

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

Facultad de Ciencias

"PRODUCCION DE IONES NEGATIVOS  $H^-$  A BAJAS ENERGIAS,  
A PARTIR DE LA REACCION  $H^+ + Ar \rightarrow H^-$ ".

T e s i s

Que para obtener el título de  
F i s i c o  
Presenta

LUIS MANUEL LEON ROSSANO

*Esta tesis se realizó dentro del proyecto CONACYT 190086.*



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.	1
CAPITULO I.	
Revisión de algunos trabajos de captura electrónica.	3
CAPITULO II.	
Descripción del aparato.	7
A. Sistema de Bombeo.	7
B. Fuente de Iones.	10
C. Selección y aceleración de iones $H^+$ .	12
i) Sistema de lentes.	12
ii) Filtro de velocidades.	15
D. Celda de reacción.	19
E. Sistema de Detección.	22
i) Medida en la corriente.	22
ii) Analizador parabólico y multiplicador de electrones.	23
CAPITULO III.	
Descripción del experimento.	28
A. Concepto de sección transversal.	31
B. Cantidades directamente medibles y cálculo de las secciones diferenciales.	34
CAPITULO IV.	
Resultados y Conclusiones.	39
Bibliografía	44

## INTRODUCCION.

Al hacer incidir un haz de partículas, con impulso y energía conocida sobre un blanco fijo, debido a las colisiones que ocurren en el blanco, las partículas del haz son dispersadas en todas las direcciones posibles. En general, ocurren dos tipos de procesos: procesos de colisión elástica, en el cual las partículas incidentes salen, después de la colisión, con la misma energía con que inciden, o bien procesos de colisión inelástica, en el cual las partículas incidentes salen después de la colisión, con una energía menor que la energía incidente. Esta disminución en la energía se debe a los fenómenos que se dan en el mismo proceso de colisión, como son, excitación o ionización del blanco, captura o pérdida electrónica o disociación.

Un fenómeno que se da en el tercer tipo de los procesos antes mencionados, es el de doble captura electrónica por un ión  $H^+$ .

En la actualidad son de gran interés las técnicas experimentales para la producción de haces de iones negativos altamente intensos obtenidos de aceleradores. El interés surge de la necesidad de tener una fuente de haces tanto de neutros como iones negativos de Hidrógeno y Deuterio en el intervalo de energías de 150 a 500 keV. La utilización en los reactores de fusión de los haces de neutros es muy importante, ya que éstos se inyectan a un plasma frío con el fin de producir y mantener una reacción termonuclear de tal manera que aumente la temperatura del plasma hasta una temperatura suficientemente alta. En esta misma área el haz de neutros se utiliza para diagnosticar el estado del plasma. El interés se ha extendido a otros campos; necesidad de obtener y desarrollar fábricas de mesones, implantación de iones altamente energéticos, estudios de superficies, simulación de daños por neutros en materiales de reactores, etc.

En esta tesis se reportan las medidas de las secciones eficaces, diferenciales y totales de dispersión, que están relacionadas con la obtención de iones  $H^-$ .

La producción de  $H^-$  se hizo a partir de la reacción  $H^+ + Ar \rightarrow H^-$  en el intervalo de energías de 1 a 4 keV.

En el capítulo I de esta tesis se presenta un resumen de algunos de los trabajos que se han efectuado, para obtener iones negativos, por procesos de doble captura electrónica.

En el capítulo II se hace una breve descripción del funcionamiento de las componentes del acelerador de iones.

En el capítulo III se presenta la descripción del experimento, concepto de sección transversal, así como, un estudio de las fuentes de error.

En el capítulo IV se presentan los resultados y conclusiones de los datos obtenidos.

## CAPITULO I

## Revisión de algunos trabajos de captura electrónica.

Cuando un haz de iones positivos pasa a través de un blanco gaseoso se observa, entre otros, el proceso de la formación de los iones negativos. El proceso responsable de la formación de iones negativos ( $A^-$ ), al interactuar un ion positivo ( $A^+$ ) de energía de pocos electron-volts con el blanco  $M$ , es el fenómeno de transferencia electrónica, conocido como doble captura electrónica



La energía necesaria para el proceso anterior está dada por la energía relativa traslacional de  $A^+$  y  $M$ ,  $E_0 \left[ \frac{m_A}{m_A + m_M} \right]^{(1)}$  para  $M$  fijo, con  $m_A$  y  $m_M$  las masas de  $A$  y  $M$  respectivamente.

Si la energía traslacional del ion negativo que resulta de la interacción es  $E$ , entonces la diferencia  $E_0 - E = \Delta E$  es la energía perdida por el proyectil, y está dada por:

$$\Delta E = I^{2+}(M) - I^+(A) - EA(A) - E_M \quad (1.2)$$

con

$I^{2+}$  potencial de doble ionización del blanco  $M$  ( $M$  en su estado base).

$I^+(A)$  potencial de ionización del proyectil desde el estado de carga  $A$  al estado de carga  $A^+$ .

$EA(A)$  afinidad electrónica de  $A$ .

$E_M$  energía cinética transmitida al blanco  $M$ .

Para blancos pesados con respecto al ión  $A^+$  de energía  $E_0$ , el último término de la ecuación (1.1), se desprecia frente a los otros términos, excepto cuando el proyectil es más pesado que el blanco.

Bajo estas condiciones la pérdida de energía  $\Delta E$  del ión  $A^+$  al transformarse en  $A^-$ , se debe a los cambios en la energía interna de las partículas que colisionan.

Para  $A=H$ , tenemos que la afinidad electrónica del ión  $H^+$ , ( $I^+(H)+EH(H)$ ), debida a la ausencia de dos electrones en su capa electrónica  $1s$ , es la responsable de la captura de dos electrones, con  $I^+(H)=13.6$  eV y  $EH(H)=0.754$  eV<sup>(2)</sup>. Los primeros trabajos para medir el espectro de energía  $\Delta E$  de  $H^+ + M \rightarrow H^-$  se efectuaron por Witteborn y Ali<sup>(3)</sup> y P.Fournier et al<sup>(4)(5)</sup>. Más recientemente se han hecho mediciones de  $\Delta E$  con  $A^+=O_2, O^+, OH^+$  y  $M=Ar$ . Keough et al<sup>(6)</sup> utilizaron iones poliatómicos  $A^+$  y moléculas neutras  $M$ , además impactó iones halógenos con gases nobles.

Una cantidad muy importante es la sección transversal( $\sigma$ )\* que se interpreta como la probabilidad de que ocurra un determinado proceso en una colisión.

Massey, en su criterio adiabático<sup>(7)</sup>, propone que la sección transversal para el proceso de transferencia de carga es menor, conforme el tiempo de transición es pequeño con respecto al tiempo de colisión. Esto define un intervalo de energía con el cual la colisión se puede considerar adiabática y

$$a\Delta E/hv \gg 1 \quad (1.3)$$

con  $\Delta E$  - cambio de energía interna en la colisión.  
 $a$  - parámetro de dimensiones atómicas.  
 $v$  = velocidad relativa de las dos partículas.

\* En el capítulo III se explica el concepto de Sección transversal.

si la energía del ion incidente aumenta, la sección transversal crece hasta un máximo y entonces disminuye debido a que el tiempo de interacción es corto comparado con el tiempo de transición.

Hasted postuló que la velocidad a la cual se presenta el máximo<sup>(8)</sup> <sup>(9)</sup> ocurre si

$$v \approx a\Delta E/h \quad (1.4)$$

y demostró la validez de este postulado para un número de procesos de simple transferencia electrónica. Él estimó el valor de  $7\text{\AA}$  para la constante "a" y propuso para la región adiabática la siguiente relación

$$\sigma = Ke^{(a\Delta E/4h)} \quad (1.5)$$

con K una constante que depende del proceso (Ref.7). Allison y García Muñoz<sup>(10)</sup> hicieron una revisión de datos de las secciones transversales para los procesos de transferencia de carga. Posteriormente, Fedorenko<sup>(11)</sup>, Tawara y Russek<sup>(12)</sup> hicieron la revisión de las técnicas experimentales para  $H^+$ ,  $H^0$  y  $H^-$  sobre blancos de gases nobles, además de átomos y moléculas de tierras alcalinas para energías de colisión desde algunos electronvolts a varios megaelectronvolts.

Afrosinov et al<sup>(13)</sup>,<sup>(14)</sup>, Fogel et al<sup>(15)</sup> y Williams<sup>(16)</sup>, hicieron mediciones de las secciones transversales para intercambio de carga de  $H^+$  y  $H^0$  con átomos de gases nobles en el intervalo de energías de 5 a 50 keV, y  $H^-$  sobre los mismos blancos para energías de 13 keV a 50 keV. C.Cisneros et al<sup>(17)</sup> utilizaron como blancos, vapores de metales alcalinos. Últimamente, Morgan y Eriksen<sup>(18)</sup> realizaron mediciones de las secciones totales de captura doble por  $H^+$ , utilizando gas de Ar como blanco.

Los datos obtenidos por Fogel et al, Afrosinov et al, Williams y Mor-

gan con los datos reportados se comparan en este trabajo en la sección de resultados y conclusiones.

CAPITULO II  
Descripción del aparato.

A. Sistema de Bombeo.

Las partículas aceleradas que son enviadas a la celda de reacción, deben de conservar sus características durante su trayectoria. Para asegurar ésto, se requiere de técnicas de vacío, tales que el camino libre medio del haz, con las partículas del gas residual contenido en el acelerador, sea muy largo en comparación con la longitud del mismo. Estas técnicas también ayudan a reducir los eventos no deseables registrados en los detectores. El camino libre medio del haz en términos de la sección de dispersión,  $\sigma(\text{cm}^2)$ , de las partículas del gas residual, y la densidad de partículas,  $n$  (partículas/ $\text{cm}^3$ ), en el acelerador, es:

$$\bar{\lambda} = (\sigma n)^{-1}$$

De esta relación vemos que para que el camino libre medio sea muy grande tenemos que disminuir la densidad de partículas, ya que la sección de dispersión de las partículas del blanco es constante.

Los requerimientos anteriores en nuestro caso se satisfacen con un vacío del orden de  $10^{-8}$  torr que se obtiene por medio de cuatro bombas mecánicas, tres de difusión y una turbomolecular.

Las bombas mecánicas desalojan los gases de un sistema por medio de un rotor, cuyo eje se encuentra sumergido en aceite lubricante. Con estas bombas, que sirven de apoyo a las bombas de difusión y turbomoleculares, se obtienen vacíos del orden de  $10^{-3}$  o  $10^{-4}$  torr. (19)

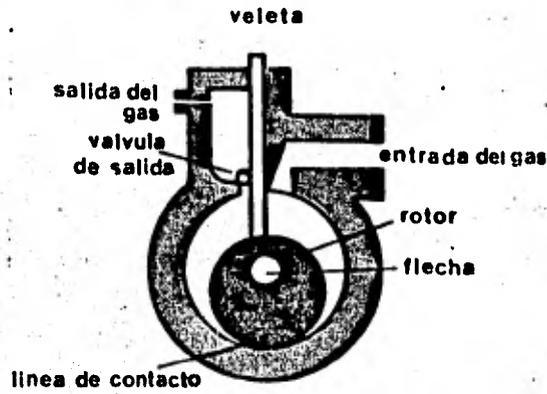
Las bombas de difusión desalojan las partículas de un sistema por

medio de flujos de vapor de aceite. El flujo de vapores se provoca, al calentar el aceite por medio de una resistencia, situada en la parte más baja de la bomba. Los vapores de aceite son recuperados al condensarse debido al enfriamiento de las paredes de la bomba mediante aire o nitrógeno líquidos.

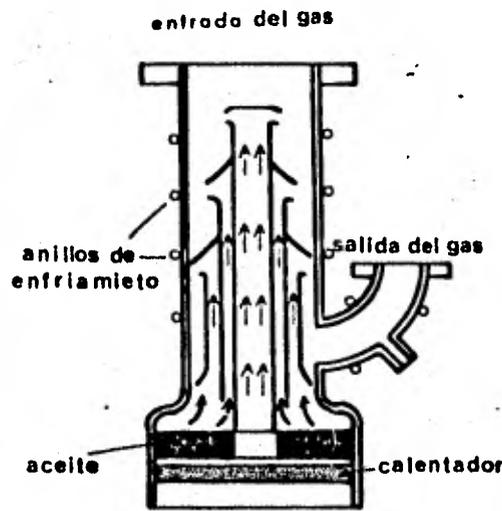
El aceite que se utiliza en las bombas difusoras es Corning 705 o Santovac que tiene una presión de  $10^{-10}$  mmHg a temperatura ambiente.

El funcionamiento de las bombas turbo-moleculares es parecido al de una turbina, la cual se enfría por medio de flujo de agua fría y en cuya cámara se encuentra un rotor el cual gira con velocidad de (36 000 rpm)<sup>(20)</sup>.

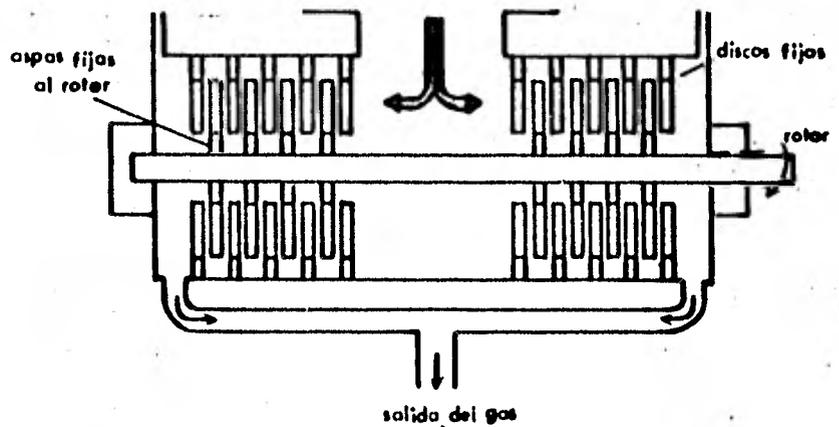
El rotor, que tiene sus extremos sobre cojines de aceite para reducir la fricción, tiene unas aspas que se mueven entre discos, los cuales son perpendiculares al rotor. Este tipo de bombas es muy conveniente en algunas partes del sistema experimental ya que no produce contaminantes. A continuación se dan los diagramas de los tres tipos de bombas antes mencionadas.



**BOMBA MECANICA**



**BOMBA DE DIFUSION**



**BOMBA TURBOMOLECULAR**

Fig. 2.1 Bombas de Vacío.

## B. Fuente de Iones.

La fuente de iones que se utiliza en el experimento es universal, tipo calutrón<sup>(21)</sup> (ver fig.2.2).

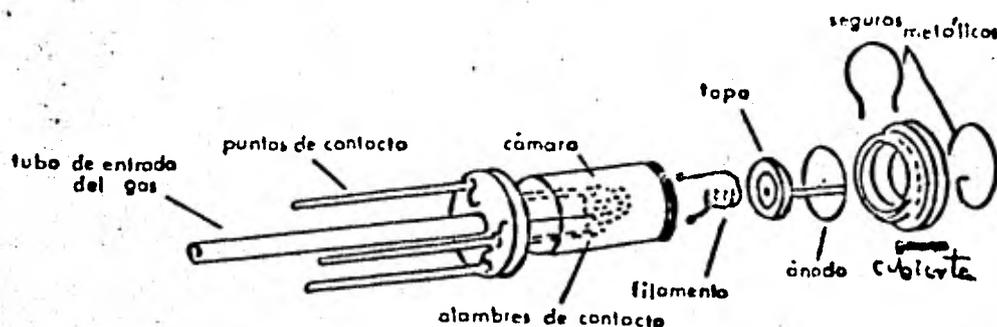


Fig. 2.2 Fuente de Iones

A continuación se da la descripción de la fuente de iones cuyo cuerpo principal está formado por la cámara de ionización. Las paredes de la cámara de ionización son de nitrito de boro, material resistente a altas temperaturas. Su capacidad volumétrica es aproximadamente de  $8.84 \text{ cm}^3$ . La base de la cámara tiene cuatro orificios, de los cuales, tres llegan al interior y uno al exterior de la misma.

En dos de los tres orificios que llegan al interior de la cámara entran unos alambres de tungsteno que conducen la corriente y sostienen al filamento. En el otro orificio que es un poco más grande, entra un tubo metálico de 3.2mm de diámetro por el cual se introduce la mezcla de gases

a la cámara de ionización.

En el cuarto orificio que da al exterior de la cámara, entra un alambre por el cual se lleva el "voltaje" de aceleración de electrones al ánodo. Este presenta un orificio central, por donde pasan los iones.

La tapa y la cubierta (ambas de nitrito de boro) con sus respectivos seguros metálicos sirven para sujetar el ánodo a la cámara de ionización. El filamento, que como ya se mencionó anteriormente se encuentra en el interior de la cámara, es de tungsteno. Su forma y posición en el interior están de tal manera diseñados, que crean y mantienen la mayor parte de iones en el interior del cilindro, que forma el mismo filamento. El filamento que se utilizó en el experimento fue de 20 milésimas de pulgada de diámetro. Se le aplicó un voltaje de 15 volts y una corriente directa (d.c.).

En la figura (2.3) se muestra el diagrama eléctrico de la fuente de iones:

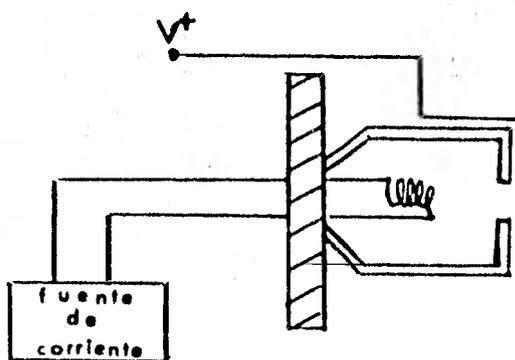


Fig.2.3. Diagrama eléctrico de la fuente

La forma como se opera es la siguiente:

- Para obtener un haz de iones los menos contaminado posible, se requiere que la fuente esté lo suficientemente desgasificada. En nuestro caso ésto se logra cuando por el filamento pasa una co-

riente de 16 amp. para una presión en la fuente menor que 5 micrones.

- En seguida se introduce a la fuente el gas que se va a ionizar, hasta obtener una presión entre 100 y 125 micrones. Al aplicar una diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo, los electrones que emite este último adquieren la energía necesaria para ionizar los átomos o moléculas del gas introducido a la fuente.
- Los electrones primarios, desprendidos por el filamento y los electrones secundarios producidos por la ionización del gas, forman el gas de electrones que al colisionar con los iones y partículas neutras constituyen un sistema cuasi-neutro llamado plasma del arco de descarga.

### C. Selección y Aceleración de los Iones $H^+$ .

#### i) Sistema de lentes.

Un haz luminoso se puede enfocar y desenfocar por medio de lentes ópticas, de igual forma un haz de partículas cargadas también se puede enfocar y desenfocar por medio de lentes electrostáticas.<sup>(22)</sup> Estas lentes pueden ser dos conductores planos paralelos mantenidos a una diferencia de potencial y que por medio de aberturas circulares curvan las líneas equipotenciales, como se muestra en la figura (2.4.).

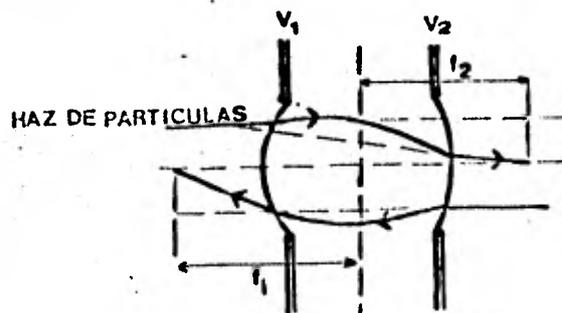


Fig.2.4. Lentes Electroestáticas.

Un arreglo de este tipo de líneas equipotenciales se logra también por medio de electrodos cilíndricos coaxiales, cuyo campo eléctrico es de simetría rotacional. La diferencia que existe entre los arreglos de planos paralelos y cilíndricos coaxiales, es en que éstos últimos son considerados lentes gruesas. En la figura (2.5) se muestra un arreglo de lentes cilíndricas para  $V_2 > V_1$ , así como la trayectoria de las partículas positivas sometidas a la acción de los campos producidos por éstas.

Una clase de lentes electrostáticas, que se utilizaron en el experimento y que tienen una importante ventaja sobre las lentes anteriores, son las lentes Einzel. Esta ventaja consiste en que el enfoque en las lentes Einzel se modifica cambiando los potenciales de los electrodos, en vez de mover las lentes.

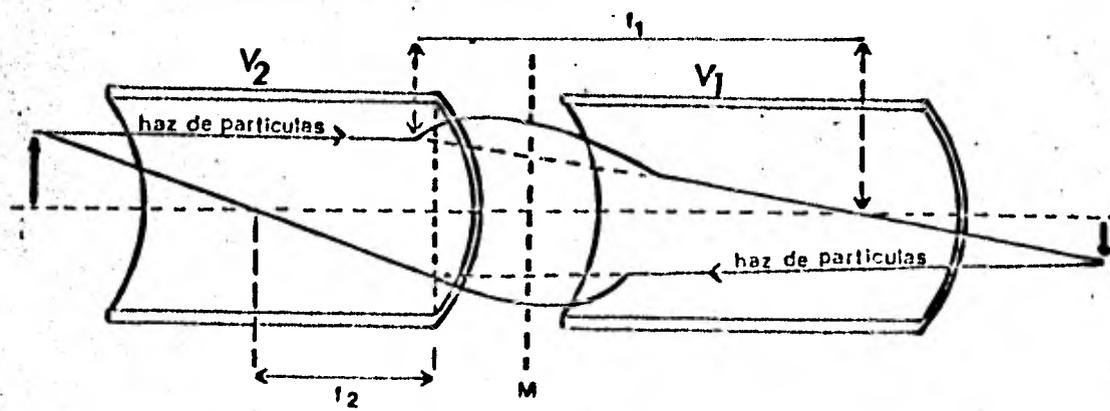


Fig.2.5. Lentes cilíndricas.

El arreglo de las lentes Einzel consiste de tres electrodos cilíndricos de igual diámetro y colineales, de tal manera que al aplicar el mismo potencial al primer y tercer electrodo, la energía incidente de las partículas será igual a la energía saliente, es decir: el índice de refracción es el mismo al principio y al final de las lentes.

El electrodo intermedio puede tener el potencial menor o mayor que el de los otros electrodos, modificando así la trayectoria de las partículas cargadas pero sin perder la propiedad de enfoque.

En el experimento se utilizó el sistema de lentes Einzel que se muestra en la figura (2.6).

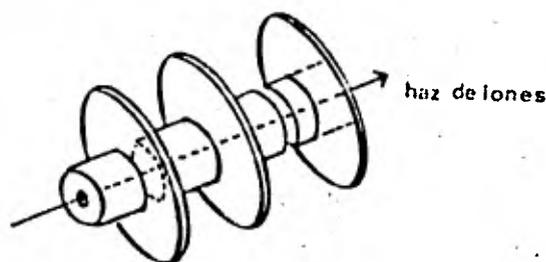


Fig.2.6. Lentes Einzel.

El primero y el último electrodo cilíndrico, se mantienen a un potencial de tierra mientras que el segundo electrodo se mantiene a un potencial positivo.

El voltaje de aceleración de los iones está dado por el voltaje que existe entre la fuente y las partes conectadas a tierra de las lentes Einzel.

En la figura 2.7 se muestra el circuito eléctrico de la fuente y las lentes Einzel.

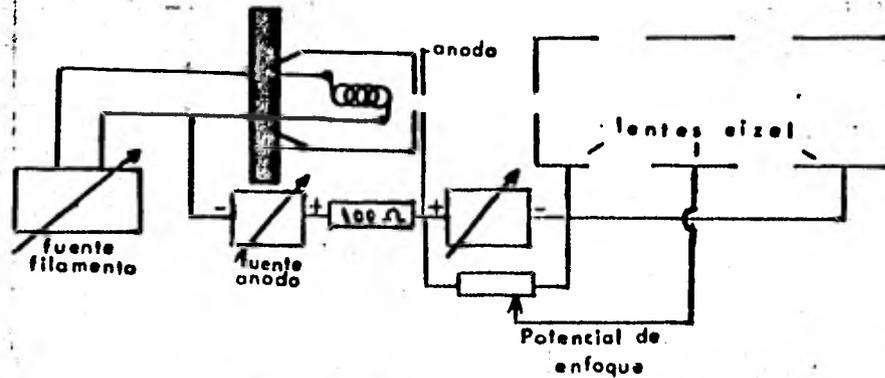


Fig. 2.7. Circuito eléctrico de la fuente y las lentes Einzel.

ii) Filtro de velocidades.

El filtro de velocidades<sup>(23)</sup> consta de un electroimán y un par de placas de deflexión electrostáticas (ver fig.2.8). Las placas deflectoras se colocan entre los polos del electroimán de tal manera que las líneas de campo eléctrico y magnético sean perpendiculares entre sí.

Los iones de carga ( $e$ ), masa ( $M_n$ ) y velocidad ( $V_n$ ) que pasan por el filtro de velocidades experimentarán una fuerza centrípeta dada por la siguiente relación:

$$M_n V_n^2 / R = e V_n B = e \epsilon \quad (2.1)$$

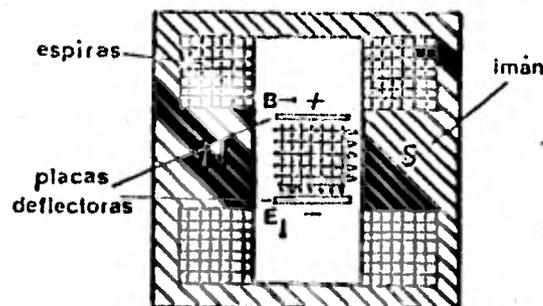


Fig.2.8. Filtro de velocidades.

Siendo  $R$  el radio de curvatura,  $B$  y  $\epsilon$  la intensidad de los campos

magnético y eléctrico, respectivamente. Para los iones con velocidad  $V_1$  y masa  $M_1$ , que pasan por el filtro de velocidades y que no son deflectados se tiene;

$$M_1 V_1^2 / R = 0 \quad (2.2)$$

obteniendo de la ec.(2.1) la siguiente relación

$$eV_1 B = eE \quad (2.3)$$

La velocidad de los iones acelerados a través de una diferencia de potencial  $V$  está dada por:

$$V_1 = \sqrt{2eV/M_1} \quad (2.4)$$

Substituyendo la ec.(2.4) en (2.3) obtenemos:

$$M_1 = 2eV(B/\epsilon)^2 \quad (2.5)$$

Por otro lado, sabemos que el campo magnético es proporcional a la corriente  $(I)$ , que pasa por unas espiras:

$$B = \alpha I \quad (2.6)$$

Siendo  $\alpha$  la constante de proporcionalidad que depende de las dimensiones y el número de las espiras, así como de la constante

$$\mu_0 / 4\pi$$

Substituyendo la ec.(2.6) en la ec.(2.5) se encuentra:

$$M_1 = (2eV\alpha^2/\epsilon^2) I_1^2 \quad (2.7)$$

Para otra masa  $M_n$  con la misma energía, el mismo campo eléctrico y que no sea deflectada se tiene

$$M_n = (2eV\alpha^2/\epsilon^2)I_n^2 \quad (2.8)$$

De las ec.(2.7) y (2.8) se obtiene

$$I_n = I_1 \sqrt{M_n/M_1} \quad (2.9)$$

Para isótopos cuya masa  $M_n$  son múltiplos de una masa básica  $M_1$ , se tiene

la siguiente relación:

$$M_n = nM_1 \quad (2.10)$$

$n=1,2,3.$

De las ecuaciones (2.9) y (2.10) se concluye:

$$I_n = \sqrt{n} I_1 \quad (2.11)$$

De esta relación, podemos predecir la corriente en las espiras, que corresponde a la masa  $M_n$  una vez obtenida la corriente asociada a la masa  $M_1$ .

Para uniformizar el campo eléctrico en el filtro de velocidades, se coloca entre la placas deflectoras un conjunto de placas de acero inoxidable, conectadas individualmente a un potenciómetro. Las placas se colocan paralelamente a las superficies de los polos magnéticos como se muestra en la figura (2.9.)

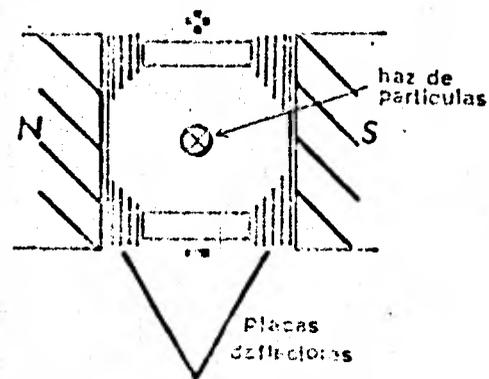


Fig.2.9. Placas deflectoras para uniformizar el campo dentro del filtro de velocidades.

Las partículas que componen el haz de iones, se recogen en una placa de cobre, colocada a la salida del filtro de Wien, la cual está conectada a un picoamperímetro, que mide la intensidad de corriente del haz.

#### D. Celda de Reacción.

La celda de reacción para gases, es un tubo cilíndrico de acero inoxidable, cuyas dimensiones interiores son de 2.54 cm de diámetro y 2.54cm de longitud.

La celda de reacción tiene dos colimadores, con bordes de navaja, uno a la entrada y otro a la salida con diámetros de 1mm y 4mm, respectivamente. Esta celda está soportada por un tubo de acero inoxidable de 3mm. de diámetro interior, que a la vez conduce el gas al interior de la celda.

La celda de reacción está situada en el centro de una cámara que consta de tres partes, una parte fija a la celda y las otras dos móviles. Las dos partes móviles, que rotan con respecto al centro de giro situado en la celda de reacción, permiten efectuar las medidas de las distribuciones angulares de los productos de reacción.

En la figura (2.10) se muestra el dibujo de la celda de reacción. El valor de la presión en la celda de reacción se obtiene con un barómetro capacitivo<sup>(24)</sup>, que mide la presión a través de la capacitancia que hay entre una placa conductora y un diafragma, que se acerca o se separa de acuerdo a la presión ejercida sobre éste.

Una cantidad muy importante, relacionada con el número de partículas en el blanco y la longitud efectiva del mismo, es el "espesor" del blanco.

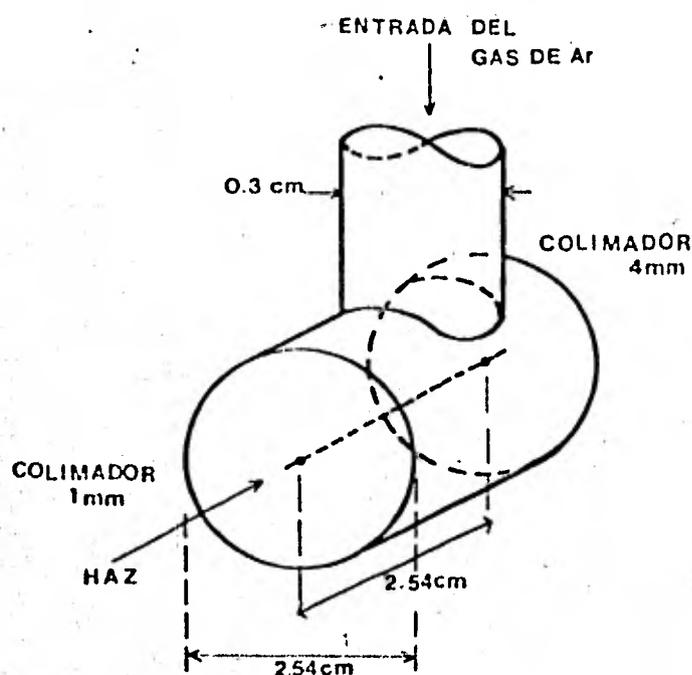


Fig.2.10 Celda de reacción.

Un gas a bajas presiones se puede considerar como un gas ideal que cumple con la siguiente relación:

$$PV = NKT \quad (2.12)$$

con  $P$  presión en la celda, en  $N/m^2$ ,  $V$  volumen del blanco en  $cm^3$ ,  $N$  número de partículas en el blanco,  $K$  constante de Boltzman en  $joules/^\circ K$  y  $T$  la temperatura en la celda en  $^\circ K$ .

De la relación anterior tenemos:

$$\frac{P}{KT} = \frac{N}{V} \quad (2.13)$$

si multiplicamos por la longitud efectiva  $\ell$ (cm) del blanco, y teniendo en cuenta que la densidad de partículas es

$$\delta = \frac{N}{V} \quad (2.14)$$

se tiene que el "espesor" del blanco es:

$$\pi = \frac{P\ell}{KT} \quad (2.15)$$

con  $\{\pi\}$  =partículas/cm<sup>2</sup>.

Pasando al sistema de unidades c,g,s para  $\ell=2.54\text{cm}$  y  $P(\text{mmHg})$  tenemos:

$$\pi = (8.17 \times 10^{16} \text{ partículas/cm}^2 \text{ mmHg}) P \quad (2.16)$$

Para una presión de  $P=4 \times 10^{-4}$  mm de Hg, el valor del "espesor" del blanco es:

$$\pi = 3.27 \times 10^{13} / \text{cm}^2 \quad (2.17)$$

El valor de la presión ( $4 \times 10^{-4}$  mmHg) corresponde a un valor comprendido en el intervalo de presiones, en el cual las partículas incidentes interaccionan una sola vez (en promedio) con las partículas del blanco.

A éste intervalo de presiones se le llama régimen de "colisión simple", y está determinado por la región donde el comportamiento de la presión con el número de partículas dispersadas es lineal.

### E. Sistema de Detección.

#### i) Medida de la corriente.

La cantidad de partículas que inciden en el blanco es muy importante ya que se utiliza para saber qué fracción de partículas se obtienen de los distintos procesos que ocurren en la celda de reacción.

La medición de la corriente se hace por medio de una caja de Faraday, (25) la cual consta de cinco partes de cobre . (Ver figura 2.11).

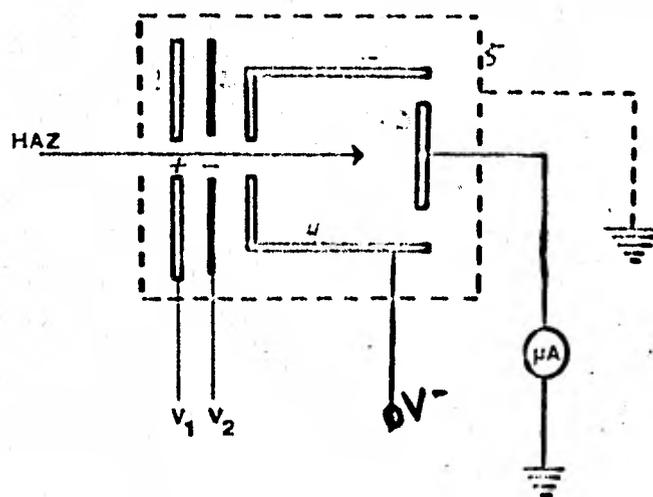


Fig.2.11.Caja de Faraday.

1) Primera placa anular, se mantiene a un potencial positivo  $V_1$ , para repeler los iones de gas residual.

2) Segunda placa anular, se mantiene a un potencial negativo  $V_2$ , con el fin de no dejar escapar los electrones secundarios producidos dentro de la caja.

3) Placa colectora. A esta placa, conectada a un electrómetro como se mostró en la figura 2.11. En el electrómetro se mide la corriente incidente de iones positivos.

4) Electrodo cilíndrico. Se conecta a un potencial negativo, para regresar a la placa colectora los electrones que salen de la misma.

5) Caja protectora, se conecta a tierra, para cubrir las cuatro partes mencionadas, de partículas cargadas existentes en el gas residual.

Para poder saber el número de partículas incidentes en un determinado tiempo, se utilizó la relación:

$$N_i = t \frac{I_o}{e} \quad (2.18)$$

siendo ( $I_o$ ) la corriente incidente medida en la caja de Faraday, ( $e$ ) carga del electrón en valor absoluto y ( $t$ ) el tiempo de conteo.

Si la intensidad de partículas incidentes ( $I_i$ ) es:

$$I_i = N_i / t \quad (2.19)$$

entonces se tiene que:

$$I_i = \frac{I_o}{e} \quad (2.20)$$

ii) Analizador parabólico y multiplicador de electrones.

Analizador parabólico: los productos, que salen a cierto ángulo después de la colisión pueden tener distinta carga y energía. Para separar estos productos de acuerdo con su energía y estado de carga, se utiliza un analizador parabólico a  $45^\circ$ . (26)

El analizador parabólico consiste de dos placas conductoras entre las

las cuales se establece un potencial. Dependiendo de éste, de las energías y estados de carga de las partículas, éstas serán dirigidas a un detector situado al lado opuesto, dejando pasar a los neutros a un detector colocado en dirección de eje.

El analizador parabólico está construido de tal forma, que la dirección de  $45^\circ$  de entrada y salida (respecto a las placas deflectoras) de los iones, la separación entre las placas y el voltaje aplicado a éstas, están en función del voltaje de aceleración de las partículas. (Ver figura 2.12).

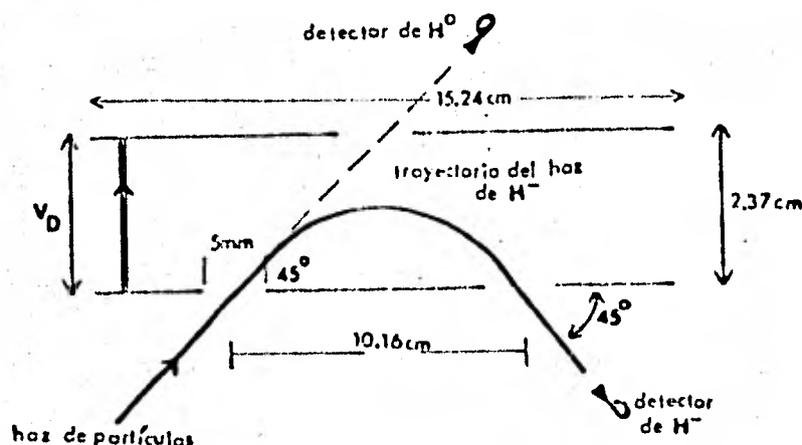


Fig.2.12. Analizador parabólico.

La relación del voltaje de aceleración de las partículas  $V_0$ , y el voltaje aplicado a las placas,  $V_D$ , es la siguiente

$$V_D = 0.6V_0 \quad (2.21)$$

Para uniformizar el campo eléctrico, entre las placas conductoras se les intercalan dos placas del mismo material, a las cuales se les aplica un voltaje a través de unas resistencias de  $(10M\Omega)$ . (Ver figura 2.13).

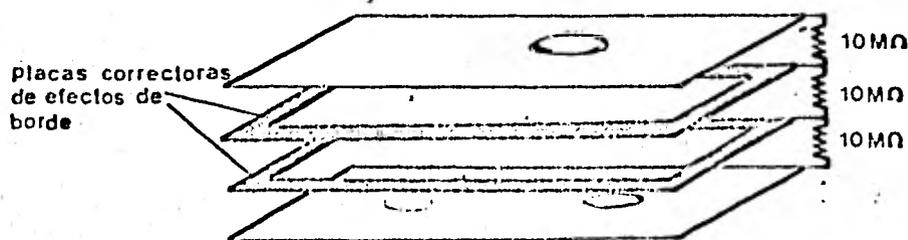


Fig.2.13. Placas divisoras de voltaje.

### Multiplicador de Electrones.

El multiplicador de electrones consiste de un tubo curvo de vidrio, con una superficie interna de un alto coeficiente de emisión secundaria.

El funcionamiento del multiplicador de electrones<sup>(27)</sup> es el siguiente:

- Las partículas (electrones, iones, partículas neutras, etc.) o radiación (ultravioleta, rayos X, etc.) que entran y chocan en la superficie interna del tubo, generan electrones secundarios. Estos al ser acelerados a lo largo del tubo, chocan nuevamente generando más electrones secundarios, y así se forma una avalancha de un gran número de electrones. Estos salen al final del tubo, que está a un potencial positivo respecto de la entrada del mismo, como un pulso que pueden contener más de  $10^8$  electrones. La amplitud del pulso depende de los valores de la resistencia y capacitancia en el ánodo del circuito asociado a el multiplicador.

En la figura (2.14) se esquematiza el funcionamiento del multiplicador de electrones.

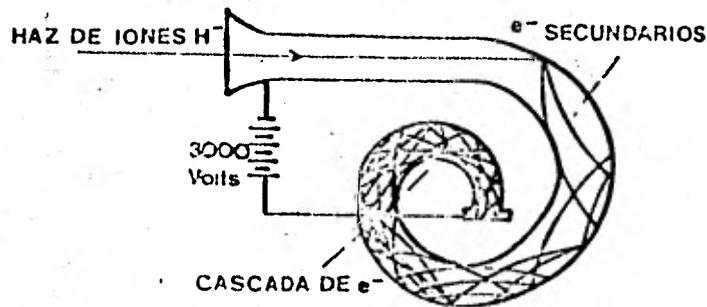


Fig.2.14. Multiplicador de electrones.

El circuito del multiplicador de electrones utilizado en el experimento se da en la figura (2.15).

- Voltaje de operación  $V_o$  de 3 kV .
- Voltaje de repulsión de electrones,  $V_R$  de -15 volts.
- Resistencia de carga  $R_c$  de  $1M\Omega$ .
- Condensador C, de (110 pF).

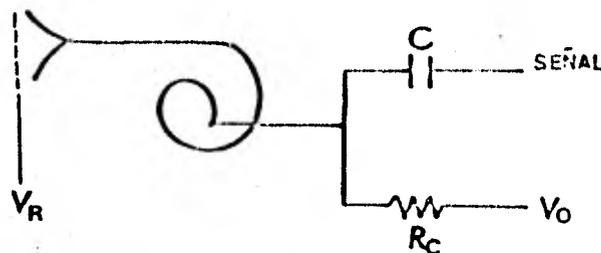


Fig. 2.15. Diagrama eléctrico del multiplicador de electrones.

Un factor muy importante, propio del multiplicador de electrones, que se debe de tomar en cuenta en el conteo de los mismos, es la eficiencia<sup>(28)</sup> del multiplicador de electrones que se define como la razón de la corriente, como función del monto de las partículas contadas por el detector, a la corriente medida por una caja de Faraday.

La eficiencia en términos de la cantidad de partículas que se observa en el contador  $N(\theta)$  y la cantidad de partículas que realmente llegan al detector  $N'(\theta)$ , está dada por la siguiente relación

$$\zeta = \frac{N'(\theta)}{N(\theta)} \quad (2.22)$$

El multiplicador de electrones utilizado en el experimento es B312A1/01 cuya gráfica de la eficiencia contra energía está dada en la figura (2.16).

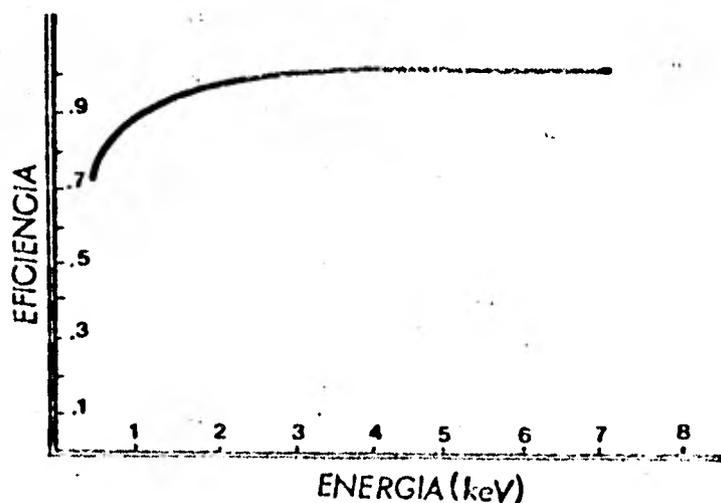


Fig. 2.16. Curva de eficiencia del multiplicador de electrones.

## CAPITULO III

## Descripción del Experimento.

El experimento se realizó en el acelerador de partículas cargadas en el intervalo de 0.5 - 5 keV del grupo de colisiones atómicas y moleculares del IFUNAM. En la fig. (3.1) se muestra el esquema del acelerador.

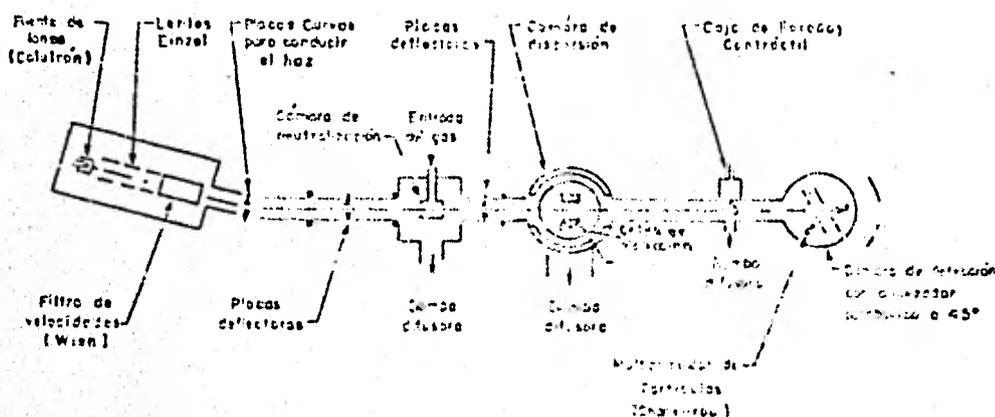
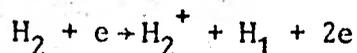
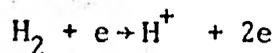


Fig.3.1. Esquema del acelerador de iones para energías de 0.5 a 5 keV del IFUNAM.

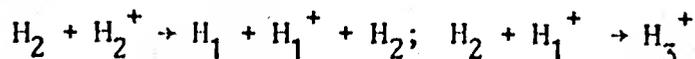
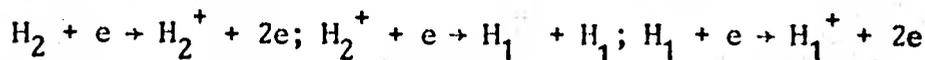
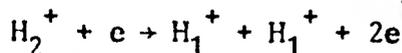
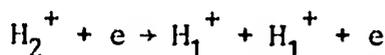
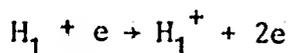
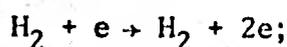
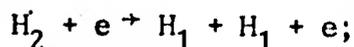
Una vez obtenido el vacío de  $10^{-8}$  en toda la línea del acelerador, se introduce el gas a la fuente, aproximadamente 25% de Argón (Ar) y 75% de Hidrógeno molecular ( $H_2$ ) a una presión total de 120 micrones.

La ionización del gas se ha obtenido aplicando al filamento una corriente de  $\sim 15$  amp y un voltaje de  $\sim 50$  volts; con estos valores, la corriente de descarga en el ánodo es aproximadamente de 0.1 amp.

Los iones de hidrógeno producidos en la fuente, debido a la descarga del gas de electrones están dados por las siguientes reacciones:<sup>(29)</sup> para colisión simple tenemos,



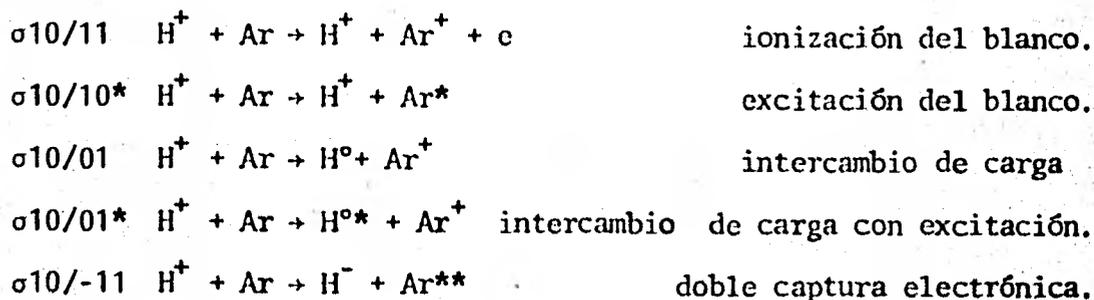
y para colisión múltiple,



Del plasma, formado por los átomos de argón ionizados y los productos de las reacciones anteriores, los iones  $H^+$ ,  $H_2^+$  y  $H_3^+$  son extraídos y acelerados a las energías de 1,2,3 y 4 keV. Estos al pasar por las lentes Einzel son enfocados y separados de acuerdo con su masa, por el filtro de velocidades. Para eliminar del haz a los fotones que son emitidos por la fuente y contados por los detectores, los iones se desvían  $10^\circ$  de su trayectoria original. Estos después de ser desviados siguen la dirección del eje del acelerador, pasando por un sistema de colimadores dispuestos a lo largo de su trayectoria y por la celda de neutralización, que sólo se usa cuando se desee trabajar con componentes neutros. Estos iones al llegar a la celda de reacción, colisionarán con los átomos del gas de argón que se encuentra a una presión de  $4 \times 10^{-4}$  mmHg, que es la presión adecuada para que las interacciones se realicen en la región de colisión simple.

Antes de introducir el gas de argón a la celda de reacción, se mide la corriente de partículas incidentes por medio de la caja de Faraday, que se encuentra después de la celda de reacción.

Los procesos principales que ocurren al colisionar  $H^+$  con el blanco en la celda de reacción, son<sup>(30)</sup> :



Como las reacciones anteriores ocurren a parámetros de impacto relativamente grandes, la dirección y la velocidad de las partículas incidentes quedan, para propósitos prácticos, inalteradas después del choque y como consecuencia los productos se dispersarán a menos de  $5^\circ$ , disminuyendo uniformemente al alejarse del eje del acelerador.

Al llegar a la cámara de detección los productos dispersados son separados y conducidos a los contadores de acuerdo con su estado de carga por el analizador parabólico.

De esta forma los eventos medidos en los detectores, se utilizaron para el cálculo de las secciones diferenciales y totales de dispersión.

### A. Concepto de Sección Transversal.

Para obtener información de los procesos que ocurren durante la colisión, se hace uso de una medida muy importante del proceso de dispersión, la sección transversal  $\sigma$ .

La sección transversal para una sola partícula dispersora se define como: (19)

$$\sigma = \frac{\text{flujo dispersado}}{\text{flujo incidente por unidad de área.}} \quad (3.1)$$

cuyas unidades son  $(\text{cm}^2)$ .

Para una gran cantidad de partículas dispersoras cuya densidad es  $n$  (partículas /  $\text{cm}^3$ ) se tiene que,  $n dx$  es el número de partículas en el blanco por unidad de área para una longitud  $dx$  del material dispersor.

La probabilidad  $dP = I/I_i$  de una interacción en la longitud  $dx$  es

$$dP = \frac{\sigma I_i / A}{I_i} (A n dx) = \sigma n dx \quad (3.2)$$

donde  $A$  es el área de las partículas dispersoras a la cual llega el haz incidente  $I_i$ . De la relación anterior vemos que la sección eficaz  $\sigma$  se puede interpretar en nuestro caso, como la probabilidad de que se presente un cambio en la carga de un átomo o de ión debido a la proximidad de otro.

Si  $dx$  es la longitud del blanco " $\ell$ ", entonces  $n\ell$  es el "espesor" del blanco ( $\pi$ ). Con esta consideración de la ecuación (3.2) se obtiene:

$$\sigma = \frac{I}{\pi I_i} \quad (3.3)$$

si llamamos a  $F = I/I_i$  la fracción de partículas que pasan del estado de carga  $+1$  al  $-1$  durante la interacción tenemos de la ecuación (3.3)

$$\sigma = \frac{F}{\pi} \quad (3.4)$$

A la sección de dispersión que se mide utilizando la relación anterior se le llama sección de dispersión total.

Si un haz de partículas idénticas con energía constante incide sobre un centro dispersor, las partículas del haz tienen diferentes parámetros de impacto y por tanto son dispersados a distintos ángulos. Para obtener información de los procesos que ocurren durante la colisión, se hizo uso de la sección diferencial de dispersión. Estas se definen como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{I(\theta)}{\pi I_i} \quad (3.5)$$

con

$I(\theta)$  - número de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$  por unidad de tiempo (partículas/seg).

$I_i$  - número de partículas incidentes por unidad de tiempo (partículas/seg).

$\pi$  - "espesor" del blanco (partículas/cm<sup>2</sup>).

$d\Omega$  - ángulo sólido. (Esterads).

La sección de dispersión total se puede obtener de la ecuación (3.5) a partir de la siguiente integral

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

poniendo  $d\Omega$  en términos de  $\theta$  obtenemos

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\theta \max} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (3.6)$$

si la expresión para la función  $d/d\Omega$  no se conoce, entonces la sección total de dispersión se calcula por la siguiente integral numérica

$$\sigma = 2\pi \frac{h}{2} \left[ f(0) + 2 \sum_{i=1}^{j-1} f(i) + f(j) \right] \quad (3.7)$$

con

$$f(i) = \frac{d\sigma_i}{d\Omega} \sin \theta$$

$$h = d\theta$$

## B. Cantidades directamente medibles y cálculos de las secciones diferenciales.

La sección diferencial está dada en función de los siguientes parámetros directamente medibles en el experimento:

- i) La corriente del haz incidente ( $I_0$ ) que se mide en la caja de Faraday, se asocia a la cantidad de partículas incidentes por unidad de tiempo ( $I_i$ ), ecuación (2.20).
- ii) La presión que está implícita en el "espesor del blanco" ( $\pi$ ) en la ecuación (2.16).
- iii) El número de partículas dispersadas a un ángulo ( $N(\theta)$ ) que se cuentan en los escaladores, se relaciona con la intensidad del haz dispersado ( $I(\theta)$ ) por medio de la siguiente expresión

$$I(\theta) = N(\theta)/t \quad (3.8)$$

- iv) El valor del ángulo sólido se calculó de la siguiente relación

$$d\Omega = \{r^2/d^2\} 3.1416 \quad (3.9)$$

Donde "d" es la distancia del centro de la cámara de reacción al colimador colocado a la entrada del analizador parabólico, y "r" el radio del orificio del colimador, para valores de "d" y "r" de, 20 in y 0.01 in respectivamente.

$$d\Omega = 7.85 \times 10^{-7} \text{ sterads}$$

De las relaciones (2.17), (2.20), (3.1), (3.5) y  $e=1.6 \times 10^{-19}$  coulombs y  $t=10$  seg se obtuvo

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6.23 \times 10^{-28} \frac{N(\theta)}{I_0} \quad (3.10)$$

De la relación anterior se calculan las secciones eficaces diferenciales para una corriente incidente  $I_0$  y para el número de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$  por unidad de tiempo. Debido a que no se conoce la forma de la expresión de la sección eficaz diferencial en función del ángulo de dispersión, el cálculo de la sección total se hace por medio de una integral numérica.

### C. Errores.

Al poner la sección diferencial de dispersión en términos de las cantidades que podemos medir directamente en el experimento y con las ecuaciones (3.5), (3.7), (3.8), (2.15) y (2.20) se tiene que:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = eK \frac{N(\theta)T}{I tP} \frac{1}{d\Omega} \quad (3.11)$$

Las incertidumbres asociadas a las magnitudes contenidas en la ecuación (3.10) se deben a:

- i) La longitud efectiva del blanco.

Debido a que por los orificios de la celda de reacción hay un flujo de gas de Ar, de ésta al exterior de la misma, las longitudes efectiva y geométrica no coinciden.

La construcción de la celda de reacción es de tal forma que el error en la longitud efectiva del blanco no excede de  $\pm 4\%$ .<sup>(25)</sup>

- ii) La medición de la corriente.

Como la corriente de partículas incidentes se mide después de la

cámara de reacción, hay una diferencia en la cantidad de partículas antes y después de la misma. Esto se debe a la pérdida de partículas incidentes por colisiones en el blanco. La diferencia entre las dos corrientes es menor que 10%, y se obtuvo al medir la corriente del haz con gas y sin gas en la celda de reacción.

iii) La variación de la corriente durante el tiempo de conteo.

Debido a la inestabilidad del haz hay variación en la corriente de partículas incidentes. Las distribuciones angulares se aceptaron cuando esta variación en la corriente fue menor del 10% respecto a la magnitud medida inicialmente. El error asignado al electrómetro, al leer la magnitud de la corriente es de 1% de la escala completa. Este error es muy pequeño comparado con el error del 10% de la variación de la corriente y por tanto es despreciable.

iv) El error relativo inherente al número de partículas registrado en los contadores se obtuvo mediante la siguiente relación  $\Delta N = (N)^{-1/2}$

v) A la temperatura y la presión en la celda de reacción.

El error relativo asociado a la temperatura es de 2.3% y se debe a los cambios atmosféricos en el medio ambiente del laboratorio.

El error relativo en la presión es del 8% y se obtiene de la calibración del barómetro capacitivo con un manómetro McCloud<sup>(31)</sup>.

vi) El error relativo en el ángulo sólido.

Este error se calculó de la precisión del tornillo micrométrico con el cual se hicieron las mediciones de la distancia del centro de la celda al colimador y del orificio del mismo. El error relativo calculado es del 0.1%.

vii) El error relativo al tiempo inherente al reloj del contador.

Este error es del 1% .

viii) Una fuente de error, muy pequeña, y despreciable que afecta al ángulo de dispersión es la resolución angular. Este error se debe a que el centro dispersor se considera como puntual, lo cual no es cierto, debido a las dimensiones del gas contenido en la celda de reacción, a las dimensiones de los colimadores que están a la entrada y a la salida de la misma, y a las dimensiones del colimador colocado a la entrada del analizador parabólico. La resolución angular del aparato es de  $0.1^\circ$ . (Ref.25).

El error relativo asignado a la sección diferencial, debido a las incertidumbres asociadas a los parámetros de la ecuación (3.10), y el error relativo estadístico (que se obtiene a partir de una distribución Poisson) de las mismas secciones diferenciales, se trataron de la siguiente forma.<sup>(32)</sup>

De la ecuación (3.10) se define

$$f = \frac{1}{eK} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.12)$$

Por tanto,

$$f = NT / (I \cdot t \cdot P \cdot d\Omega) \quad (3.13)$$

El error relativo para la función  $f$  se obtiene de la siguiente relación

$$\frac{df}{f} = \left(\frac{dN}{N}\right) + \left(\frac{dI}{I}\right) + \left(\frac{dt}{t}\right) + \left(\frac{dP}{P}\right) + \left(\frac{d\Omega}{\Omega}\right) \quad (3.14)$$

Las cantidades encerradas en los paréntesis de la relación anterior, son los errores relativos asignados a los parámetros de la ecuación (3.13).

Al substituir los porcentajes, dados en los incisos anteriores, en la ecuación (3.14) se obtiene

$$\frac{df}{f} = 1/\sqrt{N} + 25.4\% \quad (3.15)$$

Al comparar los dos términos del lado derecho de la ecuación (3.15) vemos que el segundo término del lado derecho que es el error sistemático, predomina sobre el error estadístico para  $N > 16$ , y por lo tanto, se escoge el error sistemático de 25.4% como la incertidumbre en las secciones diferenciales.

Al introducir la incertidumbre relativa del 25.4% de la sección diferencial en la ecuación (3.7), el error relativo en la sección total es de 25.4%.

## Resultados y Conclusiones.

La distribución de las secciones diferenciales contra la posición, se dan en la gráfica (3.1). Debido a la simetría de la curva respecto al eje vertical, en ésta gráfica se dan las secciones diferenciales desde el ángulo cero al ángulo  $4.8^\circ$ .

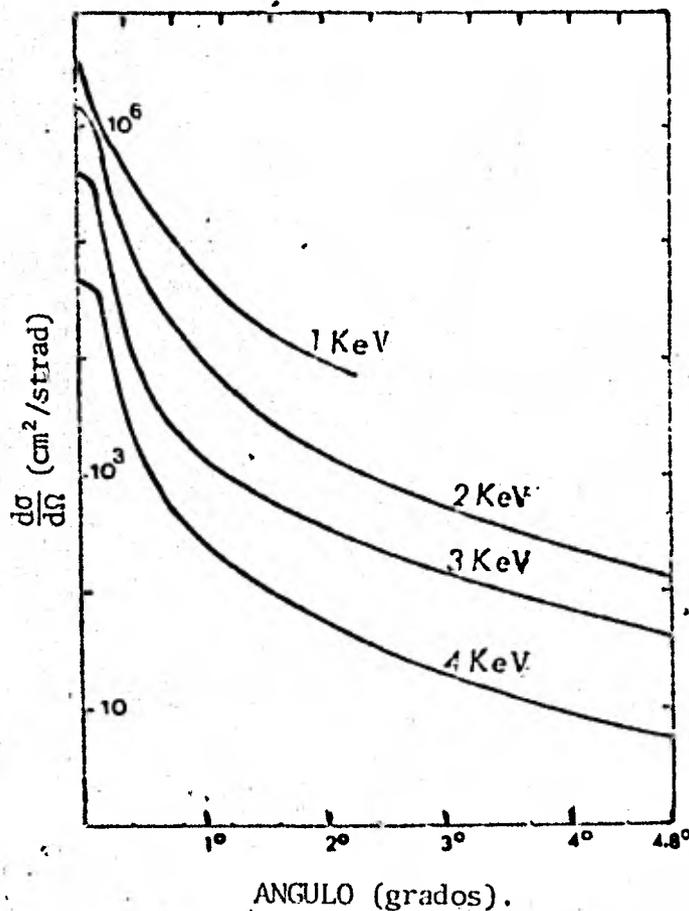


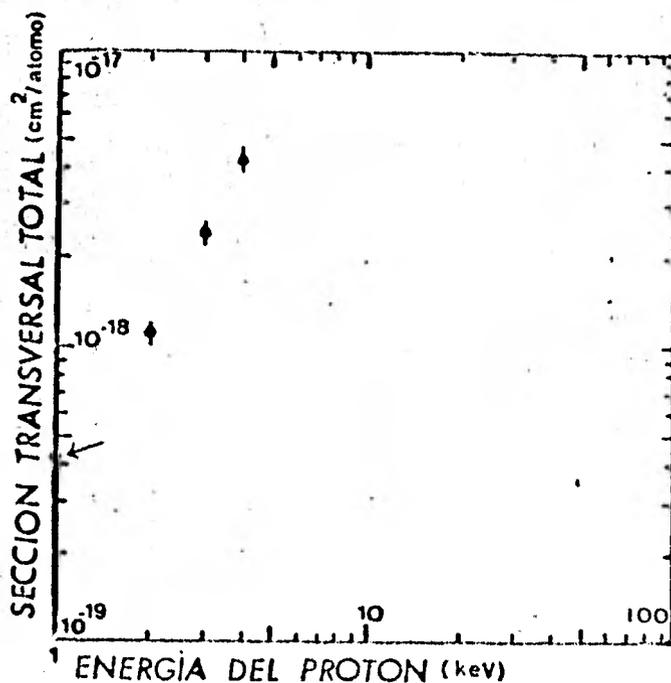
Fig.3.1. Distribuciones angulares  $d\sigma/d\Omega$  Vs  $\theta$ .

Las curvas de distribución de la gráfica (3.1), muestran un máximo en la posición cero, esto indica que la máxima producción de iones negativos se presentan a un ángulo cero de dispersión para las energías comprendidas en el intervalo de 1 a 4 keV.

Los valores obtenidos de las secciones transversales totales para el proceso de captura doble  $\sigma_{1-1}$  se presentan en la siguiente tabla:

<u>E(keV)</u>	<u><math>\sigma(\text{cm}^2 / \text{atomo})</math></u>
1	$3.2 \times 10^{-19}$
2	$9.6 \times 10^{-19}$
3	$2.5 \times 10^{-18}$
4	$3.94 \times 10^{-18}$

Los datos de las secciones totales, para los procesos de doble captura electrónica por protones en el blanco de argón dentro del intervalo de 1 a 4 keV se presentan en la gráfica (3.2).



Gráfica 3.2

Al comparar los datos ya existentes Ref. (13) (15) (16) (18) con los datos de la gráfica anterior, se observa que éstos tienen la misma forma en el intervalo de energías de 1 a 100 Kev gráfica (3.3).

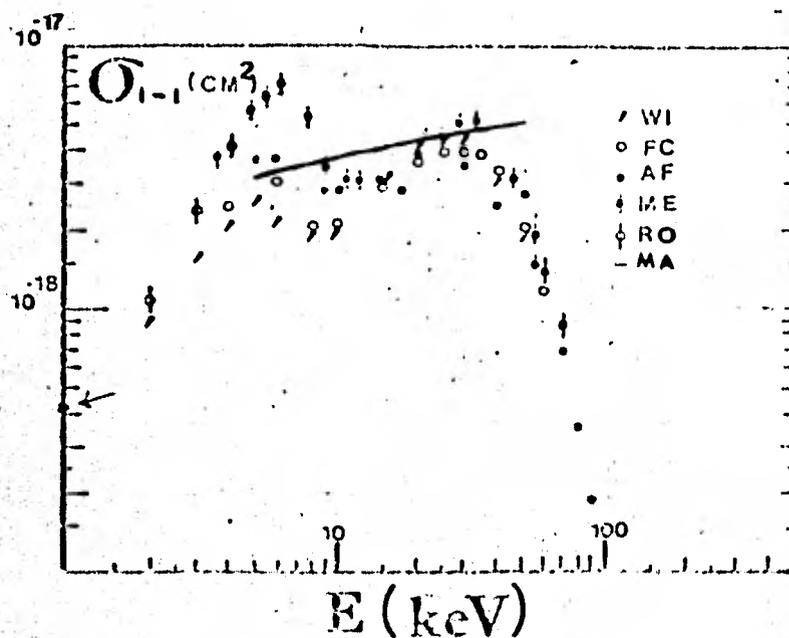


Fig.3.3. Datos obtenidos de  $\sigma_{1-1}$  Vs. E

WI - Williams.

FC - Firsov.

AF - Afrosimov.

ME - Morgan y Eriksen.

RO - Resultados obtenidos en el IFUNAM.

MA - Curva de Massey.

Los valores obtenidos de las secciones totales son menores, que al usar vapores de metales alcalinos como blancos.<sup>(17)</sup> No obstante, en algunos casos es preferible contar con baja producción de iones negativos que con blancos altamente contaminados como son los metales alcalinos.

Del criterio de Massey se puede decir que la sección total de captura electrónica se favorece cuando (ec.1.4)

$$v = \alpha \Delta E / h$$

Este proceso de captura electrónica ocurre en una sola acción del ión incidente  $H^+$  con el blanco de Ar. (ec.3.1)

si  $\Delta E = I^{2+} - (I^+ + EH(H))$

con  $I^{2+} = 27.76 \text{ ev.}$

$$I^+ = 36.6 \text{ ev.}$$

$$EH(H) = 0.75 \text{ ev}$$

$$a = 7 \times 10^{-17} \text{ m}$$

Sustituyendo estos valores en la relación (3.1) se tiene (ec.3.2)

$$\Delta E = 13.41 \text{ ev}$$

De (1.4) y (3.2) se obtiene:

$$v = 2.27 \times 10^6 \text{ m /seg.}$$

que es la velocidad correspondiente a la energía cinética de

$$E = 26.9 \text{ keV}$$

del ión incidente  $H^+$ .

La aplicación del criterio de Massey lleva a esperar un máximo en la cercanía de 26.9 keV hecho que se confirma en uno de los dos máximos que presenta la curva experimental. Si se elige a  $K=5.6 \times 10^{-17} \text{ (cm}^2\text{)}$  y se

sustituye en la ecuación (1.5) y se obtiene para la' sección total, la curva mostrada en la gráfica (3.2.)

Al comparar los datos experimentales de Morgan y Eriksen con los datos predichos por Massey, en la gráfica (3.3), vemos que ambas curvas coinciden dentro del error experimental en el intervalo de  $\sim 15$  a  $\sim 27$  KeV obteniéndose el máximo para  $\sim 27$  KeV.

En el otro máximo presente a energías menores de 15 KeV, la curva dada por la relación (1.5) se aleja de los datos experimentales. Para poder explicar el comportamiento de la sección total con respecto a la energía en la región antes mencionada, sería de desear contar con las curvas de potencial de la interacción del ion  $H^+$  con el blanco de Ar. Cuando éstas curvas sean calculadas se podrá dar una explicación de tal comportamiento.

La forma de la curva de la sección total para energías mayores que 27 KeV se explica teóricamente por la aproximación de Born.<sup>(33)</sup>

## BIBLIOGRAFIA.

1. R.G.Cooks., Collision Spectroscopy, New York and London, 1978, Ed. Plenum Press, p.252-254.
2. C.L.Pekeris, Phys.Rev.126,1470 (1962).
3. F.C.Witteborn and D.E.Ali, Bull. Am. Phys. Soc.16,208 (1971) and private comunication.
4. P. Fournier, J.Appell, F.C.Fehsengeld, and J.Durup, J.Phys. B. At.Mol.Phys.5,L58. 1810 (1972).
5. F.C.Fehsenfeld, J.Appell, P.Fournier, and J.Durup, J.Phys. B: At.Mol.Phys.6,L268(1973).
6. T.Keough,J.H.Beynon, and R.G.Cooks, J.Am.Chem.Soc.95,1965 (1973).
7. E.W.McDaniel,Collision Phenomena in Ionized Gases, New York, London, Sydney, 1964, By John Wiley and Sons, Inc.p.240-242.
8. J.B.Hasted Phys. of Atomic Collisions, Butterwoth, London. 1972.
9. J.B.Hasted, Proc.R.Soc.A205,421(1951); A212,235(1952).
10. J.K.Allison and M.García Muñoz, in Atomic and Molecular Processes. (D.R.Bates,ed.).
11. N.V.Fedorenko, Sov.Phys.Tech.Phys.15,1947 (1971).
12. H.Tawara and A.Russek. Rev.Mod.Phys.45, 178 (1973).
13. V.V.Afrosimov R.N. Ll'in, and E.S.Solovev, 1960, Soviet Phys.
14. V.V.Afrosimov , Zh, Eksper. Teo Fiz SSSR 62, 2049 (1972).
15. Fogel, Ya M., R.V.Mitin, V.F.Kozlov and N.D.Romashko,1959, Soviet Phys.JETP 8,390.
16. Williams,J.F.,1966,Phys.Rev.150,7.
17. C.Cisneros et al., Phys.Rev.A14,76 (1976).
18. T.J.Morgan and F.J.Eriksen. Phys.Rev.A19 1448(1979).
19. Mellisinos Experiments in Modern Physics.Academic Press (1966).

20. Roth A. Vacuum Technology. 2a. edición (1978).
21. Manuales Colutrón. Research Corporation.
22. E. Pérez Z. Tesis profesional. "Un estudio de fuentes de iones para gases y sólidos". UNAM. 1975.
23. Wahlin. L. Nucl. Inst. and Methos. 27, 55 (1969).
24. Manual MKS baratron Electrónica Pressure Meter.
25. I. Alvarez, A. Morales. Información personal.
26. Harrower G. Rev. Sci. Instr. 26, 850 (1955).
27. Manual de Single Channel Electron Multipliers.
28. Crandall D. et al. Rev. Sci. Instr. 46, 562 (1975).
29. Valyi L. Atom and Ion Source.
30. I. Alvarez, C. Cisneros. Revista Mexicana de Física. 27 Nov. (1981). 179-221.
31. N.G. Utterback y T. Griffith, Jr. Rev. Sci. Instr. 37 (1966) 866.
32. J. Canales. Análisis de errores (apuntes).
33. L. de la Peña. Introducción a la Mecánica Cuántica. 1a. edición. México 1979. Ed. C.E.S.C.A. p. 596-601.