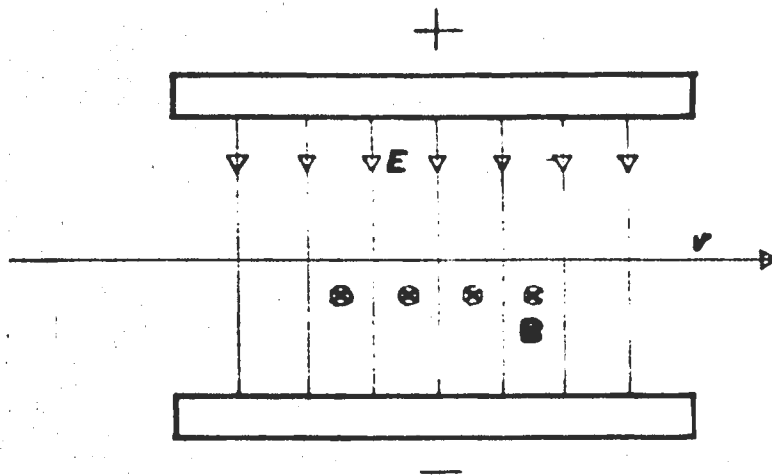
Cuando las dos fuerzas son iguales, las partículas cargadas con velocidad v , pasan sin deflectarse a través del filtro, las partículas con otras velocidades son deflectadas hacia uno u otro lado de la dirección de las partículas con velocidad v .

La velocidad de los iones es

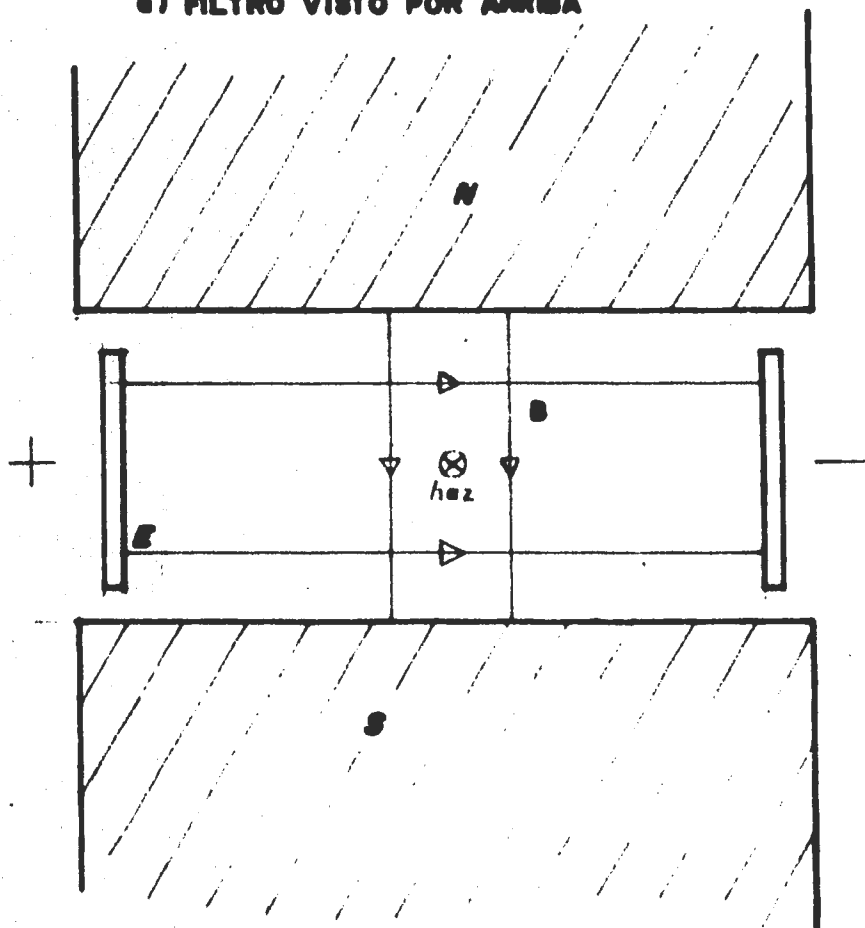
$$v = \sqrt{\frac{2eV}{M_0}} \quad (1)$$

donde e es la carga del electrón, V es el voltaje de aceleración y M_0 su masa.

Un ión con velocidad v y masa M_0 que se mueve a través del



a) FILTRO VISTO POR ARRIBA



b) FILTRO VISTO EN LA DIRECCION DEL HAZ DE ENTRADA

Figura 2.7

filtro como se muestra en la figura 2.7(a) no será deflecionado si $v_e B = eE$, es decir

$$B \sqrt{2eV/M_0} = E \quad (2)$$

i.e. las fuerzas magnéticas y eléctricas de los campos cruzados que actúan en el ión, se balancean una a otra en el filtro de velocidades. Iones de masa diferente M_x experimentan una fuerza centrípeta

$$\frac{M_x v_x^2}{R} = e v_x B - e E \quad (3)$$

$$= eE(\sqrt{M_0/M_x} - 1) \quad (3')$$

De la Ec.(3') se sigue que los iones de masa M_x son deflecionados en una trayectoria circular con radio

$$R = \frac{2V}{E(\sqrt{\frac{M_0}{M_x}} - 1)}$$

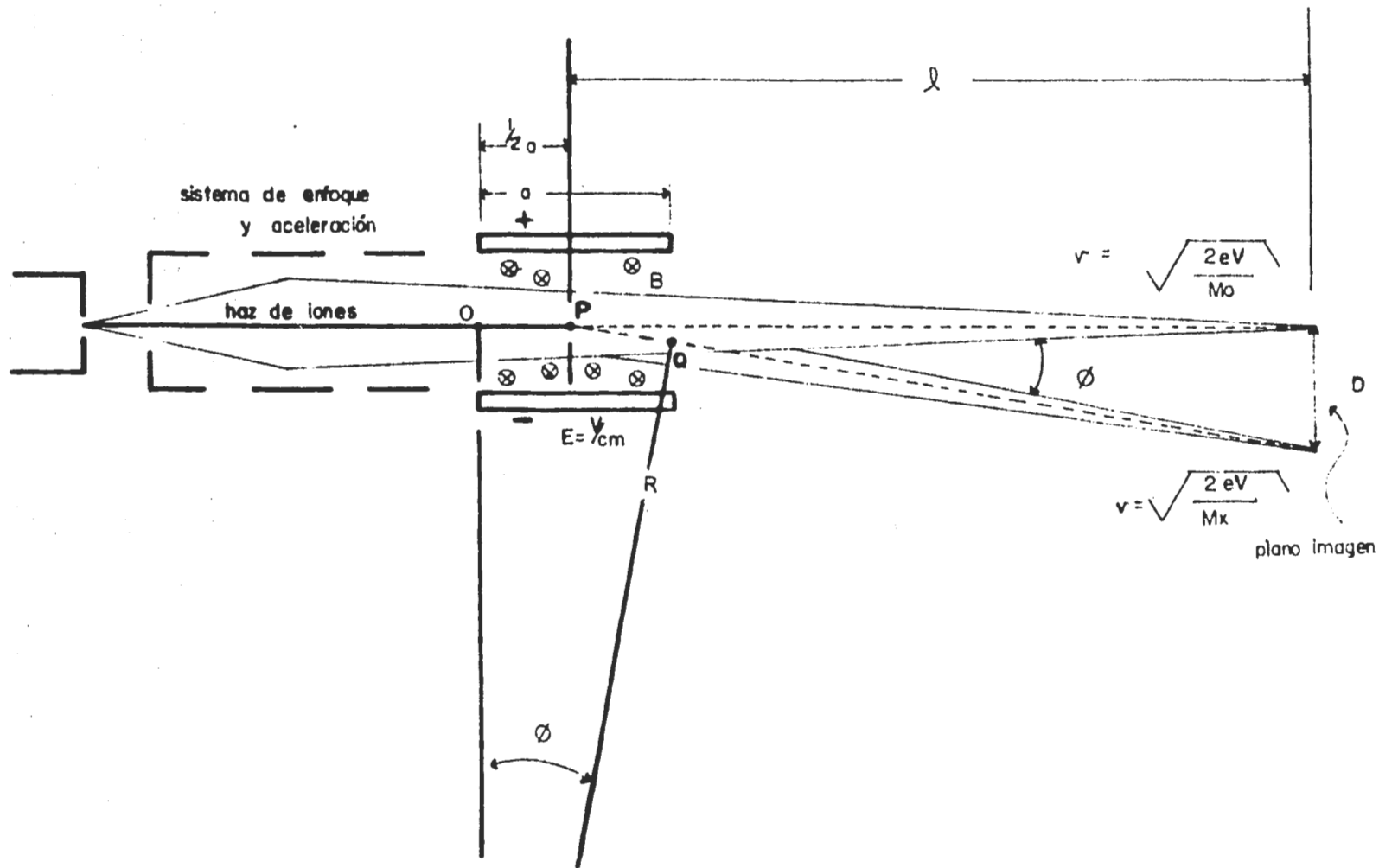
Esta ecuación es aplicable ya que los ángulos de deflexión son pequeños.

El esquema de la figura 2.8 ilustra como son separados los iones con masa M_x y deflecionados de la masa M_0 , que pasa sin ser deflecionada. Puesto que el ángulo total de arco atravesado por el haz deflecionado que entra en O y sale en Q es el mismo que el ángulo de deflexión ϕ , entonces para ángulos pequeños $\sin \phi \approx \phi$, de la figura 2.8

$$\sin \phi = \frac{D}{l}, \text{ además } \sin \phi = \frac{a}{R}$$

por lo tanto,

$$\frac{D}{l} = \frac{a}{R} \text{ es decir, } D = \frac{la}{R}$$



ESQUEMA DEL SEPARADOR DE IONES

Figura 2-B

Entonces

$$D = \frac{laE(\sqrt{M_0/M_x} - 1)}{2V}$$

donde a es la longitud del filtro de velocidades y l la distancia de la imagen al punto P. La dispersión D estará dada en centímetros si a y l están en cm., V en volts y E en volt/cm. M_0 y M_x pueden estar dados en números de masa.

La condición para que no haya deflexión de un número de masa elegido se obtiene a partir de la Ec.(2)

$$M_0 = 2eV(B/E)^2$$

Ahora bien, el campo magnético para una bobina está dado por:

$$B = KI$$

donde I es la corriente de la bobina, y K incluye el número de vueltas, la constante de permeabilidad μ_0 y las características geométricas de la bobina.

Entonces

$$\frac{\sqrt{2eV}}{E} KI_0 = \sqrt{M_0}$$

o bien, si $\alpha = \frac{E}{K\sqrt{2eV}} = \text{constante}$, entonces $I_0 = \alpha\sqrt{M_0}$ (4)

Manteniendo fijo el campo eléctrico E y variando el campo magnético I obtenemos la relación

$$I_1 = \alpha\sqrt{M_1} \quad (5)$$

donde M_1 es la masa del ión no deflectado para E e I dados. Dividiendo la Ec.(5) entre la Ec.(4) tenemos:

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{\sqrt{M_1}}{\sqrt{M_0}} \quad \text{es decir} \quad I_1 = \frac{\sqrt{M_1}}{\sqrt{M_0}} I_0$$

si la masa M_0 es la del ión H^+ , entonces $M_0=1$, por lo tanto

$$I_1 = \sqrt{M_1} I_0$$

Donde I corresponde a la corriente de alimentación del imán.

Para elegir la masa, conectamos un electrómetro a una placa colocada a la salida del filtro de velocidades y localizamos los máximos. El primer pico lo asociamos con H^+ puesto que únicamente son acelerados los iones positivos y H^+ tiene número atómico y número de masa menores que los demás iones acelerados.

Para el caso del ión H_1^+ , $M_1 = M_0$, entonces

$$H_1^+ \longrightarrow I_1 = \sqrt{M_1} I_0 = \sqrt{M_0} I_0 = I_0$$

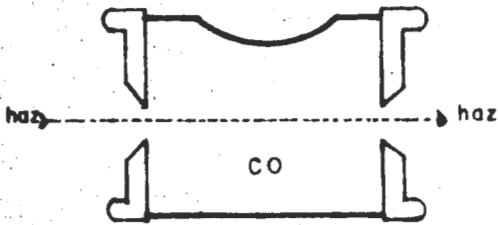
$$H_2^+ \longrightarrow I_2 = \sqrt{M_1} I_0 = \sqrt{2M_0} I_0 = \sqrt{2} I_0$$

$$H_3^+ \longrightarrow I_3 = \sqrt{M_1} I_0 = \sqrt{3M_0} I_0 = \sqrt{3} I_0$$

B.2. Cámara de Neutralización.

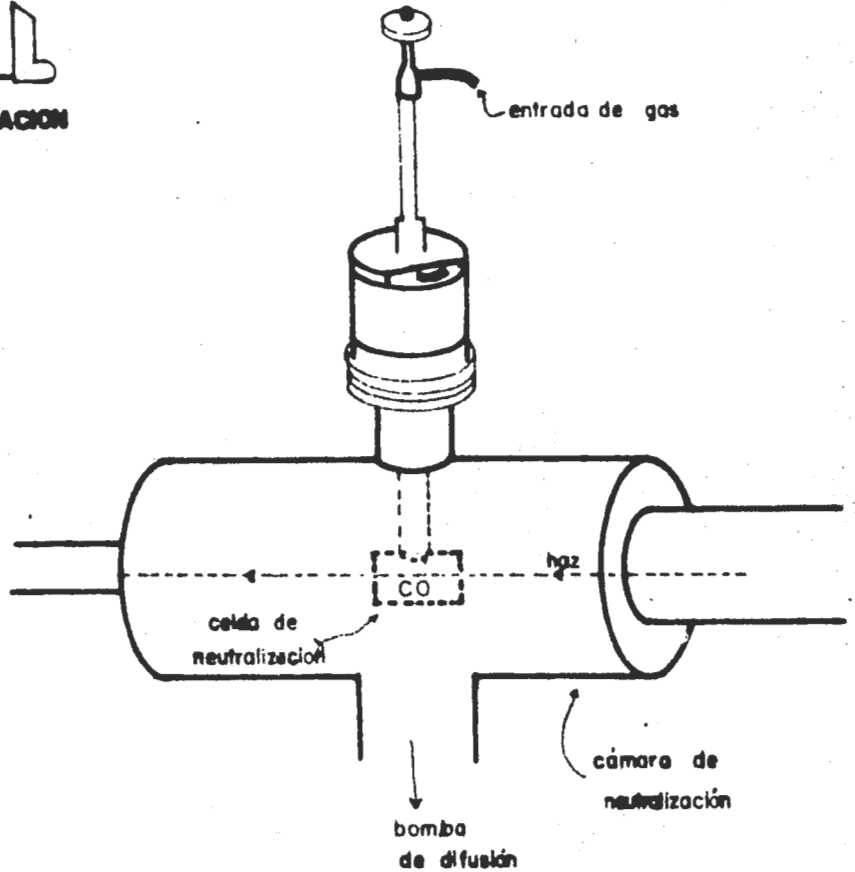
Como deseamos un haz de H^0 , y no es posible extraerlo directamente de la fuente, neutralizamos el H^+ haciéndolo interaccionar con monóxido de carbono.

A la salida de la cámara de neutralización se obtiene una mezcla de iones y átomos neutros, los iones son desviados mediante un par de placas paralelas colocadas inmediatamente después de la cámara de neutralización, a las cuales se les aplica un



CELDA DE NEUTRALIZACION

Figura 2.9



SISTEMA DE NEUTRALIZACION

Figura 2.10

un voltaje de 90 volts, entonces, podemos asegurar que nuestro haz está formado únicamente de átomos neutros.

La reacción mediante la que obtenemos el H° es:



para la cual se utiliza la cámara de neutralización, en cuyo interior se encuentra la celda de neutralización. Tal celda es un tubo cilíndrico de 3 cm de largo y 2.5 cm de diámetro, y las aberturas de entrada y salida son de 3mm de diámetro, como se ve en la figura 2.9.

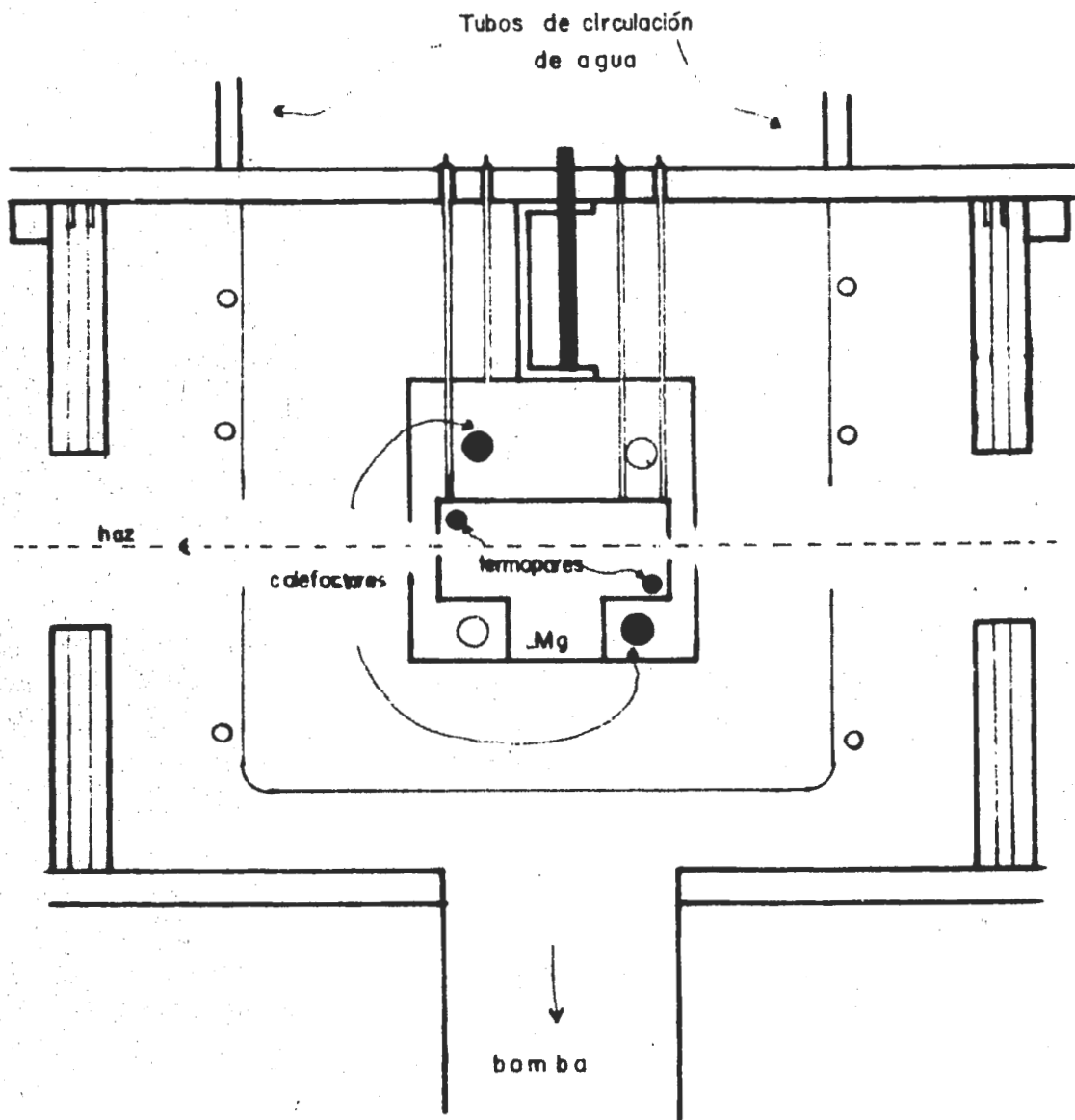
La celda de neutralización la tenemos aislada del exterior mediante un tubo aproximadamente diez veces más grande que se encuentra al vacío (10^{-8} Torr) logrado con una bomba de difusión conectada a una bomba mecánica. La celda se encuentra en el centro de ésta cámara, como se muestra en la figura 2.10, y para esto se tuvo que atornillar al tubo de entrada de gas que sale al exterior de la cámara, de tal manera que desde afuera puede alinearse con el haz.

Cuando la presión en la cámara de neutralización estaba a 2×10^{-6} Torr, teníamos suficientes átomos neutros, además de que el sistema no se contamina, puesto que el vacío general del sistema sigue siendo bueno.

B.3. Cámara de Dispersión.

La figura 2.11 muestra un corte plano vertical que pasa por el eje central o de alineamiento de la cámara de dispersión. La pared de la cámara consta de tres partes: la parte interna queda fija, para evitar que la celda se mueva cuando hacemos girar la cámara; mientras que las otras dos giran con respecto a ésta, y esto permite mantener el vacío.

A continuación tenemos un sistema de enfriamiento, que sirve para condensar los vapores de magnesio, y por último como se



CORTE VERTICAL DE LA CAMARA DE REACCION (no a escala)

Figura 2-11

muestra en la figura 2.11, tenemos la celda que está construida de acero inoxidable y sus dimensiones son 3 x 4 x 3 cm, además la fijamos atornillándola a la placa de acero que está montada en la parte superior de la cámara de dispersión.

La celda está diseñada con un depósito en la parte inferior, ver figura 2.11, que es donde pusimos el magnesio 99.99% puro. Para obtener el vapor de magnesio, calentamos la celda con dos calefactores (resistencias de 150 watts), y la temperatura la medimos con dos termopares Chromel-Alumel, colocados arriba y abajo del recipiente del magnesio.

La longitud geométrica de la trayectoria del haz dentro de la celda es de 2.5cm. El haz entra a la celda a través de una abertura de 1mm de diámetro y el diámetro de la abertura de salida es de 5mm.

B.4. Sistema de Detección.

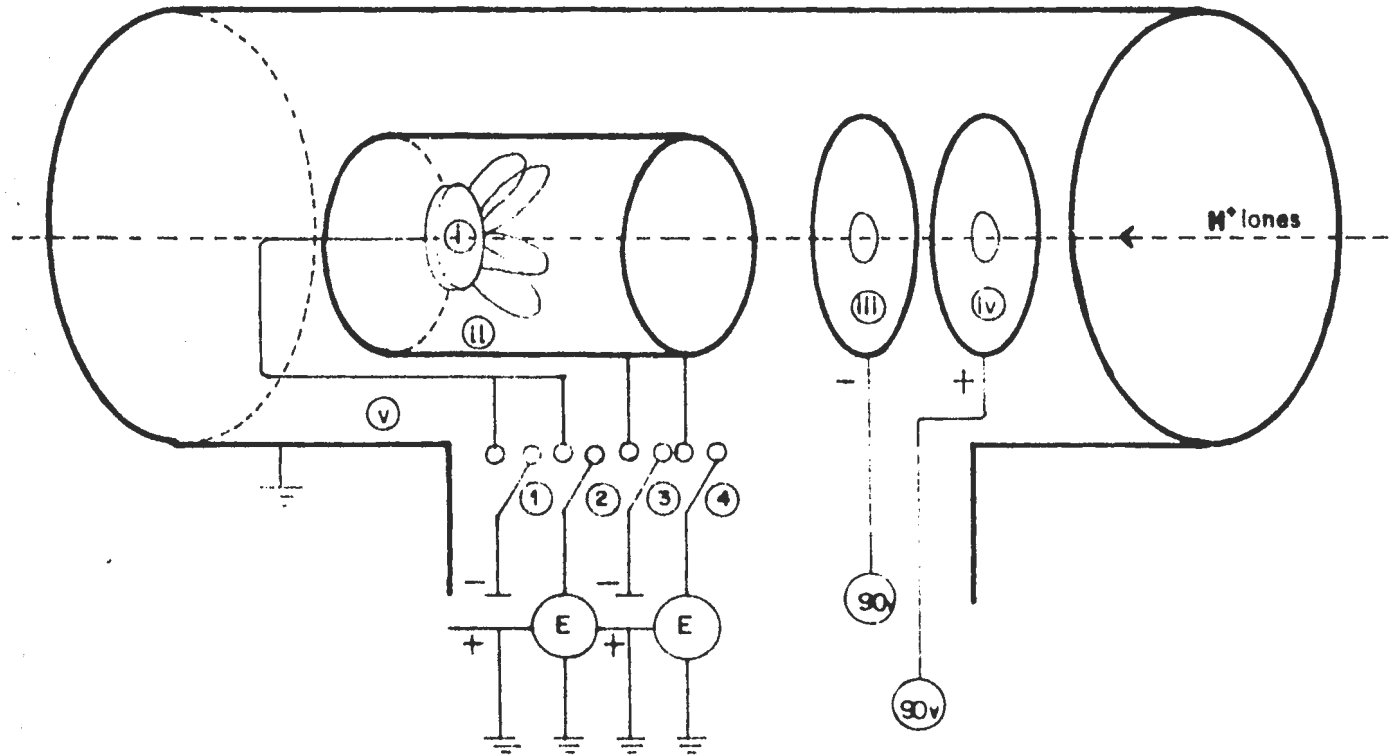
B.4.a. Caja de Faraday.

La corriente de átomos neutros la medimos indirectamente con una caja de Faraday, figura 2.12, a la salida de la cámara de dispersión (ver esquema general). Tal caja consta de cinco electrodos¹⁹:

- i) Para medir corriente de protones conectamos la placa (i) a un electrómetro y el cilindro (ii) a un potencial negativo.
- ii) Para medir emisión secundaria conectamos la placa (i) a un potencial negativo y el cilindro (ii) al electrómetro.

Si cerramos ② y ③ medimos protones

Si cerramos ① y ④ medimos electrones secundarios



CAJA DE FARADAY

Figura 2.12

- iii) Ponemos una abertura de entrada a un voltaje negativo para repeler los electrones secundarios que escapan.
- iv) Ponemos otra abertura adicional a un voltaje positivo, para repeler iones lentos formados por el gas residual.
- v) Los electrodos están protegidos por una caja cilíndrica aterrizada.

Como la caja de Faraday no detecta neutros directamente, lo que hacemos es medir el coeficiente de emisión secundaria γ cuando no hay gas en la celda de neutralización, es decir,

$$\gamma = I_{es} / I_{iones} \quad (6)$$

ya que en la caja estamos detectando $I_{iones} (H^+)$ e I_{es} , es decir, medidos directamente, la corriente de iones positivos y la corriente de la emisión secundaria producida por los iones, respectivamente.

Suponiendo que γ es la misma para protones y átomos neutros, la corriente de neutros para cada medida está dada por

$$I_o = \frac{I_{es}}{\gamma} \quad (7)$$

y de esta manera podemos conocer la corriente de neutros.

Desde luego que γ varía con la energía y con las condiciones de superficie. En nuestro caso la variación no es mayor del 10% para la misma energía.

Por ejemplo, algunos valores de γ con los que trabajamos son:

Y	E(keV)	Fecha
1.03	1.5	23 julio 80
0.96	2.0	17 julio 80
1.18	2.0	22 julio 80
0.95	2.0	12 agosto 80
1.10	3.0	15 julio 80
1.20	3.0	7 agosto 80
1.14	3.0	
1.10	4.0	10 marzo 80
1.23	4.0	15 julio 80
1.25	4.0	12 agosto 80
1.30	5.0	11 marzo 80
1.32	5.0	15 julio 80
1.26	5.0	8 agosto 80
1.25	5.0	15 agosto 80

B.4.b. Cámara de Detección.

La cámara de detección es un sistema que gira con respecto a la cámara de reacción. Un motor nos permite hacerlo girar $\pm 15^\circ$. Para medir el desplazamiento del sistema de detección tenemos un par de marcadores (diales), uno mide el movimiento del centro a la izquierda y el otro del centro a la derecha. Cada vuelta de la aguja corresponde a 1mm, y es posible medir 0.01mm de desplazamiento. De acuerdo con las divisiones del marcador y la geometría adoptada:

$$1^\circ = 1324 \text{ divisiones}$$

Dentro de la cámara de detección se tienen un analizador de

placas paralelas colocado a 45° de la dirección del haz incidente, un multiplicador de electrones (CEM) (detector de partículas) colocado frente a la abertura del haz de salida que está en la placa aterrizada y un CERATRON que detecta los átomos neutros que pasan a través de la abertura que tiene la placa negativa.

El voltaje entre las placas es de 0.6 volts del voltaje de aceleración. Las dimensiones del analizador se pueden apreciar en la figura 2.13. En la cual vemos dos placas intermedias, que son divisores de voltaje y que sirven para mantener uniforme el campo eléctrico dentro de la región del analizador.

El campo creado entre las placas, permite que los iones se comporten exactamente como una pelota lanzada bajo la influencia de la gravedad. Los protones (H^+) se desvían hacia la placa negativa, los átomos neutros se siguen de frente y son contados por un CERATRON, y los iones negativos (H^-) describen una trayectoria parabólica como se muestra en la figura 2.13.

La velocidad inicial del H^- entre las placas, corresponde a un potencial V_0 , donde V_0 es el voltaje de aceleración del ión. El potencial V entre las placas paralelas y el campo están dados por¹⁷

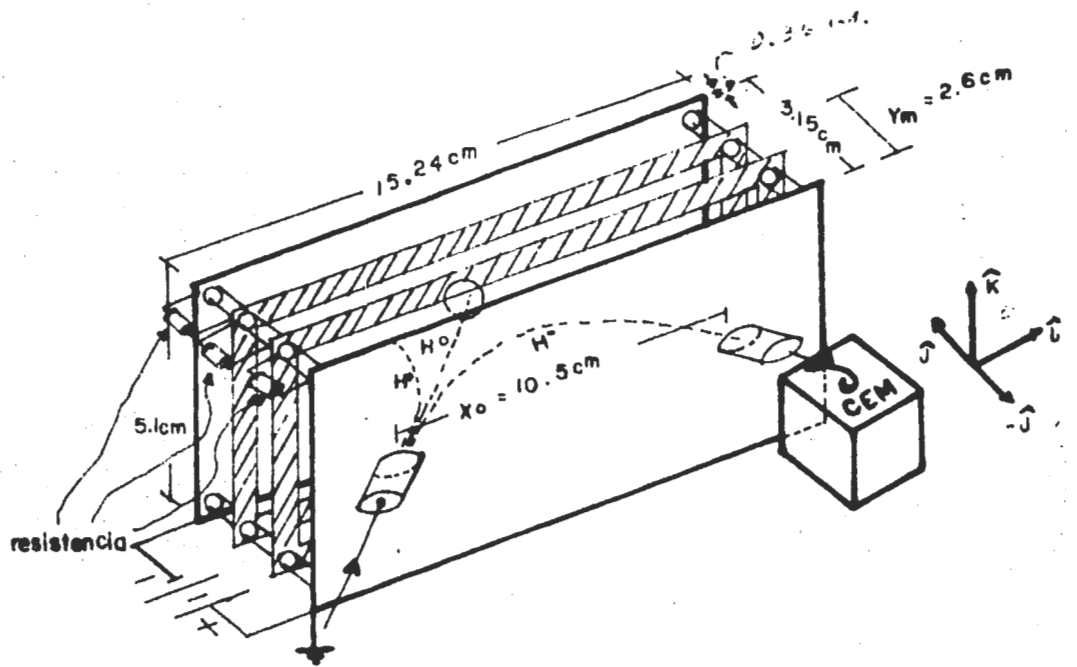
$$V = V_0 - V'y \quad \frac{dV}{dy} = -V'$$

donde V' es una constante positiva. No hay fuerza sobre el ión en la dirección horizontal \hat{i} , y hay una fuerza constante en la dirección vertical $-\hat{j}$, es decir, hacia la placa positiva. Entonces nuestras ecuaciones de movimiento son:

$$\ddot{x} = 0, \quad \ddot{y} = -V'$$

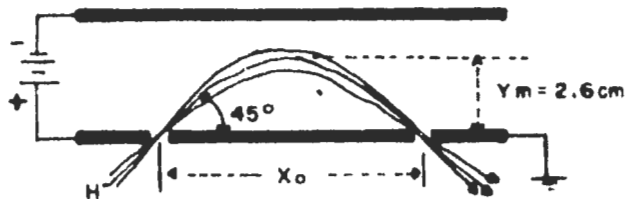
de las cuales se obtiene la ecuación de la trayectoria:

$$y = - \frac{V'x^2}{4V_0 \cos^2 \theta} + x \tan \theta \quad (8)$$



ANALIZADOR PARABOLICO

Figura 2-13



EFFECTO DEL HAZ H- DENTRO DEL A.P.

Figura 2-14

de aquí, encontramos que la longitud de la base cuando $y=0$ y $x=x_0$ es:

$$x_0 = \frac{2V_0}{\sqrt{I}} \operatorname{sen}2\theta \quad (9)$$

que tiene un valor máximo para $\theta = 45^\circ$. La altura del arco parabólico cuando $\theta = 45^\circ$ es

$$y_m = 0.25x_0 \quad (10)$$

De la Ec.(10) tenemos:

$$\frac{dx_0}{d\theta} = 4 \frac{V_0}{\sqrt{I}} \cos 2\theta = 0 \quad \text{en } \theta = 45^\circ$$

Consecuentemente, los iones negativos que entran al campo a varios ángulos alrededor de 45° son afocados hacia la placa positiva. La figura 2.14 muestra estas trayectorias.

Ahora bien, el voltaje deflector V_D entre las placas paralelas se obtiene de la Ec.(9) con $\theta = 45^\circ$, y

$$V' = V_D/d$$

donde d es la separación de las placas. Entonces

$$V_D = \frac{2V_0}{x_0} d$$

Podemos elegir $d=0.3 x_0$, ya que para una y máxima del ión como función de su ángulo de entrada θ , restringiendo θ a $45^\circ \pm 3^\circ$, se tiene que, para $\theta=42^\circ$ el máximo valor es $0.224x_0$ y para $\theta=48^\circ$ es $0.275x_0$. Ver Ecs.(9) y (10). Por lo tanto

$$V_D = 0.6 V_0$$

que es una relación lineal.

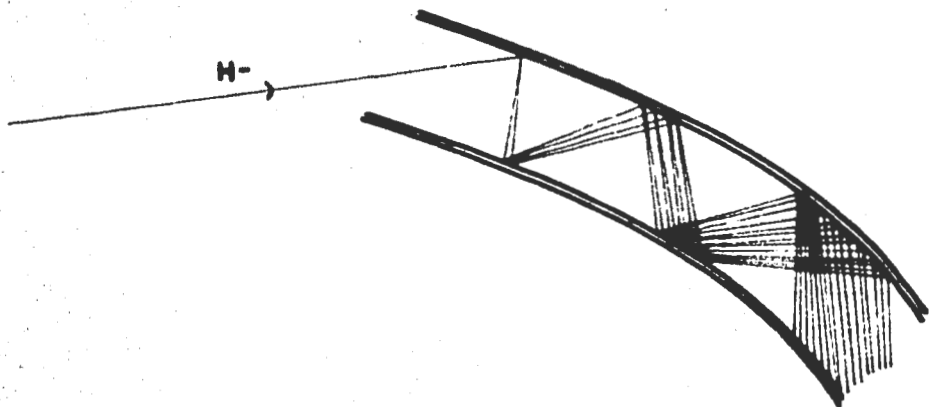
La otra componenete importante del sistema de detección es el CEM, que detecta los iones H^+ deflectados en el analizador.

El CEM es un tubo capilar de vidrio enroscado cuyo diámetro interior es aproximadamente un décimo de milímetro. Además tiene una capa de material semiconductor, que posee características adecuadas de emisión de electrones secundarios para un proceso de multiplicación electrónica, sobre el interior de la superficie del tubo.

Cuando se aplica una diferencia de potencial entre los extremos del tubo, se crea un campo eléctrico axial a lo largo del mismo. Entonces si algún electrón es arrancado del interior de la superficie, por emisión secundaria, éste será acelerado a través del tubo, y choca nuevamente con la superficie cilíndrica arrancando más electrones, que a su vez vuelven a chocar con la superficie y arrancan más electrones, y así sucesivamente como se muestra en la figura 2.15. De ésta manera un solo ión H^+ que saca cuando menos un electrón de la entrada del canal, genera una cascada de electrones en la salida del mismo.

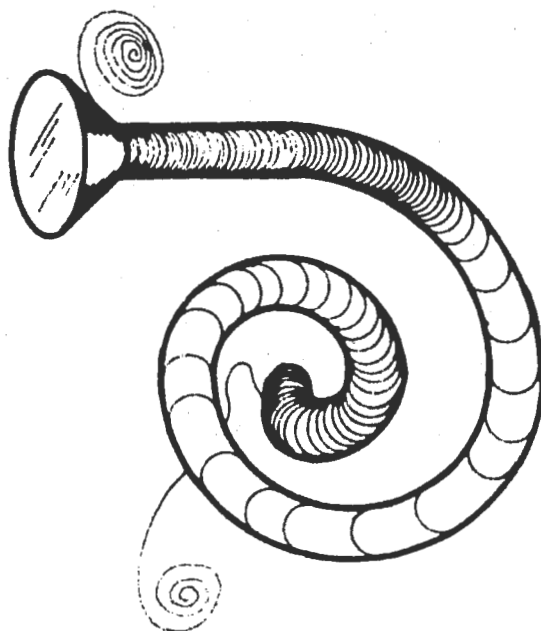
El CEM empleado tiene una abertura de 10mm de diámetro con un canal de multiplicación enroscado, de 2mm de grueso. Se colocó una rejilla, con una transmisión geométrica de el 94%, 3mm enfrente de la abertura de entrada del CEM para ayudar a asegurar la uniformidad de respuesta a través del canal. La rejilla y el frente del CEM se mantuvieron a un potencial base, y la salida a +3 KeV. Se colocó una resistencia de carga (100 Ω) en paralelo con el CEM (para regular el tamaño del pulso de salida), y la señal de voltaje en el extremo de alto voltaje de esta resistencia de carga fue acoplada por medio de un condensador de 100pf a la amplificación y electrónica de conteo.

La eficiencia de conteo se puede determinar de la comparación de la porción de cuentas del CEM con la corriente colectada en una caja de Faraday. Crandall, Ray y Cisneros²⁰, obtuvieron de esta manera, la eficiencia del channeltron para iones positivos (H^+) y



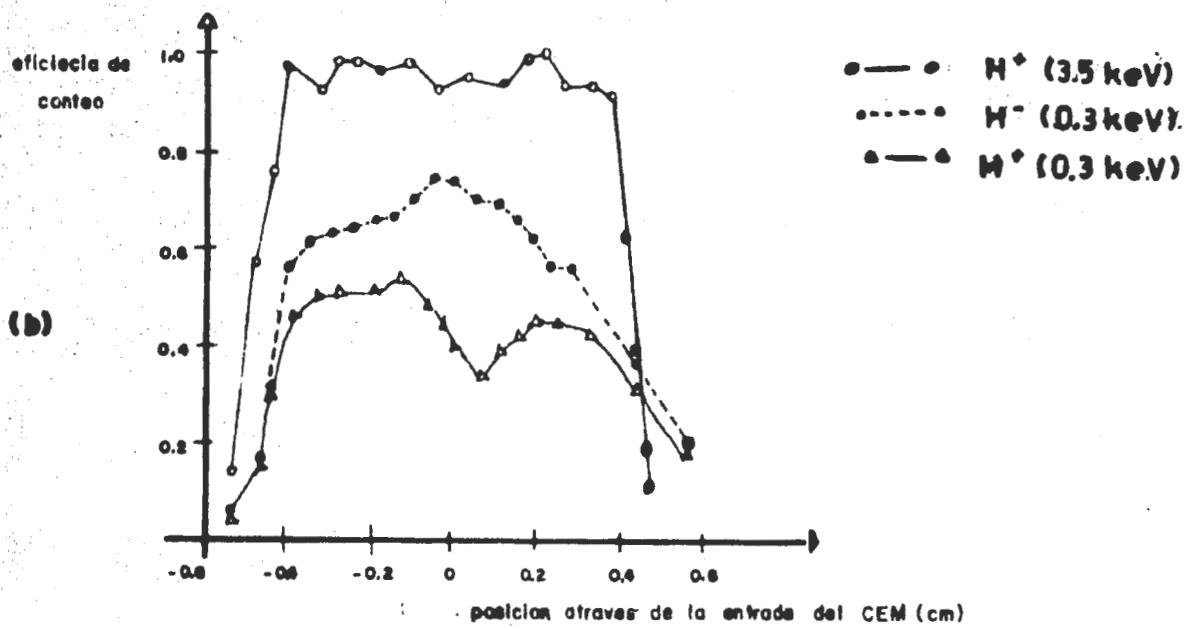
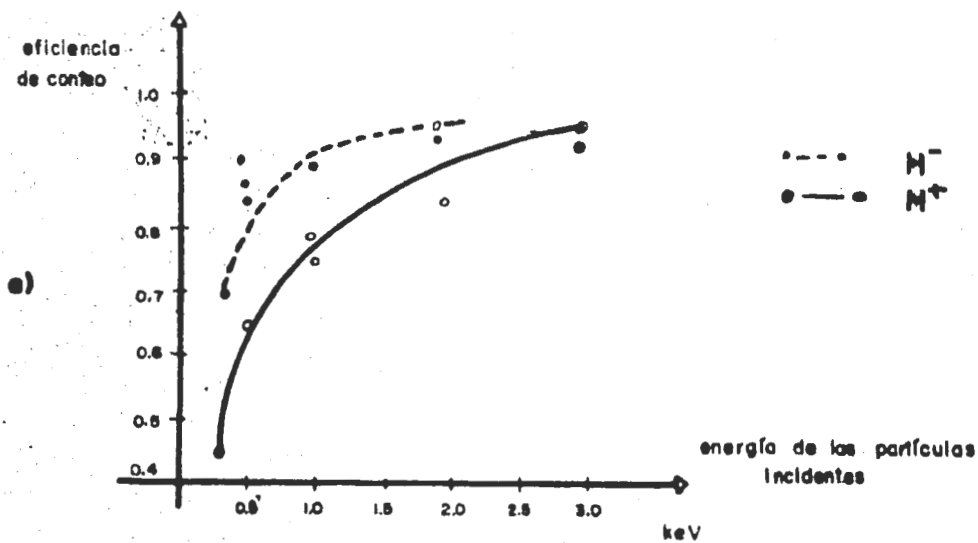
CANAL MULTIPLICADOR DE ELECTRONES

Figura 2.15



CHANNELTRON (C E M)

Figura 2.16



EFICIENCIA DEL CHANNELTRON

Figura 2.17

iones negativos (H^-). Los resultados que presentan están dados en la figura 2.17.

La figura 2.17(a) muestra la eficiencia de conteo contra la energía promedio de las partículas incidentes sobre la superficie para protones y iones de hidrógeno negativo.

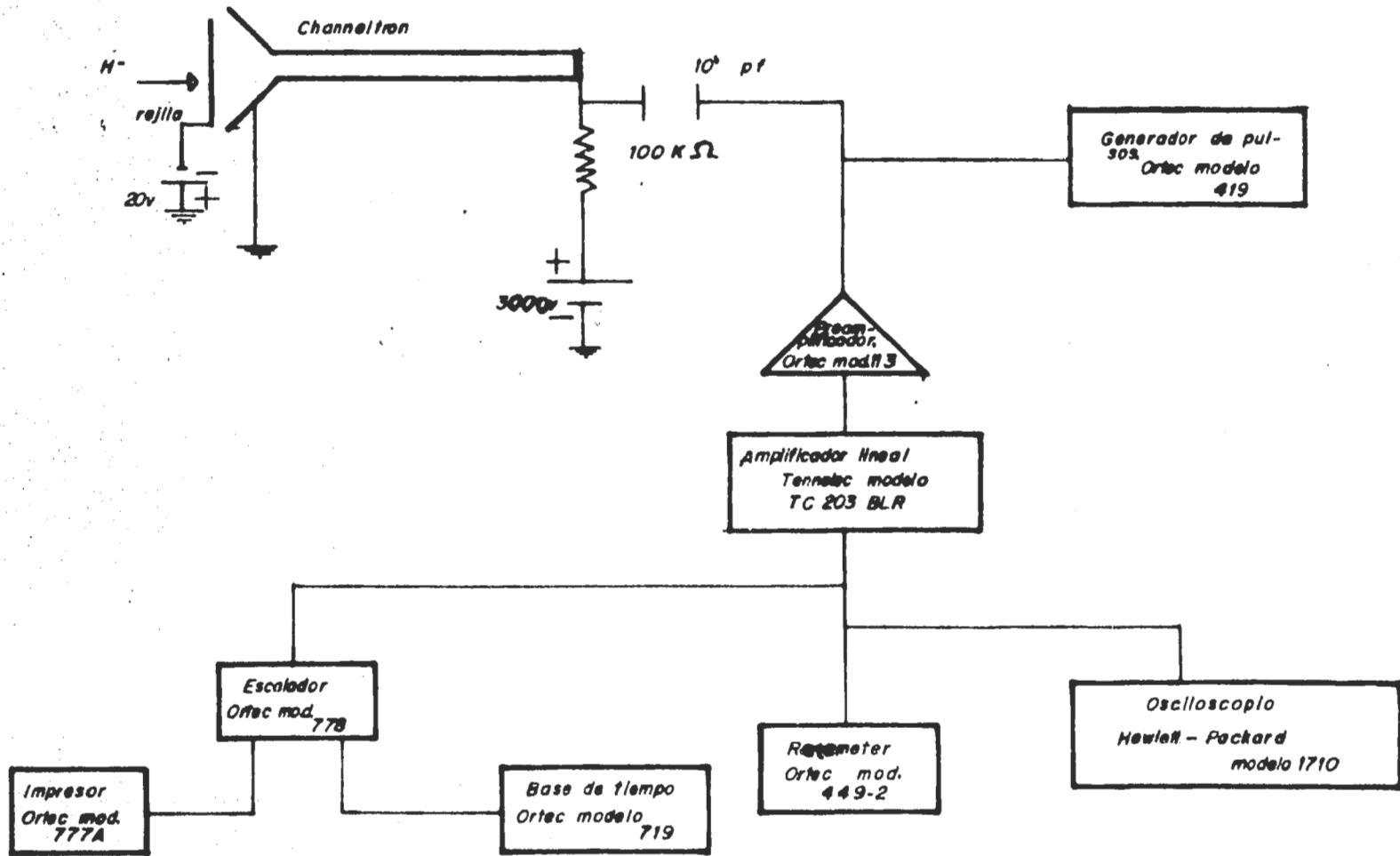
La figura 2.17(b) muestra la eficiencia de conteo a través de la entrada del channeltron para protones de 3.5 keV, para protones de 0.3 keV y para iones de hidrógeno negativo a 0.3 keV. En cada caso la eficiencia de conteo absoluta fue determinada en una posición cerca del centro.

De estas gráficas sacamos la siguiente tabla, que es la que utilizamos durante el experimento:

Eficiencia para H^-

Eficiencia	0.78	0.91	0.94	0.96	1.0	1.0	1.0
Energía (keV)	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	5.0

Este channeltron puede operarse en alta ganancia (cerca de 10^8), así que si una partícula saca cuando menos un electrón secundario de la entrada, la multiplicación produce una cantidad de carga en la salida que es fácilmente detectable, es decir, puede amplificarse y contarse. Generalmente la alta ganancia empleada resulta en una salida de carga que está limitada por carga espacial del pulso de electrones cerca de la salida, así que el tamaño del pulso de salida es razonablemente constante y no es función del número de electrones secundarios inicialmente emitidos. Si cuidamos que la ganancia no decaiga abajo de este nivel de "saturación" debido a la fatiga o variación espacial a través de la entrada del multiplicador, la eficiencia de conteo del sistema total --canal multiplicador de electrones + la electrónica-- es muy estable.



ELECTRONICA ASOCIADA AL "CEM"

Figura 2.18

La electrónica asociada al multiplicador de electrones se muestra en la figura 2.18.

CAPITULO III.

Resultados.

Usando la Ec.(2) del Capítulo II sección A.1, se obtuvieron los valores para las secciones diferenciales $d\sigma_0/d\Omega$ de átomos de hidrógeno incidiendo en átomos de magnesio, mostradas en la figura 3.1. La forma de las distribuciones angulares es semejante con aquellas presentadas en la referencia (14), aunque las magnitudes son diferentes. La dispersión es predominantemente hacia adonde avanza el haz neutro incidente.

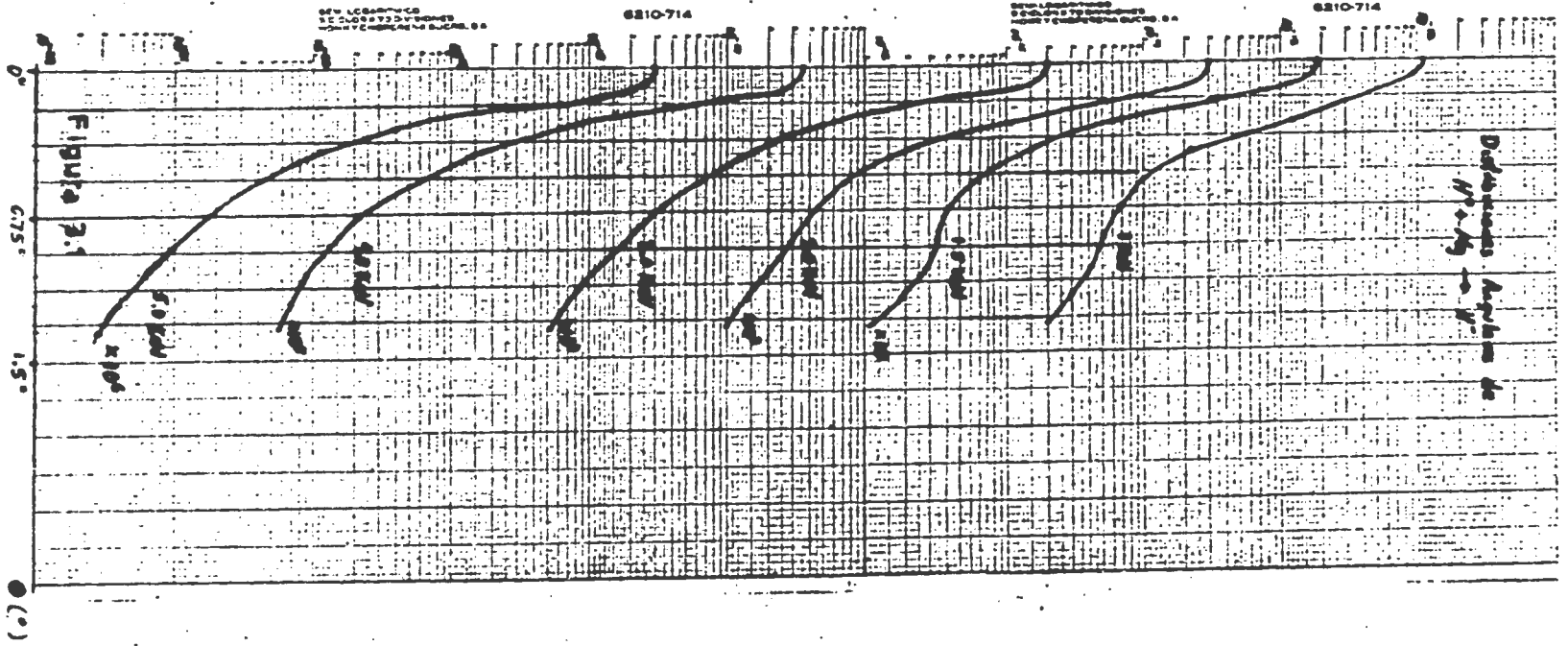
La tabla 3.1 muestra una medida de la distribución angular de H^- . Fue suficiente hacer variar el ángulo en el intervalo $[-1.5^\circ, 1.5^\circ]$. Afuera de este intervalo el número de partículas tiende a cero. Y puesto que nuestras secciones diferenciales son simétricas y reproducibles (dentro del error experimental), fijamos el origen para la máxima intensidad del haz.

Los errores sistemáticos más frecuentes se presentan en:

i) La longitud efectiva de la trayectoria dentro de la celda de Mg. Que resulta de la suma de la longitud geométrica (2.5 cm) y el flujo de magnesio que sale por las aberturas de entrada y salida del haz. Y cuyo error no excede de $\pm 4\%$.¹⁴

ii) La determinación del espesor del blanco. El error relativo en la Π del magnesio no es fácil de calcular, pero tomando en cuenta que una densidad del blanco promedio es de $4.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \pm 15\%$, ver figura 2.1, para una medida el error es menor del 9%. El error se debe principalmente a la determinación de la temperatura del vapor de Mg y a lo pronunciado de la curva Π vs T.

$$\frac{d\sigma_{\alpha}}{d\Omega} \text{ (cm}^2/\text{str}\cdot\text{átomo)}$$



iii) La corriente total del haz incidente. La medida de una sección diferencial fue considerada buena cuando la corriente total I_0 varió menos del 10%. Este 10% lleva implícito que la I_{es} y la γ no cambian su valor más del 10%.

iv) La calibración del detector. La eficiencia del detector resulta de la comparación de medidas tomadas por el CEM con las tomadas por una caja de Faraday. Se asocia un error de $\pm 3\%$.^{14,20}

De manera que el error total involucrado en los datos de la sección transversal total está mejor expresado como el error cuadrático medio de $\pm 26\%$.¹⁴

La sección transversal total $\sigma_{o-}(E)$ se obtiene al integrar numéricamente las distribuciones angulares mediante la regla de Simpson. Los valores obtenidos son los siguientes:

$$\begin{aligned} \sigma_{o-}(1.0 \text{ keV}) &= 4.2 \times 10^{-17} \text{ (cm}^2\text{/molécula)} \\ \sigma_{o-}(1.5 \text{ keV}) &= 4.8 \times 10^{-17} \\ \sigma_{o-}(2.0 \text{ keV}) &= 6.9 \times 10^{-17} \\ \sigma_{o-}(3.0 \text{ keV}) &= 4.2 \times 10^{-17} \\ \sigma_{o-}(4.0 \text{ keV}) &= 8.4 \times 10^{-17} \\ \sigma_{o-}(5.0 \text{ keV}) &= 6.3 \times 10^{-17} \end{aligned}$$

Una gráfica de σ_{o-} vs E se muestra en la figura 3.2.

Finalmente se escalaron los datos usando el modelo de Smith et al a ángulos pequeños^{21,22}, es decir,

$$\bullet \quad \frac{d^2 \sigma_{o-}}{d\Omega} \text{ vs } E\theta$$

Ver figura 3.3.

TABLA 3.1.

$H^{\circ} + Mg \rightarrow H^{-}$, primera corrida, 6 marzo 80.

Energía = 3.0 keV, corriente del imán= 0.63 amp., voltajes de: filtro de velocidades= 176.4 v, analizador=1821 v, lentes= 2536v, repulsión=25v. Temperatura del horno de Mg=13.086mv. $I_{es} = 2.3 \times 10^{-1}$ amp, $\gamma=0.8$, $I_o = 2.88 \times 10^{-10}$ amp, eficiencia=1.0, tiempo =10 seg.

$$\frac{d\sigma_{o-}}{d\Omega} = \frac{2.61 \times 10^{-13} N_-(\theta)}{4.2 \times 10^{12} \times 2.88 \times 10^{-10} \times 10 \times 1.0} = 2.16 \times 10^{-17} N_-(\theta)$$

θ	N_-	$d\sigma_{o-}/d\Omega$
1.50°	20	4.31×10^{-16}
1.35°	24	5.17×10^{-16}
1.20°	39	8.42×10^{-16}
1.05°	60	1.30×10^{-15}
0.90°	94	2.03×10^{-15}
0.75°	190	4.10×10^{-15}
0.60°	381	8.22×10^{-15}
0.45°	1112	2.40×10^{-14}
0.30°	4671	1.01×10^{-13}
0.15°	63503	1.37×10^{-12}
0.00°	154650	3.33×10^{-12}
0.15°	51972	1.12×10^{-12}
0.30°	2173	4.69×10^{-14}
0.45°	520	1.12×10^{-14}
0.60°	225	4.85×10^{-15}
0.75°	112	2.42×10^{-15}
0.90°	69	1.49×10^{-15}
1.05°	34	7.34×10^{-16}
1.20°	21	4.53×10^{-16}
1.35°	20	4.32×10^{-16}
1.50°	16	3.45×10^{-16}

σ (cm²/molécula)

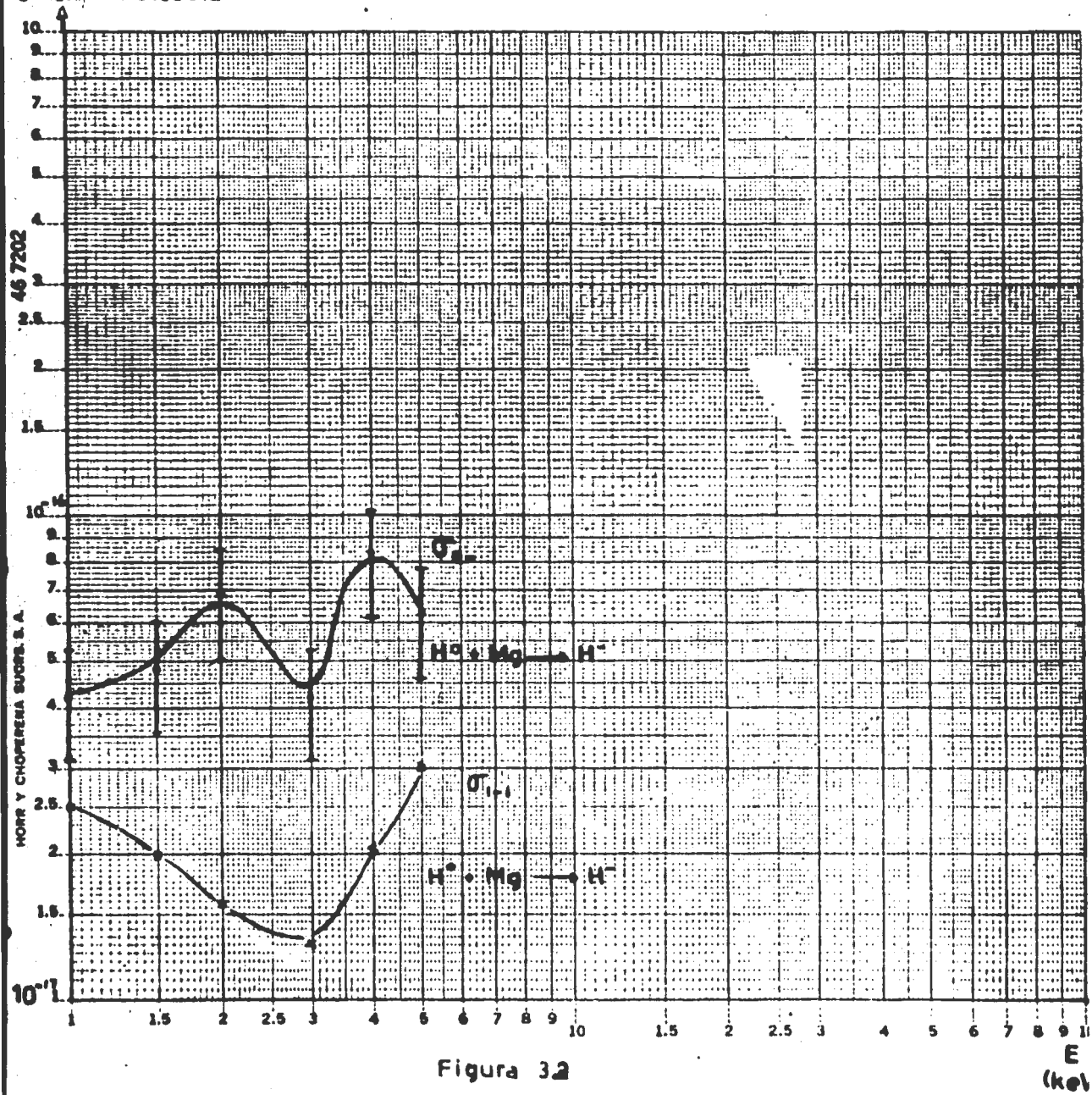
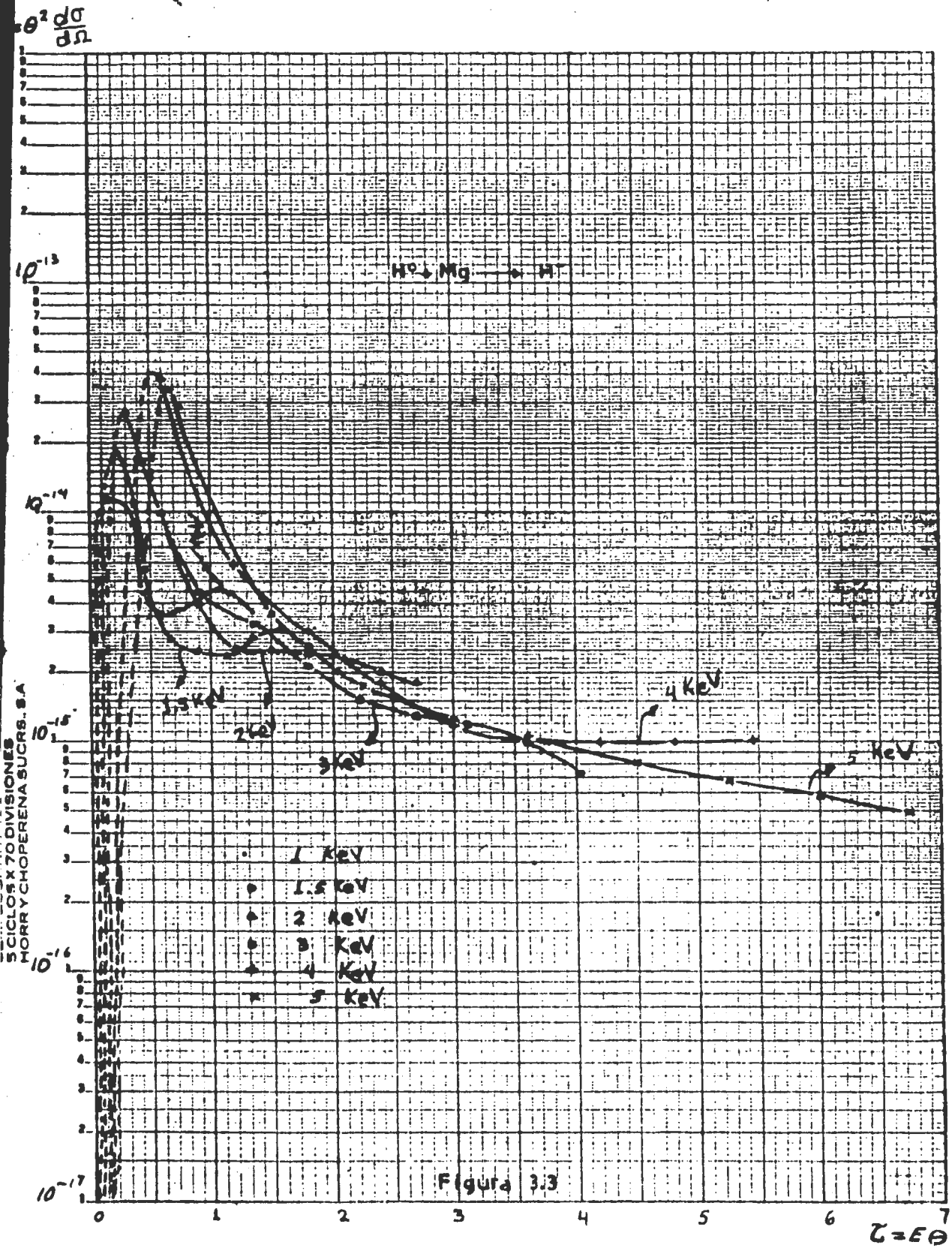


Figura 32



CONCLUSIONES.

Nuestras distribuciones angulares son comparables en forma y en magnitud con aquellas que se han obtenido antes en este mismo laboratorio¹⁴. Por la forma de las mismas, medidas hasta 1.5° , vemos que la longitud y abertura de la celda son apropiados.

La intensidad máxima, es decir, los picos de nuestras distribuciones angulares son del orden de 10^{-12} ($\text{cm}^2/\text{str-átomo}$). Y se obtuvieron secciones totales el orden de 10^{-17} ($\text{cm}^2/\text{molécula}$), comparables con las secciones totales obtenidas por Morgan¹³ para colisiones de $\text{H}^+ + \text{Mg} \rightarrow \text{H}^-$.

Se presentan los datos en términos de las variables reducidas propuestas por Smith et al^{21,22}, y como se ve en la figura 3.3 las distribuciones angulares solamente escalan a partir de $\tau=1.5$.

Se menciona el escalamiento del Capítulo I sección A.3, aunque realmente queda abierto el problema de escalar los datos de manera que podamos ver algún efecto tal como el de arco iris, es decir, obtener de él información sobre el parámetro de impacto y del potencial de interacción, puesto que los máximos que se aprecian en tal escalamiento están muy alejados entre sí, es decir, a 1 keV =1.1; a 1.5 keV, =1.6; a 2 keV, =2.0; a 3keV, =3.3; y a 4 keV y 5 keV no presenta máximos.

Por otra parte la sección total muestra dos máximos, uno a 2 keV, y el otro a 4 keV. Ambos caen dentro de la aproximación de Born-Oppenheimer, por lo que un cálculo molecular de las superficies de potencial puede dar información para entender los mecanismos de los procesos que tienen lugar en este experimento.

Olson y Liu³⁰ calculan teóricamente la sección total para la colisión $\text{H}^+ + \text{Mg} \rightarrow \text{H}^0 + \text{Mg}^+$, es decir, captura electrónica simple, utilizando sus propias curvas de potencial, y también obtienen dos máximos, uno a 2 keV y el otro a 8 keV. Concluyen que

para E 5-10 keV predomina la captura electrónica del hidrógeno sobre el Mg^+ en el estado (3p).

REFERENCIAS.

1. Mapleton. Theory of charge exchange. Ed. Wiley I.
2. Mott and Massey, 2a. ed. The Theory of Atomic Collisions.
3. Gasiorowics. Quantum Physics. Ed. John Wiley & Sons.
4. Levine Bernstein. Dynamics Reaction.
5. Barger y Olson. Mecánica Clásica. 2a. ed. 3a. reimpresión 1977. Colección Ciencia y Técnica. Aguilar.
6. Goldstein. Mecánica Clásica. 2a. ed. 3a. reimpresión-1977. Colección Ciencia y Técnica. Aguilar.
7. Landau. Mecánica Clásica. 2a. ed. Ed. Reverté.
8. Massey. Electronic and Ionic Impact Phenomena. 5 vols.
9. Messiah. A. Vol. I Quantum Mechanics.
10. J.R. Pierce. Theory and Design of Electron Beams. (D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1949).
11. L. De la Peña. Introducción a la Mecánica Cuántica. 1a. ed. abril 1979. Ed. CECSA.
12. Marion J.B. Dinámica Clásica de las Partículas y Sistemas. Ed. Reverté. S.A. 1975.
13. T.J. Morgan and P.J. Ericksen. Phys. Rev. A19 1448. (1979).
14. Cisneros, Alvarez, Barnett, Ray. Phys. Rev. A14 76 (1976).
15. Cisneros, Alvarez, Barnett, Ray. Phys. Rev. A14 84 (1976).
16. Cisneros, Alvarez, Barnett, Ray and Russek. Phys. Rev. A14 88 (1976).
17. Harrower. Rev. Sci. Instr. 26 850 (1955).
18. Wahlin. Nuc. Inst. and Meth. 27 55-60 (1964).
19. Ray, Barnett, Journal Appl. Phys. 42 3260 (1971).
20. Crandall, Ray, Cisneros. Rev. Sci. Instrum. 46 562 (1975).
21. Smith, Marchi, Aberth, Lorents. Phys. Rev. 161 31 (1967).
22. Smith, Marchi, and Dedrick. Phys. Rev. 150 79 (1965).
23. R.H. Prince and J.A. Gross. Rev. Sci. Inst. 42 66 (1971).
24. D.S. Evans. Rev. Sci. Inst. 36 375 (1965)
25. Hultgren et al. Selected Values of Thermodynamics. Properties of elements (American Society for Metals, Cleveland, Ohio, 1973). Publicadas en GRS, October, 1966 NSDRS.
26. C. Lehmann and G. Leibfried. Z. Physik 172, 465 (1962).

27. Calutron Research Corporation. Scientific Instrument.
28. Tesis de Licenciatura. Horacio Martínez Valencia.
29. Tesis de Licenciatura. Luis Manuel León Rossano.
30. R.E.Olson and B. Liu Phys.Rev. A20 1366 (1979).
31. Tesis de Licenciatura. Armando Castillo Animas.