



201  
40

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Características y Producción del Ión  $H^+$

T E S I S

Que para obtener el título de:

F I S I C O

P R E S E N T A:

HAGMAN RAMIREZ REYES

MEXICO, D. F.

1989





Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## CARACTERISTICAS Y PRODUCCION DEL ION $H^-$

	pag
-Introducción.	1
-Capítulo I Características generales.	3
-Estabilidad de un ión negativo.	3
-Cálculo cuántico de la estructura del ión negativo $H^-$ .	7
-Cálculo de la afinidad electrónica del hidrógeno.	12
-Distribución de carga del ión $H^-$ .	19
-Capítulo II Importancia de la investigación del ión $H^-$ .	22
-Formación de positronio.	22
-Corrientes intensas de haces de iones negativos.	26
-Detección de átomos neutros de Hidrógeno.	29
-Capítulo III Mecanismos de producción del ión $H^-$ .	33
-Formación de $H^-$ en colisiones de electrones con hidrógeno neutro.	34
-Formación de $H^-$ en colisiones de electrones con moléculas.	36
-Formación de $H^-$ en colisiones de iones y átomos con moléculas.	40
-Capítulo IV Descripción del aparato experimental que se utilizó para producción $H^-$ .	49
-Características generales del acelerador.	49
-Fuente de iones:	52
producción	53
extracción	54
aceleración.	54
-Sistema de enfoque.	56
-Sistema de selección espectrómetro de masas.	57
-Sistema de detección caja de Faraday.	60
-Sistema de vacío.	62
-Capítulo V Resultados y Conclusiones.	63
-Operación del aparato.	63
-Resultados y conclusiones.	65
-Bibliografía.	79

## INTRODUCCION

La investigación de la física de iones negativos libres tienen una larga historia comenzando con los trabajos pioneros de espectros de masa de iones positivos y negativos realizados por J. J. Thomson en 1913. Posteriormente los estudios de difusión de iones en gases, llevados a cabo por Townsend, proporcionaron información semicuantitativa concerniente a la captura de electrones por moléculas y, con el fin de obtener información cuantitativa, se realizaron experimentos en los que se usan haces de electrones.

Durante las dos últimas décadas se han realizado intensas investigaciones, tanto teóricas como experimentales, de iones negativos, pues su estudio es considerado muy prometedor debido a la amplia gama de aplicaciones que tiene el conocimiento de los procesos fundamentales que intervienen en su producción o destrucción. El interés en su estudio, la variedad de sus aplicaciones así como discusiones sobre su estructura pueden encontrarse en las referencias [ 2, 23, 24, 25, 26, 27 ].

En el presente trabajo se revisarán algunos métodos de producción de iones negativos y teorías que describen su formación. Este trabajo se ha realizado siguiendo un interés que tiene el equipo del Laboratorio de Física Atómica, Molecular y Óptica del IFUNAM en el estudio sobre la producción y destrucción de iones negativos. Este plan pertenece a un programa general de colisiones atómicas y moleculares asistidas con laser.

Con este fin se diseñó y construyó un acelerador, el cual utiliza una fuente de iones que funciona por descarga en arco y trabaja en un intervalo de energías de 0.5 a 5 keV. El estudio se inicia con el ión negativo del átomo mas simple: el hidrógeno.

Este trabajo se presenta de la siguiente manera:

En el capítulo I se hace una breve revisión de la teoría que existe sobre la estructura del ión  $H^-$  y de algunos cálculos basados en la mecánica cuántica para la comprensión de la estabilidad del ión negativo.

En el capítulo II se hace una revisión de artículos de reciente aparición para comprender los últimos logros obtenidos en el estudio de iones negativos y en especial el del átomo de hidrógeno.

En el capítulo III se hace un estudio de los posibles procesos que favorecen la producción del ión  $H^-$  en la fuente de iones.

En el capítulo IV se describe brevemente el acelerador de baja energía utilizado en la producción del ión  $H^-$ .

En el capítulo V se reportan las corrientes del haz de iones negativos  $H^-$ , que se obtuvieron en el acelerador variando los parámetros que condicionan su producción, se concluye cuáles son los valores de los parámetros con los cuales se obtiene la corriente óptima de iones y se comenta acerca de la ventaja que se obtiene utilizando un filamento con un tratamiento especial que se describirá posteriormente.

## CAPITULO I

### CARACTERISTICAS GENERALES

#### I.1.-Estabilidad de un ión negativo.

-Se sabe que existen iones negativos pero ¿por qué algunos átomos forman iones estables y otros no?

Recurriendo a las ideas de la teoría cuántica se debe considerar que un ión es un sistema con estados cuánticos. Si un ión es estable, la energía de su estado fundamental debe ser menor que la del estado fundamental del átomo neutro correspondiente. A la diferencia de energías entre el estado fundamental del átomo neutro y del ión se le llama "afinidad electrónica" del átomo ( $E_A$ ).

$$E_A = E_0 - E_- \dots \dots \dots I.1.1$$

donde  $E_0$  es la energía del estado base del átomo  
y  $E_-$  es la energía del estado base del ión negativo correspondiente.

Esta energía ( $E_A$ ) es igual a la necesaria para despojar de un electrón al ión, por lo que también es llamada energía de despojo del ión.

Entonces se tiene que una condición muy importante para que el ión negativo sea estable es que la afinidad electrónica del átomo sea positiva.

Para entender la estabilidad del ión se deben determinar las condiciones bajo las cuales " $E_0 - E_-$ " es positivo.

La afinidad electrónica se entiende como la energía de ligadura que mantiene al electrón unido al átomo. De aquí que se debe preguntar por las fuerzas que mantienen ligado al electrón al átomo. El electrón está influenciado por el campo de los electrones remanentes y del núcleo atómico. Tal campo es atractivo.

Para el caso del ión negativo de hidrógeno ( $H^-$ ) Massey [2, pag. 2] calculó la energía potencial de un electrón en el campo de un átomo de hidrógeno. Dicho cálculo, en una primera aproximación, es como sigue:

La probabilidad de encontrar al electrón a una distancia  $r$  y  $r+dr$  del núcleo es  $4\pi r^2 \psi^2 dr$ , donde

$$\psi = (\pi a_0^3)^{-\frac{1}{2}} \exp(-r/a_0)$$

es la función de onda del estado fundamental del hidrógeno.

La energía potencial debida al electrón en un punto a una distancia  $r_1$  del núcleo es

$$-\frac{4\pi e^2}{r_1} \int_0^{r_1} \psi^2 r^2 dr + 4\pi e^2 \int_{r_1}^{\infty} \frac{\psi^2 r^2}{r} dr \dots I.1.2$$

El primer término es debido a la carga en el interior de  $r_1$  y el segundo es debido a la carga que está afuera.

Llevando a cabo la integral se obtiene

$$e^2 \left\{ \frac{1}{r_1} - \exp(-2r_1/a_0) \left[ \frac{1}{r_1} + \frac{1}{a_0} \right] \right\} \dots I.1.3$$

Sumando la energía potencial  $e^2/r_1$  debida al núcleo, la energía total es:

$$-e^2 \exp(-2r_1/a_0) \left[ \frac{1}{r_1} + \frac{1}{a_0} \right] \dots I.1.4$$

Se tiene entonces un campo que decrece exponencialmente con la distancia. Si se tomaran en cuenta los efectos de polarización, los cálculos son más complicados, por lo que este trabajo se limita únicamente a mencionar que probablemente esto se modificaría a un orden de  $r_1^{-5}$  [2, pag. 2 y 3] y esto es cualitativamente distinto del campo Coulombiano.

Esto muestra que el electrón adicional debe estar afectado por una fuerza atractiva neta.

Se tiene entonces que la energía permitida de un ión negativo debe ser considerada en términos de los estados estacionarios del electrón en un campo atractivo de fuerza que decrece rápidamente con la distancia. En tal caso el número de estados estacionarios es finito y no infinito como en el campo Coulombiano [2, pag. 3].

Un importante principio de la estructura atómica que se debe de tomar en cuenta para la formación de iones negativos es el principio de exclusión de Pauli, que establece que es imposible para más de dos electrones (con espines opuestos) ocupar el mismo estado orbital cuántico.

Con este principio y en conjunción con el número limitado de estados estacionarios para el electrón ligado se restringe el número de elementos que pueden formar iones negativos estables.

Para entender por que algunos átomos pueden capturar un electrón, es necesario examinar cuáles de los limitados estados estacionarios están excluidos por el principio de Pauli. Para el átomo de hidrógeno no hay estados excluidos y debe resultar un ión negativo estable si el campo atractivo efectivo es suficientemente fuerte.

Un electrón sólo puede ser atrapado por un átomo de helio en el segundo estado cuántico, porque el primero está totalmente ocupado. Aunque el campo efectivo actuando en el tercer electrón será mayor que en el hidrógeno, es imposible que se dé un campo suficientemente fuerte en el segundo estado cuántico, de aquí que no existe un ión  $\text{He}^-$ .



Estas mismas consideraciones se pueden hacer a otros átomos de la tabla periódica. La regla general es que a los átomos con niveles electrónicos completamente llenos les será imposible la formación de iones negativos. En tales casos, el electrón adherido debe estar en un estado con un número cuántico mayor en una unidad del estado del último electrón y el campo efectivo en tales estados es muy débil.

A continuación se muestra una tabla periódica indicando iones negativos atómicos estables observados. Se puede ver que el grupo VIII está vacío y es que se trata de átomos incapaces de formar iones negativos estables.

Tabla I.1

Iones negativos atómicos observados

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	H <sup>-</sup>							
2	Li <sup>-</sup>		B <sup>-</sup>	C <sup>-</sup>		O <sup>-</sup>	F <sup>-</sup>	
3	Na <sup>-</sup>		Al <sup>-</sup>		P <sup>-</sup>	S <sup>-</sup>	Cl <sup>-</sup>	
4	K <sup>-</sup>	Ca <sup>-</sup>				Cr <sup>-</sup>		
	Cu <sup>-</sup>					Se <sup>-</sup>	Br <sup>-</sup>	
5	Rb <sup>-</sup>	Sr <sup>-</sup>						
	Ag <sup>-</sup>					Te <sup>-</sup>	I <sup>-</sup>	
6	Cs <sup>-</sup>	Ba <sup>-</sup>						
	Au <sup>-</sup>		Tl <sup>-</sup>					

Para mostrar alguna predicción cuantitativa de la estructura cuántica de iones negativos, se hace un cálculo más detallado como se verá en el siguiente párrafo.

## I.2.- Cálculo cuántico de la estructura del ión negativo $H^-$ .

La formación de un ión negativo estable depende de los efectos entre la atracción atómica y la repulsión electrónica. Cualquier cálculo teórico de la afinidad electrónica debe tomar en cuenta este efecto. Sin embargo, para otros átomos distintos al hidrógeno, es difícil dar con toda precisión la afinidad electrónica del ión debido a la diferencia pequeña entre la energía del ión negativo y la correspondiente al átomo neutro. Los métodos utilizados para calcular la estructura del ión negativo son autoconsistentes.

La solución al problema del cálculo de la afinidad electrónica del ión negativo  $H^-$  es análoga a la que se presenta para el átomo de helio. No es posible una solución exacta, pero con el uso de métodos variacionales se obtienen valores aproximados.

Hylleras en 1930 [5] usó las propiedades de la función de onda del estado fundamental. La función que propuso para el ión  $H^-$  es la siguiente:

$$\psi = N \exp(-S/2) (1 + \alpha U + \beta T^2 + \gamma S + \delta S^2 + \epsilon U^2)$$

donde  $S = r_1 + r_2$ ;  $T = r_1 - r_2$  y  $U = r_{12}$

$N$  es un factor de normalización

$\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon$  son constantes.

$r_1$  y  $r_2$  son los vectores de posición de los dos electrones con respecto al núcleo

$r_{12}$  es el vector que une a los dos electrones.

Estos primeros cálculos llevados a cabo por Hilleras muestran que el campo del átomo de hidrógeno no es suficientemente intenso como para producir un ión negativo estable.

En 1962, Pekeris realizó cálculos mas elaborados [3,4] los cuales son probablemente los que proporcionan los mejores resultados para la afinidad electrónica.

El Hamiltoniano del sistema de dos electrones es:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla_1^2 + \nabla_2^2) - e^2 \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_{12}} \right) \dots I.2.1$$

El primer término del Hamiltoniano corresponde a la energía cinética de los dos electrones y el segundo término es la energía potencial del sistema.

La función de onda del estado fundamental dependerá sólo de  $r_1$ ,  $r_2$  y  $r_{12}$  es decir que  $\psi = \psi(r_1, r_2, r_{12})$ . Dicha función de onda debe ser antisimétrica con respecto al intercambio de los dos electrones. Pekeris utiliza las coordenadas paramétricas:

$$u = r_2 + r_{12} - r_1, \quad v = r_1 + r_{12} - r_2, \quad w = 2(r_1 + r_2 - r_{12}) \dots I.2.2$$

En términos de estas coordenadas la función de onda toma la forma:

$$\psi = \exp \{-(u + v + w)\} F(u, v, w) \dots \text{en unidades atómicas (U.A.)}$$

$$\text{donde } F(u, v, w) = \sum_{l, m, n=0}^k A_{l, m, n} L_l(u) L_m(v) L_n(w) \dots I.2.3$$

La función  $L_n$  representa los polinomios de Laguerre normalizados de orden  $n$

$$L_n(w) = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} \frac{(-w)^k}{k!} \dots \dots \dots I.2.4$$

$$\int_0^{\infty} e^{-w} [L_n(w)]^2 dw = 1 \dots \dots \dots I.2.5$$

Las coordenadas (1.2.2) y la función de onda (1.2.3) son las que se emplean en la ecuación de Schrödinger escrita en unidades atómicas para un átomo de dos electrones:

$$\nabla_1^2 \psi + \nabla_2^2 \psi + 2CE + \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_{12}} \psi = 0 \dots \dots \dots I.2.6$$

utilizando reglas de recurrencia para los polinomios normalizados de Laguerre se obtiene una ecuación de treinta y tres términos que sirve como relación de recurrencia entre los coeficientes  $A(l,m,n)$ . Esta ecuación representa un conjunto de ecuaciones lineales para la determinación de los coeficientes y con el planteamiento y la solución del determinante asociado es posible determinar los eigenvalores del Hamiltoniano I.2.1.

Al resolver la ecuación de treinta y tres términos se obtiene una ecuación de la forma:

$$\sum_k c_{ik} B_k = 0 \dots \dots \dots I.2.7$$

$$c_{ik} = a_{ik} + \epsilon b_{ik} \dots \dots \dots I.2.8$$

$a_{ik}$  y  $b_{ik}$  son enteros.

La energía del estado base del ión negativo  $H^-$  es  $E = -\epsilon^2$ . En la tabla I.2 se muestran los resultados obtenidos por Pekeris para el estado base  $1s^2$  del ión  $H^-$ ; las energías corresponden a los cálculos hechos con un determinante de orden  $k=125, 203, 308$  y  $444$ ;  $\omega$  es el grado del polinomio usado.

Tabla I.2 Energía total  $-\epsilon^2$  de  $H^-$  en unidades atómicas

k	125	203	308	444	extrapol.
$\omega$	10	12	14	16	
$\epsilon^2$	.5277508	.5277509	.5277510	.5277510	.5277510
E(eV)	14.366216	14.366225	14.366226	14.366227	14.366227

Como se trata de un ión estable, la energía del estado base, es mayor que la del estado base del átomo neutro. En unidades atómicas esto es :

$$\epsilon^2 = -E > 0.5$$

lo que concuerda con los cálculos realizados por Pekeris.

Curl y Caulson [9] utilizaron el método autoconsistente de Hartree-Fock para determinar la función de onda del ión negativo de hidrógeno en el estado fundamental. Con este método se predice un ión  $H^-$  inestable al obtenerse un valor para la energía del estado base de 0.4880 en unidades atómicas.

Se mencionó en la primera parte de este capítulo que el número de estados cuánticos ligados de un ión negativo es finito. Aunado esto al hecho de que la energía de ligadura del electrón adherido (en su estado fundamental) es pequeña, hace improbable la existencia de cualquier estado excitado con una energía de ligadura apreciable.

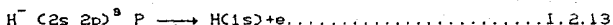
Pekeris [4,pag.1470-1471] calculó los eigenvalores del Hamiltoniano (I.2.2) y por consiguiente la energía para los estados excitados  $2^1S$  y  $2^3S$  del ión negativo  $H^-$ . Sus resultados se muestran en la siguiente tabla.

Tabla I.3 Energía en unidades atómicas

k	w	$2^1S$	$2^3S$
95	8	.4895	.4938
125	9	.4917	.4949
161	10	.4933	.4957
203	11	.4945	.4963
Extrapolado		.4981	.4987

k es el orden del determinante y w es el grado del polinomio usados en los cálculos de Pekeris. El valor de la energía para ambos estados tiende a 0.5 u.a. y un estado es ligado cuando su energía es superior a los 0.5 u.a.

Con esto Pekeris solo pretende mostrar que existe un segundo estado ligado para el ión negativo  $H^-$ . Y es cierto para sistemas atómicos con dos electrones ya que existe un segundo estado ligado [6,pag.547-548] que decae al estado base del átomo neutro quedándose sin el electrón adherido. Por lo que estos estados excitados de iones negativos reciben el nombre de estados de autodespojo y su tiempo de vida media es muy corto. Por ejemplo Bransden y Dalgarno [7] calcularon la vida media del estado  $(2s2p)^3P$  del ión  $H^-$  obteniendo un valor de  $2.5 \times 10^{-13}$  seg. al calcular la probabilidad del proceso de autodespojo:



Esto hace casi imposible el poder observar al ión  $H^-$  en el laboratorio en este estado excitado.

### I.3. - Cálculo de la afinidad electrónica del Hidrógeno.

Con el conocimiento del valor de la energía para el estado base del ión negativo  $H^-$ , es posible calcular la afinidad electrónica.

Anteriormente se había definido la afinidad electrónica como la diferencia de energía entre el estado base del átomo neutro y de su correspondiente ión negativo.

$$E_A = E_0 - E_- \dots\dots\dots I.1.1$$

Utilizando el valor obtenido por Pekeris para la energía del estado fundamental del ión  $H^-$  :

$$E_- = 0.527751014 \text{ unidades atómicas}$$

se obtiene que el valor de la afinidad electrónica para el hidrógeno es :

$$E_A = 0.027751014 \text{ unidades atómicas}$$

$$E_A = 0.755428353 \text{ eV.}$$

En el Hamiltoniano (I.1.2) utilizado para calcular la energía del estado base del ión no se toma en cuenta el movimiento del núcleo.

Para hacer una primera corrección elemental se puede usar la constante de Rydberg para el hidrógeno  $R_{M_H}$ .

$$R_{M_H} = R_\infty \frac{M_P}{M_P + m_e} \cong R_\infty \left[ 1 - \frac{m_e}{M_P} \right] \dots\dots\dots I.3.1$$

$$\text{donde } R_{\infty} = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} = 1.0974 (10^7) \text{ m}^{-1} \dots\dots\dots \text{I.3.2}$$

Con esto la afinidad electrónica para el hidrógeno se puede escribir como:

$$E_A = \left[ \epsilon - \frac{1}{2} \right] 2R_M \text{ cm}^{-1} \dots\dots\dots \text{I.3.3}$$

Y usando la expresión para  $R_M$

$$E_A = \left[ \epsilon - \frac{1}{2} \right] \left[ 1 - \frac{m_e}{M_p} \right] \dots\dots\dots \text{I.3.4}$$

También se tiene que hacer una corrección debido al valor finito de la masa del protón sumando un término  $\epsilon_M$  definido en [3, pag.1653].

Por último se hace una corrección relativista sumando un término  $\epsilon_R$  definido en [3, pag.1653-1656].

Finalmente la afinidad electrónica puede escribirse en unidades atómicas, como sigue:

$$E_A = \left[ \epsilon - \frac{1}{2} \right] \left[ 1 - \frac{m_e}{M_p} \right] + \epsilon_M + \epsilon_R \dots\dots\dots \text{I.3.5}$$

Los valores finales obtenidos por Pekeris están dados en la tabla I.4, donde  $\omega$  es el grado del polinomio y  $k$  es el orden del determinante usados en los cálculos.



Tabla I.4 afinidad electrónica del hidrógeno.

$\omega$	10	12	14	16	
k	125	203	308	444	Extrap.
	$\left(\epsilon - \frac{1}{2}\right) \left[1 - \frac{m_e}{M_p}\right]$				
	.02773550	.02773663	.02773559	.02773561	.02773568
$\epsilon_M$	-.00001790	-.00001789	-.00001789	-.00001790	-.00001790
$\epsilon_R$	-.00000138	-.00000138	-.00000138	-.00000138	-.00000138
$E_A$	.02771592	.02771628	.02771631	.02771633	.02771640
$E_A$ (eV.)	.75447301	.75448226	.75448383	.75448417	.75448608

Finalmente se ve que el valor calculado por Pekeris para la afinidad electrónica del átomo de hidrógeno es:

$$E_A = 0.754 \text{ eV.}$$

Este valor se verificó experimentalmente. Khovstenko y Dukelskii, en 1960 obtuvieron un valor de  $0.8 \pm 0.1$  eV. para la afinidad electrónica del hidrógeno. Ellos usaron una técnica de "ionización superficial" que a grandes rasgos consiste en lo siguiente [7, pag. 465-466].

Los iones negativos de hidrógeno fueron producidos por medio de una fuente de iones de "elemento sólido", llamado así porque se utiliza un material sólido cuya superficie ha sido previamente calentada. Átomos X neutros del elemento a ionizar golpean dicha superficie y abandonan ésta después de haber adquirido o perdido un electrón para producir iones positivos y negativos  $X^+$  y  $X^-$  respectivamente. La corriente  $I_-$  de los iones negativos producidos queda expresado por la ecuación de Saha-Langmuir:

$$I_- = \epsilon' n_0 A \exp \left\{ \left[ E_A - \epsilon' p^* \right] / k T \right\} \dots \dots \dots I.3.6$$

donde  $n_0$  es el número de átomos neutros evaporados en un  $cm^2$ . de la superficie del filamento por segundo, y  $\epsilon' p^*$  es la función de trabajo efectiva de la fórmula de Saha-Langmuir para una superficie policristalina.

Al mismo tiempo que es producida una corriente de iones, se produce también una corriente de electrones determinada por la fórmula de Richardson-Dushman:

$$I_e = B T^2 \exp \left[ -\epsilon' p^* / kT \right] \dots \dots \dots I.3.7$$

El dispositivo experimental que utilizaron Khovstenko y Dukelskii [7] se representa en la figura I.1.

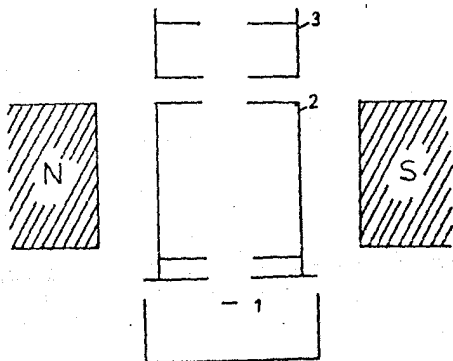


Figura I.1. Diagrama de una fuente de iones.

- 1.-banda de tungsteno (1.5 x 10 mm) (cátodo)
- 2.-cilindro (ánodo)
- 3.-tubo analizador de masas.

La diferencia de potencial  $V$  usada para extraer los electrones y los iones negativos fue aplicada entre el cátodo (1) y el cilindro (2). Los electrones fueron deflectados por un campo transversal magnético hacia las paredes del cilindro (2) y con esto se impide su entrada al espacio comprendido entre el cilindro (2) y el tubo (3). Los iones negativos casi no se desvían en dicho campo magnético y fueron acelerados a 1000 eV. antes de entrar al analizador de masas (3). El equipo y el analizador de masas se ajustaron para medir la corriente de  $H^-$ .

Variando el voltaje  $V$  de 0.5 a 3.5 volts ellos midieron la dependencia de la corriente  $I_-$  de iones  $H^-$ , con la temperatura  $T$  del cátodo (banda de tungsteno) en un intervalo de 2200°K a 2900°K. Simultáneamente midieron la corriente  $I_e$  de electrones en el cilindro (2).

En la figura I.2 se muestra una de las curvas obtenidas por Khovstenco y Dukelskii para la dependencia de la razón  $I_-/I_e$  con la temperatura del cátodo.

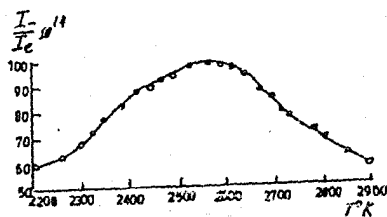


FIGURA I.2

La presión del hidrógeno en la fuente fue de  $2 \times 10^{-4}$  mm Hg,  $V=3.0$  V. y la corriente  $I_-$  fué del orden de  $10^{-10}$  A.

De las expresiones anteriormente dadas para la corriente de iones y de electrones (I.3.6 y I.3.7) se obtiene:

$$\frac{I_-}{I_e} = \frac{\epsilon' n_o A}{B T^2} \exp (E_A / kT) \dots \dots \dots I.3.8$$

y queda eliminada  $\phi^*$ ; de aquí que:

$$\ln \left( \frac{I_- T^2}{I_e} \right) = \ln \left( \frac{\epsilon' n_o A}{B} \right) + \frac{E_A}{k T} \dots \dots \dots I.3.9$$

Para determinar el valor de la afinidad electrónica trabajaron en el intervalo de temperatura de 2800° a 2900°K, en el cual  $n_o$  puede ser considerado constante. Esto es, porque en el intervalo de 2200°K a 2800°K,  $I_-/I_e$  crece con la temperatura y el coeficiente de disociación de  $H_2$  es menor que 1, entonces  $n_o$  depende de T. En el intervalo de temperatura de 2800°K a 2900°K los puntos correspondientes a los valores de  $\ln (I_- T^2/I_e)$  como función de  $1/kT$  se adecuaron a una línea recta.

El valor de la afinidad electrónica  $E_A$  del átomo de hidrógeno, determinada por la pendiente de esta línea, fue de  $0.8 \pm 0.1$  eV.

Otro método experimental para medir la afinidad electrónica de átomos y moléculas que pueden formar iones negativos es el de fotodespojo [2, pag. 32, 417-424].

Se han obtenido valores para la sección transversal como función de la frecuencia del fotón para el proceso de fotodespojo:



ya sea en cálculos teóricos o experimentalmente donde se tiene que usar como fuente de luz un laser entonable.

La frecuencia umbral está dada por:

$$\nu_t = \frac{E_A}{h} \dots\dots\dots I.3.11$$

La energía cinética de los electrones liberados por la radiación está dada por:

$$E = h\nu - E_A \dots\dots\dots I.3.12$$

Así que se puede obtener  $E_A$  midiendo la energía cinética de los electrones.

#### I.4.- Distribución de carga del ión $H^-$ .

Con la función de onda para el estado base del ión negativo  $H^-$  se obtiene información importante para conocer la distribución de carga que hay en él. La densidad de carga radial para dos partículas queda definida por medio de la siguiente expresión [8, pag. 2124]:

$$\rho(r_1, r_2) = \int \int \psi^*(r_1, r_2) \psi(r_1, r_2) d\Omega_1 d\Omega_2 \dots \dots \dots I.4.1$$

donde  $d\Omega_i = \sin\theta_i d\theta_i d\phi_i$   $i = 1, 2$

$$\text{tal que } \int_0^\infty \int_0^\infty \rho(r_1, r_2) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2 = 1$$

$\theta$  y  $\phi$  son los ángulos usuales de las coordenadas esféricas.

$r_1$  y  $r_2$  son las magnitudes de los vectores de posición de los dos electrones con respecto al núcleo.

A  $\rho$  tal como está definida en I.4.1 se le llama también densidad de partículas o de probabilidad; es por esto que a  $\psi$  le llamen amplitud de (densidad de) probabilidad.

Si se toma el origen de coordenadas sobre el núcleo del ión  $H^-$ , la función de densidad es una medida de la probabilidad de encontrar a los dos electrones en las coordenadas radiales  $r_1$  y  $r_2$  respectivamente.

Integrando sobre  $r_2$  se obtiene la distribución de densidad radial para una partícula, definida como:

$$D(r_1) = 2 \int_0^\infty \rho(r_1, r_2) r_1^2 r_2^2 dr_2 \equiv D(r) \dots \dots \dots I.4.2$$

Por medio de ella se obtiene una medida de la probabilidad de encontrar a un electrón tomando en cuenta que el otro puede estar en cualquier otra parte del ión  $H^-$ .

En la figura I.3 se muestra la distribución de la densidad radial  $D(r)$ , la cual se calculó para la función de onda propuesta por Pequeris (I.2.3) y se compara con la correspondiente función de densidad para el átomo neutro de hidrógeno.

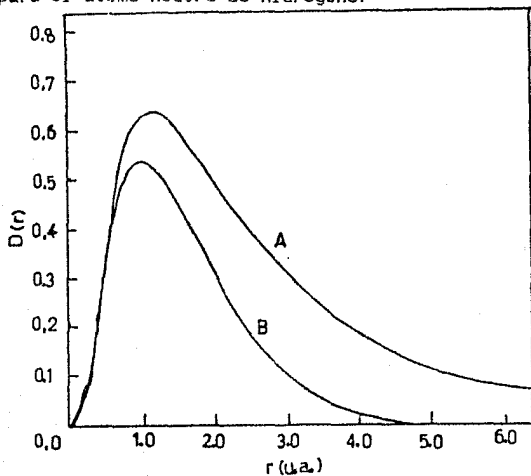


FIGURA I.3

A corresponde a la función de onda :

$$\psi_A = \exp \{ -C(u + v + w) \} F(u, v, w) \dots \dots \dots \text{I.2.3}$$

B corresponde a la función de densidad para el átomo de hidrógeno neutro:

$$\psi_B = (\pi a_0^3)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[ -\frac{r}{a_0} \right] \dots \dots \dots \text{I.4.3}$$

Se observa que para la función de onda del ión  $H^-$ , la gráfica de la distribución  $D(r)$  está más extendida que para el átomo neutro de Hidrógeno.

Por último, dentro de los cálculos hechos en la mecánica cuántica para la estructura del ión  $H^-$ , se tiene un término importante, que es el valor medio  $\langle r^2 \rangle$

$$\text{donde } \langle r^2 \rangle = \langle r_1^2 + r_2^2 \rangle = \int \int \psi^*(r_1^2 + r_2^2) \psi \, dr_1 dr_2 \dots \dots \dots \text{I.4.4}$$

Con esta expresión es posible calcular la susceptibilidad diamagnética  $\chi$  del  $H^-$  [10] para la cual se ha obtenido un valor de  $18.873 \times 10^{-16}$  unidades electromagnéticas por átomo gramo usando la función de onda propuesta por Pekeris (I.2.3).

Con la ayuda de la mecánica cuántica se pueden determinar otros datos importantes para conocer la estructura interna del ión negativo  $H^-$ . En el siguiente capítulo se da información acerca de algunos cálculos y experimentos llevados a cabo en los últimos años.



## CAPITULO II

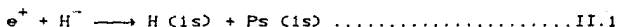
### IMPORTANCIA DE LA INVESTIGACION DEL ION $H^-$ .

El presente capítulo trata de una revisión de algunos trabajos experimentales y teóricos que se han desarrollado más o menos recientemente y que tienen relación con el estudio del ión  $H^-$ . La finalidad es notar la importancia y las posibles aplicaciones que se pueden lograr con el estudio de iones negativos.

#### II.1. -Formación de positronio.

El cálculo de la sección transversal diferencial o total para algún proceso en donde está involucrado el ión negativo  $H^-$ , es una aplicación del estudio teórico de este ión. La importancia del conocimiento de la sección transversal se indica en el capítulo III.

Choudhury, Mukherjee y Sural [11] calcularon las secciones diferenciales y totales para el proceso de formación de Positronio (Ps) en colisiones entre positrones ( $e^+$ ) e iones negativos de hidrógeno ( $H^-$ ):



El positronio (Ps) es un sistema parecido al átomo de Hidrógeno solo que el protón es reemplazado por un positrón. Debido a que electrones y positrones se aniquilan mutuamente produciendo fotones, el positronio es inestable.

Los cálculos hechos para la sección transversal se hicieron aplicando la aproximación de Coulomb-Born (CBA), la cual toma en cuenta la interacción coulombiana entre el positrón y el ión  $H^-$ .

Los cálculos se hicieron para energías del positrón incidente de 50 a 500 eV.

La sección diferencial transversal para la formación de Ps en  $H^-$  está dada por:

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{1}{\pi^2} \frac{k_f}{k_i} \left| T_{fi} \right|^2 \dots \dots \dots \text{II.2}$$

donde  $k_i$  es la cantidad de movimiento inicial del positrón  $e^+$ .

$k_f$  es la cantidad de movimiento final del centro de masa del positronio Ps.

$T_{fi}$  son los elementos de la matriz de transición:

$$T_{fi} = \langle \xi_f^- | V_f - U_f | \chi_i^+ \rangle \dots \dots \dots \text{II.3}$$

donde 
$$V_f = \frac{1}{R_i} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2'} + \frac{1}{|r_1' - r_2|} \dots \dots \dots \text{II.4}$$

El protón del ión  $H^-$  se considera en reposo y los vectores de posición de los dos electrones alrededor de él son  $r_1$  y  $r_2$ ,  $R_i$  representa el vector de posición del positrón,  $r_1'$  y  $r_2'$  denotan respectivamente las distancias de los dos electrones del positrón,  $\xi_f^-$  y  $\chi_i^+$  son los estados correspondientes de transición.

$$\xi_f^- = \phi_{Ps}(r_1', r_2') \phi_{H^+}(r_2) \exp(i k_f \cdot R_f) \dots \dots \dots \text{II.5}$$

$$\chi_i^+ = \phi_{H^-}(r_1, r_2) \chi_c^+(k_i, R_i) \dots \dots \dots \text{II.6}$$

donde  $\phi_{Ps}$ ,  $\phi_{H^+}$ , y  $\phi_{H^-}$  son las funciones de onda del estado fundamental del positronio, átomo de hidrógeno e ión negativo de hidrógeno respectivamente, y  $\chi_c^+$  es la función de onda de Coulomb.

Haciendo  $U_f = 0$  se pueden dar los elementos de la matriz de transición obteniendose que:

$$T_{fi} = \int \int \int \phi_{Pa}^M(r_1') \phi_H^M(r_2') \exp(-ik_f \cdot R_f) \\ \times \left[ \frac{1}{R_l} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2'} + \frac{1}{|r_1 - r_2'|} \right] \\ \times \phi_{H^-}(r_1, r_2) \chi_c^+(k_l, R_l) dR_l dr_1 dr_2 \dots \dots \dots \text{II.7}$$

La sección diferencial para el proceso de formación de positronio en  $H^-$  se muestra gráficamente para energías del positrón incidente de 100, 200 y 300 eV. en las figuras: II.1.(a), II.1.(b) y II.1.(c) respectivamente.

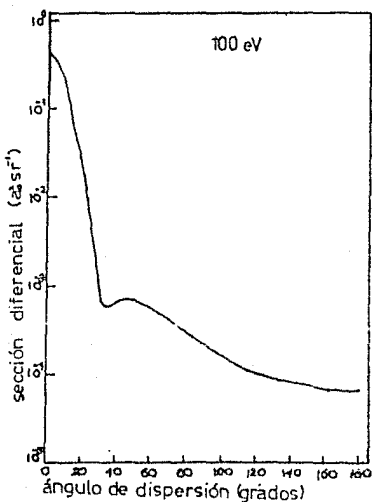


FIGURA II.1 (a)

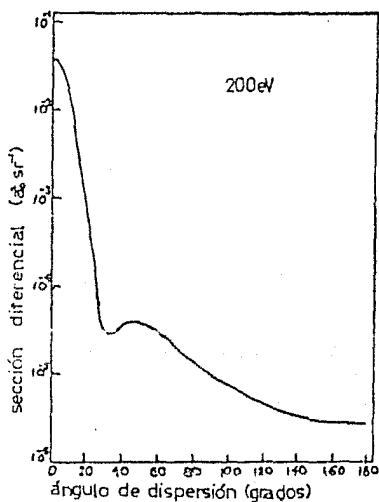


FIGURA II.1 (b)

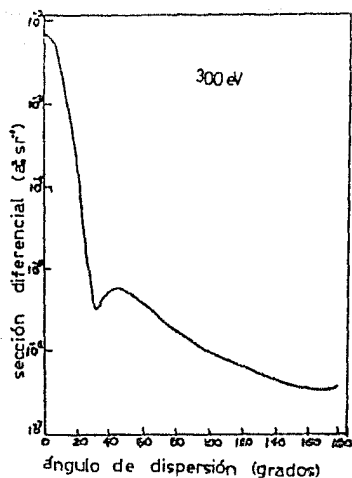


FIGURA II.1 (c)

Las curvas que representan la sección diferencial tienen un mínimo para un ángulo de dispersión a diferentes energías cinéticas del positrón; esto se debe a la interacción entre partículas de carga opuesta. La posición del mínimo depende de la energía del proyectil (positrón), el cual cambia hacia ángulos de dispersión menores cuando se incrementa la energía incidente.

Los valores de la sección transversal total para la formación de positronio en el estado fundamental por captura de un electrón del ión negativo de hidrógeno se dan en la siguiente tabla para energías del positrón incidente de 20 a 500 eV.

ENERGIA (eV)	SECCION TRANSVERSAL (cm <sup>2</sup> )
20	$1.346 \times 10^{-15}$
50	$1.416 \times 10^{-17}$
100	$1.575 \times 10^{-18}$
200	$1.100 \times 10^{-19}$
300	$1.874 \times 10^{-20}$
500	$1.645 \times 10^{-21}$

## II.2. -Corrientes intensas de iones negativos.

Otra aplicación de gran importancia que tienen los iones negativos, especialmente el de hidrógeno ( $H^-$ ) o deuterio ( $D^-$ ) se presenta en los aparatos experimentales de fusión, al ofrecer la posibilidad de obtener corrientes intensas y suficientemente energéticas de neutros para el calentamiento del plasma; esto se logra eficientemente al despojar de un electrón al  $H^-$  ( $D^-$ ) mediante un laser o un blanco delgado.

Actualmente se cuenta con aceleradores que pueden generar enormes corrientes de iones negativos de hidrógeno. Un ejemplo, es un experimento realizado en el Instituto Lebedev en Moscú [12], donde se generaron corrientes de  $H^-$  de 5 kA.

El experimento tiene como objetivo la formación de plasma y la generación del haz de iones. Para esto se contaron con aceleradores los cuales usaban como fuente de iones un diodo coaxial, de tal manera que la expulsión de electrones era en dirección azimutal. Esta fuente de iones se muestra en la figura II.2.

El cátodo usado en el diodo es una varilla metálica cubierta con una película dieléctrica (de varios materiales, espesores y tipos de perforaciones).

El plasma se forma durante una descarga sobre la superficie de un dieléctrico. La descarga ocurrió entre el cátodo dieléctrico (de un diámetro de 20 a 50 mm.) y el ánodo (de 40 a 60 mm.). Se utilizaron campos magnéticos de 0.7 a 1.9 T. para aislar los electrones.

El ánodo tiene cortes longitudinales por los cuales pasan los iones. Las ranuras de 1mm. de ancho y 4mm. de largo están cubiertas por una red conductora para mantener la distribución potencial del ánodo.

La densidad uniforme y estable del plasma es de gran importancia en el experimento.

La descarga en el diodo se forma con un pulso de voltaje de 200 a 300 kV. de 100 a 200 ns. de duración. Por las ranuras del anodo atraviesan los iones positivos y negativos, los cuales describen trayectorias en direcciones opuestas.

Para registrar la presencia de  $H^-$  se utilizó un blanco de grafito que fue colocado enfrente del cátodo dieléctrico. El registro en el grafito se hacía por medio de una reacción nuclear y por medio de la formación de una trayectoria cuyo rastro era dejado sobre una placa de aluminio.

En este experimento se obtuvo una gran densidad en la corriente de iones negativos. El valor medio fue de 40 a 50 A./cm<sup>2</sup> con un valor máximo de 100 a 200 A./cm<sup>2</sup> y se midió una corriente total mayor que 5 kA. de  $H^-$  en el diodo durante un pulso de 100 a 200 ns.

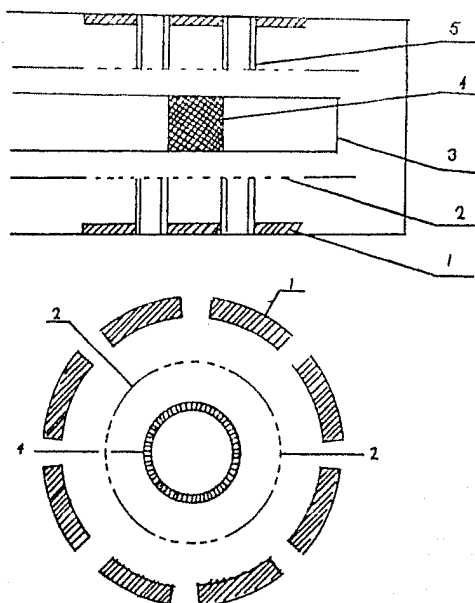


FIGURA II.2  
Diodo coaxial

- 1.-Blanco segmentado de grafito.
- 2.-Anodo.
- 3.-Varilla metálica del cátodo.
- 4.-Cátodo dieléctrico.
- 5.-diafragmas.

### II.3. -Detección de átomos neutros de hidrógeno.

Una aplicación más que se obtiene con el conocimiento acerca de la formación del ión negativo  $H^-$ , es la creación de métodos experimentales efectivos para la detección de átomos neutros de hidrógeno de baja energía cinética.

Recientemente, W van Toledo [13] ha desarrollado una técnica de conversión de  $H^0$  a  $H^-$  en un laboratorio de colisiones atómicas, que tiene como objetivo la detección de átomos neutros de hidrógeno que escapan de un plasma a baja energía. Todo esto tiene importancia, ya que por medio de la detección de un flujo de hidrógeno neutro se puede obtener información sobre los procesos que ocurren en la frontera del plasma. Algo que hace interesante la detección de partículas neutras es que, hasta ahora, los modelos teóricos que tratan de explicar los procesos, como recombinación, transferencia de carga, ionización, desprendimiento de impurezas, etc., que ocurren en el interior y en la frontera del plasma, no pueden explicar completamente los resultados experimentales. Por lo tanto siendo difícil detectar partículas neutras de baja energía, es necesario convertirlas a partículas cargadas que puedan ser aceleradas hacia un multiplicador de partículas.

En la técnica desarrollada para la conversión de hidrógeno neutro a iones  $H^-$  se utiliza un cristal de cesio y tungsteno.

En la figura II.3 se muestra un esquema que representa el aparato experimental utilizado por Toledo.



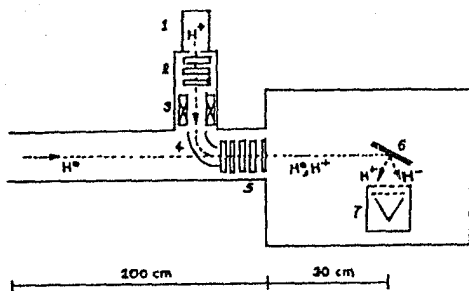


Figura II.3

- |                    |                  |                    |
|--------------------|------------------|--------------------|
| 1.-fuente de iones | 4.-deflector     | 7.-caja de Faraday |
| 2.-lentes einzel   | 5.-desacelerador |                    |
| 3.-filtro Wien     | 6.-blanco        |                    |

Los átomos de hidrógeno neutro golpean la pared del cristal y debido a que esta tiene una cubierta de cesio, los átomos capturan con facilidad un electrón y son reflejados. La corriente de iones que abandona la superficie del cristal es medida en una caja de Faraday.

Para suprimir los electrones secundarios provenientes del cristal, se tiene una rejilla colocada entre el cristal y la caja de Faraday, la cual se mantiene a un potencial negativo que a lo más es de un 25% de la energía del haz primario para permitir el paso de los iones negativos hacia la caja de Faraday.

En la figura II.4 se muestra una gráfica de los resultados de este experimento, en donde se indica un factor de la eficiencia de conversión total como función de la energía de las partículas incidentes sobre el blanco (cristal). El factor de conversión  $\eta$ , se define como la fracción de las partículas reflejadas del cristal que han de ser convertidas a iones  $H^-$ :  $\eta = H^- / (H^- + H^0)$ . Los ángulos de incidencia que se consideraron fueron de  $70^\circ$  y  $78^\circ$ .

Teniéndose control de la energía de las partículas incidentes, esta se varió desde los 15 a los 400 eV.

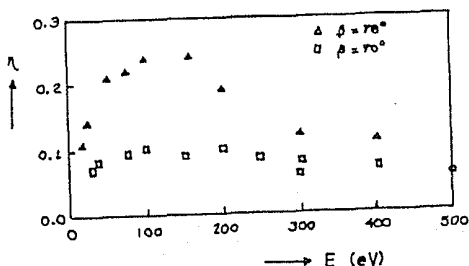


FIGURA II.4

Las conclusiones más importantes a las que llega el autor acerca de este trabajo, es que no todos los iones  $H^-$  que se formaron llegan a la caja de Faraday. Se estima que la fracción detectada es de al menos del 80%, y la más importante conclusión a la que se llega es de que existe la formación de  $H^-$  para energías tan bajas como 15 eV.

Aparte de las investigaciones ya mencionadas, existen también estudios de las leyes que gobiernan la ionización en la alta atmósfera terrestre (2, pag. 663-673); los estudios de las regiones ionizadas, es decir, de la ionósfera, comenzaron en los años veinte. La importancia que tiene la ionósfera para su investigación se debe a que es la región principal que es capaz de reflejar las ondas de radio. Las investigaciones en este sentido van orientadas a construir una teoría completa de la ionósfera para lo cual se requiere de información acerca de:

- (a) la intensidad y composición de la radiación solar
- (b) la composición de la atmósfera como una función de la altitud
- (c) las secciones transversales de absorción y fotoionización de los átomos y moléculas de la atmósfera para la radiación solar
- (d) datos sobre la recombinación, captura y otras reacciones iónicas que ocurren entre las partículas constituyentes de la ionósfera.

## CAPITULO III

### MECANISMOS DE PRODUCCION DEL ION $H^-$

Los iones negativos pueden formarse por los siguientes procesos:

- a) En la superficie de un cuerpo sólido cuando actúa sobre él un haz de iones atómico o molecular.
- b) En colisiones de electrones con un gas molecular.
- c) En colisiones de iones y átomos con un gas molecular.

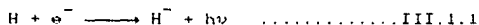
En los procesos que se refieren en a) se tienen por ejemplo los fenómenos de:  $\bar{O}$  ionización (negativa) superficial (se habló un poco de ella en I.3) y  $\bar{O}$  emisión secundaria de electrones. Este último resulta importante y ocurre siempre que un haz de iones choca contra una superficie metálica. Esto mismo ocurre cuando se está midiendo la corriente de un haz de iones y se utiliza una caja de Faraday; en el colector de la caja sucede una emisión secundaria de electrones.

En este capítulo se revisa la teoría acerca de los procesos que se refieren a b) y c). Con esto se pretende entender, de manera cualitativa, la producción del ión negativo  $H^-$ , y es que no existe una teoría que explique en forma exacta su producción en la fuente de iones.

III.1. - Formación de  $H^-$  por captura de electrones libres por un átomo neutro.

Una manera simple para poder formar un ión negativo es la captura directa de un electron por un átomo neutro.

Si antes de la captura el electrón tiene una energía cinética  $E$  y la afinidad electrónica del átomo es  $E_A$ , se liberará en la captura una energía  $E + E_A$  disipándose energía por radiación:



Sea  $Q_a(v)$  la sección transversal para la captura de electrones de velocidad  $v$  por un átomo neutro. Con la medida de esta cantidad se conoce la probabilidad de que el proceso de captura ocurra para formar un ión negativo.

La captura de un electrón por un átomo de hidrógeno ha sido calculada teóricamente [2, pag.246-247]. En este cálculo se consideró el proceso inverso, es decir, un proceso de absorción de luz por el ión negativo  $H^-$  para obtener una medida de la sección transversal de absorción o de fotodespojo  $Q_d$ .

La sección de captura se relaciona con la de despojo por medio de la fórmula de Milne dada en el año de 1924:

$$Q_d = \frac{2 m^2 v^2 c^2}{h^2 \nu^2} Q_a \dots\dots\dots III.1.2$$

donde  $\nu$  es la frecuencia del fotón emitido en la captura del electrón.

Un cálculo teórico para conocer la sección transversal de fotodespojo fue realizada por S. Geltman en el año de 1962 (22) en donde utilizó una función de onda (dada por Schwartz en 1961) de 70 parámetros.

Los valores de la sección  $Q_d$  calculados de esta manera se muestran en la figura III.1 como función de la longitud de onda de la luz incidente para el fotodespojo.

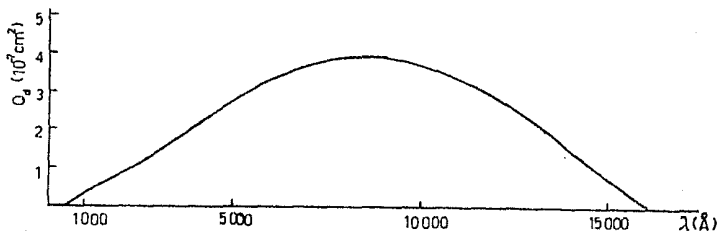
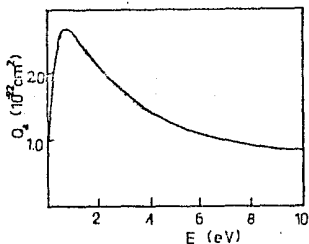


FIGURA III.1  
Sección de despojo

En la figura III.2, se muestra la sección de captura  $Q_a$ , calculada por medio de la ecuación (III.1.2) una vez conocida la sección transversal de fotodespojo  $Q_d$ . Los valores de  $Q_a$  están dados para diferentes energías del electrón.

FIGURA III.2  
Sección transversal para la captura de electrones por átomos de hidrogeno.



### III.2.-Formación de $H^-$ en colisiones de electrones con moléculas.

Hay procesos importantes que contribuyen a la formación del ión  $H^-$ , donde están involucradas moléculas, tales como  $H_2$  y  $H_2O$ .

En 1958 [14], Schulz midió experimentalmente la sección transversal para la producción de iones  $H^-$  en colisiones de electrones con la molécula de hidrógeno. En la figura III.3 se muestra un diagrama del aparato empleado por Schulz.

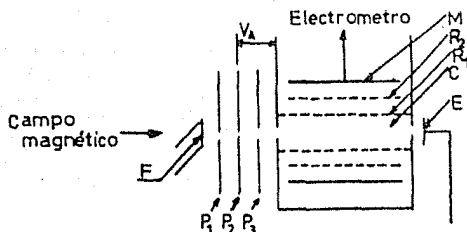


Figura III.3

F es un filamento de tungsteno.

P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub> y P<sub>3</sub> son 3 electrodos.

C es la cámara de colisión.

R<sub>1</sub> y R<sub>2</sub> son dos rejillas cilíndricas concéntricas.

M es un colector de iones cilíndrico concéntrico

E es un colector de electrones procedentes del haz.

Los electrones producidos por el filamento de tungsteno, atraviezan los electrodos  $P_1$ ,  $P_2$  y  $P_3$ , que desempeñan el papel de cañón de electrones; el potencial aplicado  $V_a$  es la verdadera energía de los electrones, excepto por una pequeña corrección (0.2 - 0.3V.) debida al contacto entre  $P_2$  y  $R_1$ . Los electrones son coleccionados, después de haber pasado por la cámara de colisiones C, por el colector E. Se aplica un campo magnético de más de 0.02 T. para impedir que los electrones se difundan o extiendan. La cámara de colisiones, formada por una rejilla cilíndrica  $P_1$  está rodeada por otra  $R_2$ , la cual es un 90% transparente, y por el colector cilíndrico de iones M. Este último está montado sobre un soporte de vidrio para que la fuga de corriente sea mínima. Es también operado con un pequeño voltaje positivo con respecto a  $R_1$  para coleccionar la mayor parte de los iones producidos. Todo el sistema es horneado a  $400^\circ\text{C}$ . mientras la presión se mantiene en  $2 \times 10^{-10}$  mm Hg evitando así la formación de vapor de agua debido a la presencia de hidrógeno.

En la figura III.4 se muestra una gráfica de la sección transversal para la formación de  $\text{H}^-$  como función de la energía de los electrones.

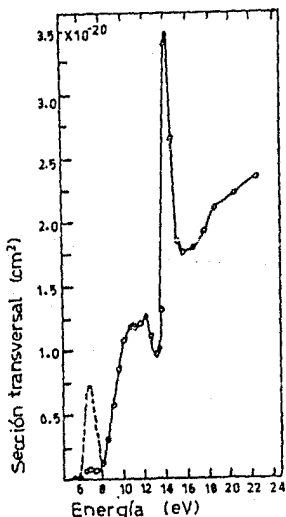


FIGURA III.4



Los valores de la sección transversal Q dados en la figura III.4 se obtienen la ecuación:

$$Q = \frac{I_-}{I_e N L} \dots\dots\dots\text{III.2.1}$$

donde  $I_-$  es la corriente de iones negativos.

$I_e$  es la corriente de electrones.

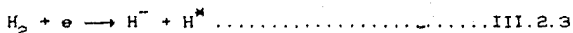
$N$  es la densidad del gas.

$L$  es la longitud de la cámara de colisiones.

Para energías menores que los 13.6 eV. la curva de la sección está asociada con la reacción:



El pico agudo con un valor máximo en 14.2 eV. es atribuido a la reacción:



además de resultar un ión negativo se obtiene un átomo de hidrógeno excitado.

En 17.2 eV. el electrón tiene suficiente energía para la producción de un ión positivo y uno negativo. de manera que esta energía es la umbral para la reacción:



En las reacciones III.2.2 y III.2.3 la molécula de hidrógeno captura al electrón y se disocia.

En la reacción III.2.4 el electrón colisiona con la molécula pero no es capturado y se produce un ión negativo a través de la llamada disociación polar de la molécula.

En la figura III.4, se señala con líneas punteadas, un pico en 6.8 eV. Este comportamiento para la sección transversal es observado cuando el sistema de vacío no trabaja a toda su capacidad. Una interpretación de esto es de que se cuenta con la presencia de impurezas en el sistema y con ello de oxígeno, el cual contribuye a la formación de vapor de agua. Hay entonces una producción de  $H^-$  a través de colisiones de electrones con  $H_2O$ .

La formación de iones negativos en vapor de agua es de mucho interés, debido a la presencia de  $H_2O$  como impureza en el interior de un sistema experimental, y por la capacidad que se tiene para producir tres tipos diferentes de iones negativos:  $H^-$ ,  $O^-$  y  $OH^-$ . La sección transversal para la producción de  $H^-$  a partir de  $H_2O$  es dos órdenes de magnitud mayor que para la producción a partir de  $H_2$  de modo que una descarga en vapor de agua es una fuente más eficiente de iones  $H^-$  que una descarga similar en  $H_2$ .

En la figura III.5 se muestra una gráfica para la sección transversal como función de la energía del electrón capturado por una molécula de agua para formar iones negativos de hidrógeno. Los datos experimentales fueron obtenidos por Compton [13] en el año de 1967.

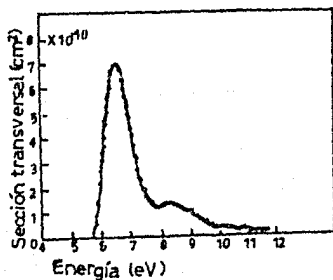
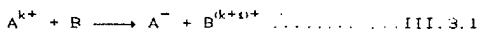


FIGURA III.5

III.3.-Formación de  $H^-$  en colisiones de iones y átomos con moléculas.

Los procesos de producción de iones negativos en colisiones de iones y átomos, pueden ser divididos en dos clases [16].

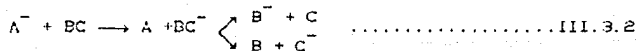
La primera clase son los procesos de producción rápida de iones negativos. Esto se obtiene al hacer pasar iones o átomos neutros a través de un gas. Las partículas pueden capturar uno o más electrones de la estructura electrónica del gas molecular. Los procesos para este caso se representan por medio de la fórmula:



La partícula proyectil es  $A^{k+}$  y dependiendo del valor de  $k$  ( $0 \leq k \leq Z_A$ ) puede ser un ión positivo o un átomo neutro y  $B$  representa una partícula del gas. Estos procesos ocurren sólo cuando  $A$  tiene una afinidad electrónica positiva.

La segunda clase consiste en procesos de producción lenta de iones negativos. Estos procesos son:

1) Transferencia de carga entre iones negativos y moléculas de un gas.



2) Disociación de una molécula en un ión positivo y uno negativo por colisión de un proyectil pesado.



Para nuestros propósitos, interesan los procesos de la primera clase y en especial para  $k = 0$  y  $k = 1$ . Sustituyendo en III.3.1:



El primero es un proceso de captura de dos electrones por un ión positivo (captura doble de carga). El segundo es uno de captura simple de un electrón por un átomo neutro.

En el estudio de cualquier proceso de colisiones atómicas o moleculares se requiere del conocimiento de la sección transversal  $\sigma$  obtenida teórica o experimentalmente. Si  $P_i$  es la probabilidad de que ocurra la colisión entre dos partículas, se tiene [1]:

$$P_i = n_B \sigma dx \dots\dots\dots \text{III.3.6}$$

$n_B dx$  es la densidad del gas (en partículas /  $\text{cm}^2$ ).

A sigma ( $\sigma$ ) se le añaden subíndices para indicar el estado de carga inicial y final del proyectil. Así pues en el proceso III.3.5 donde un electrón es capturado por un átomo neutro (por ejemplo, de hidrógeno), la sección es  $\sigma_{0-1}$  que indica los estados de carga de la partícula proyectil "A" antes y después de la colisión.

Fogel [16] midió las secciones totales para algunos procesos de captura doble de electrones por protones y de captura simple de electrones por átomos neutros de hidrógeno, para formar iones negativos de hidrógeno ( $\sigma_{1-1}$  y  $\sigma_{0-1}$ ).

El método experimental usado por Fogel es conocido como espectrómetro de masas. Para obtener el valor de las secciones para la producción de  $H^-$  se hace pasar un haz de protones  $H^+$  a través de una celda que contiene un blanco gaseoso. Las reacciones de transferencia de carga (captura o pérdida de electrones), resultado de las colisiones de los átomos del proyectil con los átomos o moléculas del blanco, hacen que a la salida de la celda se tenga un haz de hidrógeno en sus tres estados de carga:  $H^+$ ,  $H^0$  y  $H^-$ .

La composición del haz o la variación del estado de carga del haz de partículas al pasar por un blanco gaseoso está descrito por ecuaciones diferenciales del tipo:

$$\frac{dF_m}{d\pi} = \sum_{j=-1}^{Z_A} (F_j \sigma_{jm} - F_m \sigma_{mj}) \dots \dots \dots \text{III.3.7}$$

$$F_m = \frac{I_m(\pi)}{I_{total}} \dots \dots \dots \text{III.3.8}$$

$\pi = n l = (\text{densidad})(\text{longitud efectiva del blanco})$

$\pi = \text{número de partículas por unidad de área.}$

La expresión dice que la variación de la fracción  $F_m$  con estado de carga,  $m$ , respecto a la variación del "espesor" del blanco  $\pi$ , es igual al incremento de las fracciones de iones al estado de carga  $m$  a través de todos los demás estados de carga posibles  $j$ , menos la disminución de iones en el estado de carga  $m$  por la transformación del mismo estado de carga  $m$  a cualquier otro estado  $j$ .

Llamando  $f_0$ ,  $f_+$  y  $f_-$  a las fracciones de  $H^0$ ,  $H^+$  y  $H^-$  respectivamente, obtenemos el siguiente conjunto de ecuaciones

diferenciales para el haz:

$$Df_1 = -f_1 (\sigma_{1-1} + \sigma_{10}) + f_0 \sigma_{01} + f_{-1} \sigma_{-11}$$

$$Df_0 = f_1 \sigma_{10} - f_0 (\sigma_{0-1} + \sigma_{01}) + f_{-1} \sigma_{-10}$$

$$Df_{-1} = f_1 \sigma_{1-1} + f_0 \sigma_{0-1} - f_{-1} (\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) \dots \dots \text{III.3.9}$$

donde  $D = \frac{d}{d\pi}$  (D es el operador diferencial)

$$y \quad f_1 + f_0 + f_{-1} = 1$$

Para resolver el sistema de ecuaciones simultáneas se puede utilizar un método matricial [17]. El sistema puede ser escrito como:

$$D F = A F \dots \dots \dots \text{III.3.10}$$

D es el operador diferencial ya mencionado

$$F = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_0 \\ f_{-1} \end{bmatrix}$$

$$A = \begin{bmatrix} -(\sigma_{1-1} + \sigma_{10}) & \sigma_{01} & \sigma_{-11} \\ \sigma_{10} & -(\sigma_{0-1} + \sigma_{01}) & \sigma_{-10} \\ \sigma_{1-1} & \sigma_{0-1} & -(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) \end{bmatrix}$$

Para buscar los valores propios de la matriz A obtenemos la ecuación secular:

$$\lambda (\lambda^2 + 2p\lambda + p^2 - q^2) = 0 \dots\dots\dots\text{III.3.11}$$

sus raíces son:

$$\lambda_1 = 0, \lambda_2 = q - p, \lambda_3 = -q - p \dots\dots\dots\text{III.3.12}$$

donde  $p = \frac{1}{2} (\sigma_{-1-1} + \sigma_{10} + \sigma_{01} + \sigma_{0-1} + \sigma_{-11} + \sigma_{-10})$

$$q^2 = p^2 - \gamma$$

$$\gamma = (\sigma_{-1-1} + \sigma_{10})(\sigma_{0-1} + \sigma_{-10}) + \sigma_{01}(\sigma_{-1-1} + \sigma_{-10} + \sigma_{-11}) + \sigma_{-11}(\sigma_{10} + \sigma_{0-1})$$

Una vez conocidos los valores propios de la matriz A, se pueden encontrar sus vectores propios. De este modo se pueden escribir las fracciones de corriente:

$$F(\pi) = C_1 A + C_2 e^{q-p} B + C_3 e^{-p-q} C \dots\dots\dots\text{III.3.13}$$

A, B y C son los vectores propios de la matriz A para  $\lambda = 0$ ,  $\lambda = q - p$ ,  $\lambda = -q - p$  respectivamente.

Para determinar las constantes  $C_1$ ,  $C_2$  y  $C_3$  se utilizan las condiciones iniciales:

$$F(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \dots\dots\dots\text{III.3.14}$$

Para buscar los valores propios de la matriz A obtenemos la ecuación secular:

$$\lambda [ \lambda^2 + 2p\lambda + p^2 - q^2 ] = 0 \dots\dots\dots\text{III.3.11}$$

sus raíces son:

$$\lambda_1 = 0, \lambda_2 = q - p, \lambda_3 = -q - p \dots\dots\dots\text{III.3.12}$$

$$\text{donde } p = \frac{1}{2} (\sigma_{1-1} + \sigma_{10} + \sigma_{01} + \sigma_{0-1} + \sigma_{-11} + \sigma_{-10})$$

$$q^2 = p^2 - \gamma$$

$$\gamma = (\sigma_{1-1} + \sigma_{10})(\sigma_{0-1} + \sigma_{-10}) + \sigma_{01}(\sigma_{1-1} + \sigma_{-10} + \sigma_{-11}) + \sigma_{-11}(\sigma_{10} + \sigma_{0-1})$$

Una vez conocidos los valores propios de la matriz A, se pueden encontrar sus vectores propios. De este modo se pueden escribir las fracciones de corriente:

$$F(\pi) = C_1 A + C_2 e^{q-p} B + C_3 e^{-p-q} C \dots\dots\dots\text{III.3.13}$$

A, B y C son los vectores propios de la matriz A para  $\lambda = 0, \lambda = q - p, \lambda = -q - p$  respectivamente.

Para determinar las constantes  $C_1, C_2$  y  $C_3$  se utilizan las condiciones iniciales:

$$F(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \dots\dots\dots\text{III.3.14}$$



De esta manera se obtienen las fracciones de corriente del haz de iones, que toman la forma:

$$\begin{aligned}
 f_1 &= a_0 + a_1 e^{-r\pi} + a_2 e^{-s\pi} \\
 f_0 &= b_0 + b_1 e^{-r\pi} + b_2 e^{-s\pi} \\
 f_{-1} &= c_0 + c_1 e^{-r\pi} + c_2 e^{-s\pi} \dots\dots\dots \text{III.3.15}
 \end{aligned}$$

donde las cantidades  $r$ ,  $s$ ,  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ , ...etc. dependen de las seis secciones totales que aparecen en el sistema de ecuaciones diferenciales (III.3.9).

Del resultado obtenido y dividiendo  $f_{-1}$  entre  $f_1$  y despreciando potencias de  $\pi$  mayores de dos se obtiene:

$$\frac{I_-}{I_+} = \sigma_{1-1} \pi + \frac{1}{2} (\sigma_{10} \sigma_{0-1} + \sigma_{1-1} \sigma_{10} + \sigma_{1-1}^2 - \sigma_{1-1} \sigma_{-10} - \sigma_{1-1} \sigma_{-11}) \pi^2 \dots\dots \text{III.3.16}$$

Esta expresión se puede escribir como:

$$\frac{I_-}{I_+} = \gamma p + \delta p^2 \dots\dots\dots \text{III.3.17}$$

donde  $\gamma = \sigma_{1-1} \frac{L}{k T}$

$$\delta = \frac{1}{2} (\sigma_{10} \sigma_{0-1} + \sigma_{1-1} \sigma_{10} + \sigma_{1-1}^2 - \sigma_{1-1} \sigma_{-10} - \sigma_{1-1} \sigma_{-11}) \frac{L^2}{k^2 T^2}$$

$L$  es la longitud efectiva en la cámara de colisión

$T$  y  $p$  son la temperatura y la presión del gas

A presiones bajas  $\pi^2$  es pequeño, las colisiones múltiples en la cámara de colisiones son muy pocas y el primer término de la ecuación III.3.17 es importante, al aumentar la presión, las colisiones múltiples tienen efecto y es necesario tomar la expresión completa.

Para determinar el coeficiente  $\gamma$  del término lineal en la ecuación III.3.17 se puede graficar la expresión  $(I_1/I_0)/p$  vs.  $p$ . A partir de los datos experimentales, se ajusta una recta utilizando el método de mínimos cuadrados y se obtiene su pendiente y su ordenada al origen. Conocido una vez ya el término  $\gamma$  se puede calcular la sección transversal  $\sigma_{1-1}$ .

La dependencia de  $I_1/I_0$  con  $p$  es lineal si se satisface la condición  $(\delta/\gamma)p \ll 1$  en el intervalo de presiones en cuestión.

Para conocer la otra sección que interesa,  $\sigma_{0-1}$  se divide  $f_{-1}$  entre  $f_0$ , para obtener una dependencia de  $I_1/I_0$  con la presión.

En las figuras. III.6 y III.7 se muestran los resultados obtenidos por Fogel en la medición de la sección transversal  $\sigma_{1-1}$  para la producción del ión  $H^-$ ; y en la figura III.8 se muestra  $\sigma_{0-1}$  para diferentes blancos.

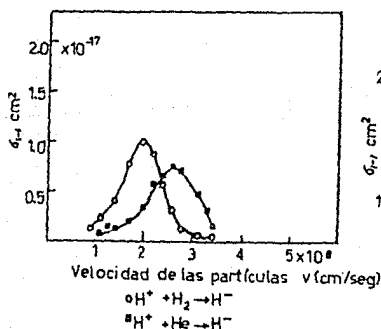


FIGURA III.6

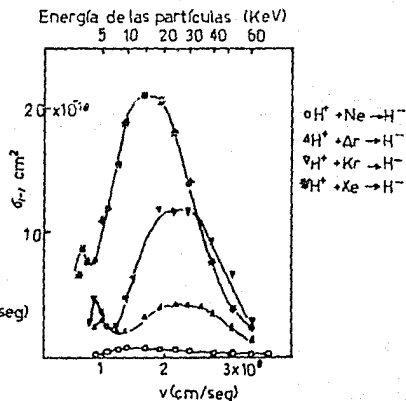


FIGURA III.7

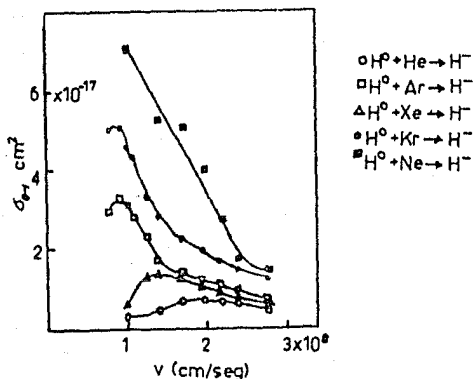


FIGURA III.8

Como se puede observar en las siguientes dos gráficas de la figura III.9 se satisface la condición:

$$\sigma_{10} > \sigma_{0-1} > \sigma_{1-1}$$

En la figura se muestran las secciones transversales para hidrógeno en helio e hidrógeno en argón respectivamente. La razón por la cual existe esta diferencia entre los valores de las secciones transversales, se debe principalmente a los diferentes números de electrones que son capturados. La gran diferencia entre la sección transversal  $\sigma_{10}$  y  $\sigma_{1-1}$  refleja la diferencia que hay entre las probabilidades que hay para que ocurran los procesos de captura simple y captura doble de electrones.

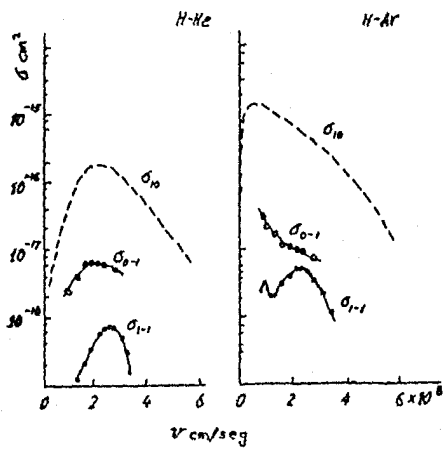


FIGURA III. 9

## CAPITULO IV

### DESCRIPCION DEL APARATO EXPERIMENTAL QUE SE UTILIZO PARA PRODUCCION $H^-$

#### IV.1.-Características generales del acelerador.

El aparato empleado para llevar a cabo los experimentos de producción de iones  $H^-$ , fue el acelerador de baja energía (0.5 - 5 KeV.), del Laboratorio de Física Atómica, Molecular y Óptica del IFUNAM [10]. Las partes exteriores del aparato se muestran en la figura IV.1.

En la figura IV.2 se muestra un diagrama que permite observar las diferentes partes que componen el acelerador, así como la instrumentación electrónica asociada a él.

Están representadas en esta figura:

-Fuente de iones: es en donde se llevan a cabo los procesos elementales de física atómica y molecular para la producción de iones.

-Sistema de lentes electrostáticas: su funcionamiento es similar a las lentes ópticas cuyo fin es lograr enfocar el haz de partículas cargadas por medio de campos eléctricos.

-Placas deflectoras: su finalidad es corregir la trayectoria del haz, hay un par para deflexión horizontal y otro para deflexión vertical

-Espectrómetro de masas: es donde se lleva a cabo la selección del ión  $H^-$  del haz principal por medio de un campo magnético producido por un electroimán.

-Sistema de detección: se trata de una caja de Faraday en donde se mide la intensidad de la corriente del haz de iones por medio de un electrómetro.

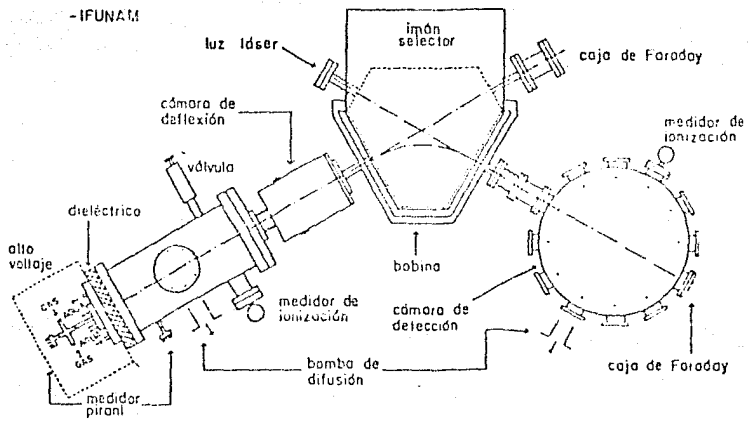


FIGURA IV.1

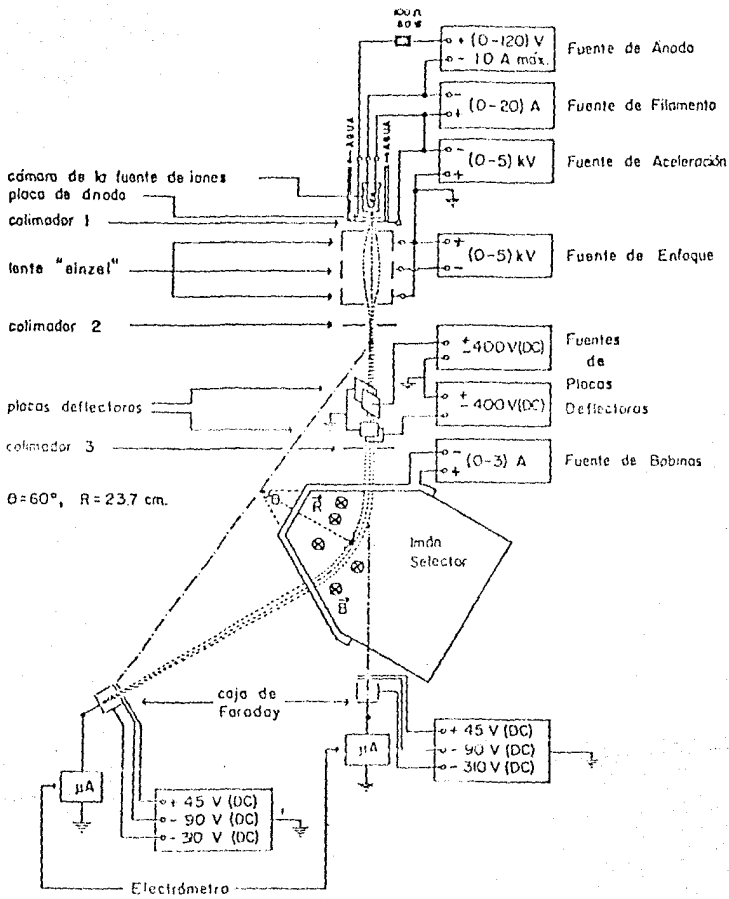


FIGURA IV. 2

A continuación se explica el funcionamiento y la manera de cómo se operan las principales partes del acelerador.

#### IV.2. -Fuente de iones.

La fuente de iones es un elemento importante del acelerador, precisamente es en donde se producen, por medio de una descarga en arco a bajas presiones de gas ( $\sim 0.1$  Torr), los iones positivos y negativos del gas que se quiere ionizar.

En la figura IV.3 se muestra un esquema de la fuente que se utilizó en este experimento.

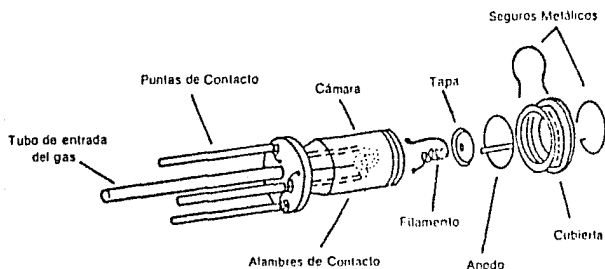


FIGURA IV.3

El cuerpo de la fuente, ó cámara de descarga, es el recinto dentro del cual se admite el gas que se desea ionizar. Es de nitrato de boro, material que soporta altas temperaturas, lo que hace posible obtener también iones de materiales sólidos al funcionar como horno.

La fuente usa un filamento (cátodo) de tungsteno de 15 milésimas de pulgada de diámetro, por el cual se hace circular una corriente (de 12 a 14 A.) para que por medio de emisión termiónica, se produzcan los electrones que son los responsables de ionizar los átomos o moléculas del gas admitido. Con el propósito de aumentar los efectos de la emisión termiónica, se hicieron también experimentos con el filamento tratado. Los detalles del tratamiento para el filamento se dan en los resultados (capítulo V) de este trabajo.



Otro elemento importante de la fuente es el ánodo. Se trata de una lámina circular de acero inoxidable con un pequeño orificio en el centro, de 1 mm. de diámetro, por el cual salen los iones. Al ánodo se le aplica un voltaje positivo para acelerar los electrones producidos en el filamento, proporcionándoles la energía necesaria para que logren ionizar los átomos o moléculas del gas que estén a su paso.

#### IV.2.1.-Producción.

En el interior del cuerpo de la fuente ocurren todos los procesos de la Física de colisiones atómicas y moleculares, como son, ionización, excitación, transferencia de carga, recombinación, etc. los cuales compiten entre sí para formar, entre el cátodo y el ánodo, la nube de partículas neutras y cargadas (plasma casi-neutro) en donde estarán contenidos los iones que interesan para el experimento [19,pag.317].

Para que esto sea posible se tiene que mantener continua la descarga en arco. Esta descarga se crea cuando circula una corriente eléctrica a través de la mezcla gaseosa denominada "corriente de descarga", la cual se logra al haber un equilibrio entre los electrones e iones perdidos y los producidos. Para ayudar a que se mantenga la descarga gaseosa se utiliza, aparte del gas que se desea ionizar, otro gas llamado de "apoyo" el cual contribuye con sus electrones para que la descarga en arco se automantenga.

Durante el experimento se utilizó como gas de apoyo argón cuyo primer potencial de ionización es 15.8 eV y los valores de los siguientes potenciales son: 27.6, 40.9, 59.8, 75.0 y 91.3 eV.

El plasma cuasi-neutro ocupa la mayor parte del volumen entre el cátodo y el ánodo, excepto por una capa alrededor de la cámara y de las regiones catódicas y anódicas. Los electrones escapan del plasma más fácilmente que los iones debido a que su temperatura es mayor y su masa mucho menor, por lo cual logran adquirir velocidades mayores que los iones. Al escapar los electrones del plasma llegan a la pared de la cámara creando una carga negativa neta sobre ella. Se forma una capa alrededor de la cámara hacia la que los iones son acelerados.

Con esto algunos de los iones y electrones que escapan del plasma son neutralizados en la pared de la cámara. Esta neutralización también depende de la temperatura a la cual está la cámara de descarga. Por esta razón, para disminuir la neutralización se refrigera con agua alrededor de la cámara, a fin de mantener su temperatura constante y el equilibrio de cargas.

#### IV.2.2. -Extracción

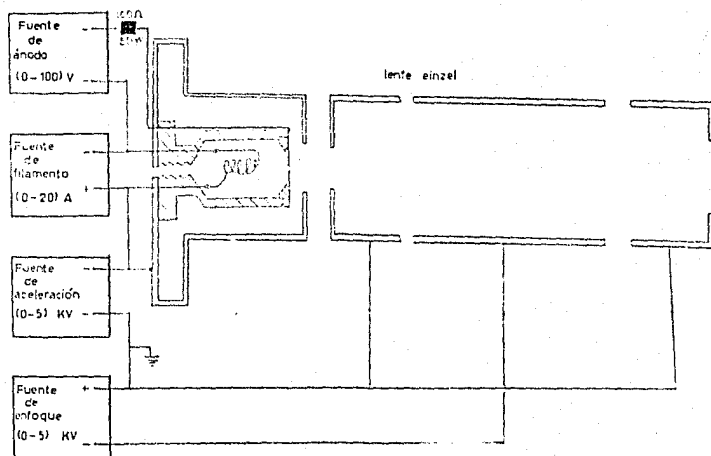
La extracción de los iones del plasma formado en la cámara de descarga, se lleva a cabo mediante un electrodo de extracción con un diámetro interior de 1.0 cm. (colimador 1 figura IV.2). Los iones se extraen de la frontera del plasma que da hacia la placa de ánodo. Los iones salen de la fuente por el pequeño orificio de 1mm. de diámetro del ánodo. Después de muchas pruebas, la distancia entre la placa de ánodo y el colimador 1, que hace óptima la extracción de los iones es de 0.50 cm. [18].

#### IV.2.3. -Aceleración

La región de aceleración de los iones negativos está comprendida entre el colimador 1 y el primer electrodo de la lente einzel; esta distancia es de 1.10 cm. El colimador y el electrodo están conectados a una fuente de voltaje y al aplicar un potencial ( $V_{ac}$ ) se le da a los iones la energía de aceleración deseada.

En la figura IV.4 se puede ver una representación de la instrumentación electrónica asociada a la fuente de iones, a la región de aceleración y a la lente einzel para el caso en que se está trabajando con iones negativos.

FIGURA IV.4



### IV.3. -Sistema de enfoque

Con el objeto de enfocar un haz de partículas cargadas se utiliza un sistema de lentes electrostáticas cuyo funcionamiento es semejante al de un sistema de lentes ópticas que concentran en un punto los rayos luminosos que inciden en ella.

El tipo de lentes electrostáticas que utiliza el acelerador es conocido como lente einzel, que consta de tres electrodos cilíndricos de igual diámetro, alineados en un mismo eje.

El primer y tercer electrodos se conectan a un mismo potencial y el segundo a un voltaje variable ( $V_e$ ); de esta manera la energía de las partículas cargadas no se altera sino que se tiene un efecto de enfoque.

Para lograr un enfoque del haz de iones negativos se requiere, según la geometría del acelerador, concentrar el haz a 30.0 cm. de la placa de ánodo. El voltaje  $V_e$ , que se aplica al segundo electrodo, es negativo como se puede ver en la electrónica mostrada en la figura IV.4 y será siempre una fracción del voltaje de aceleración ( $V_e = 0.84 V_{ac}$ ) [18].

En la figura IV.5 se muestra la geometría que siguen las partículas del haz de iones debido al campo eléctrico producido por la lente einzel.

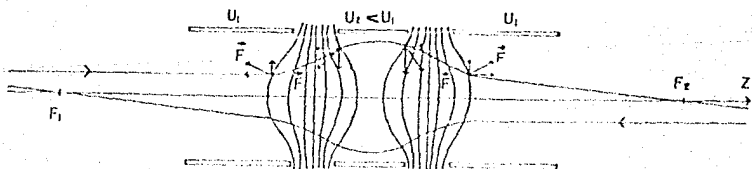


FIGURA IV.5

#### IV.4. - Sistema de selección

Una vez producidos los iones en la fuente, acelerados y luego enfocados por la lente einzel, se requiere seleccionar del haz de iones a aquel que interesa para su estudio, a saber  $H^-$ .

Para este fin el acelerador cuenta con un espectrómetro de masas magnético, cuyo elemento principal es un electroimán, por medio del cual se crea un campo magnético uniforme  $B$  para seleccionar del haz total sólo a aquellas partículas que tengan cierta cantidad de movimiento, por lo que también al sistema de selección se le conoce como filtro de cantidad de movimiento.

La inducción magnética, como se ilustra en la figura IV.8, es producida entre dos superficies polares, colocadas una muy cerca de otra, las cuales deflecan continuamente a los iones negativos a un ángulo de  $60^\circ$ , en un arco de círculo cuyo radio  $R$  es 23.7 cm.

Las tuberías que van del sistema de selección (superficies polares) a las cámaras a vacío tienen una longitud tal que el objeto, el vértice del imán y la imagen, están sobre una línea recta (ley de Barber [20]) como se ilustra en la figura IV.2.

Sobre cada ión negativo de masa " $m$ " y carga " $-e$ " del haz de iones que incide en la zona de las superficies polares, actúa una fuerza  $F$  tal que

$$F = (-e)v \times B \dots\dots\dots IV.4.1$$

donde  $v$  es la velocidad del ión.

Si se considera que la inducción magnética es constante ( $B = -B \hat{y}$ ) en toda la superficie polar ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ), se tiene que  $F$  es perpendicular a  $B$  y entonces si  $v = v \hat{z}$

$$F = (-e) v B (\hat{z} \times (-\hat{y})) \dots\dots\dots IV.4.2$$

$$= e v B (\hat{z} \times \hat{y}) = -e v B \hat{x} \dots\dots\dots IV.4.3$$

Esta fuerza deflece continuamente al ión hacia el centro C sin variar su rapidez, por lo tanto esta fuerza es centrípeta:

$$F = - ( m v^2 / R ) \hat{x} \dots\dots\dots IV.4.4$$

A partir de las ecuaciones IV.4.3 y IV.4.4 se obtiene la siguiente expresión para la intensidad de la inducción magnética:

$$B = \frac{m v}{e R} \dots\dots\dots IV.4.5$$

De aquí se ve que aplicando una inducción magnética de intensidad "B", un ión con cantidad de movimiento "mv" describirá una trayectoria circular de radio "R" [20].

La energía que lleva el ión es la que adquirió en la región de aceleración (  $E = \frac{1}{2} m v^2$  ), así que su rapidez será:

$$v = \sqrt{\frac{2 E}{m}} = \sqrt{\frac{2 e V_{ac}}{m}} \dots\dots\dots IV.4.6$$

Sustituyendo la rapidez del ión en la expresión para la intensidad de la inducción magnética (IV.4.5), se obtiene el valor necesario para deflectar del haz al ión negativo que se desea seleccionar:

$$B = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2 m V_{ac}}{e}} \quad T. \dots\dots\dots IV.4.7$$

donde [m] = kg., [V<sub>ac</sub>] = V., [R] = m. y [e] = C.

Fuera de las superficies polares lo deseable es que la inducción magnética sea nula ( $B = 0$ ), lo cual no es posible debido al efecto de borde donde las líneas de inducción magnética salen de los polos. Entonces los iones son desviados cuando entran y cuando salen del sistema de selección por la fuerza magnética existente. Para compensar este efecto y corregir posibles desviaciones del haz, se utiliza un par de placas para deflexión vertical y otro más para deflexión horizontal colocadas a la entrada del imán a las que se les aplica un voltaje (DC) variable respecto a tierra.

La intensidad de la inducción magnética se mide con una sonda plana de efecto Hall que se coloca en la parte central del entre hierro.

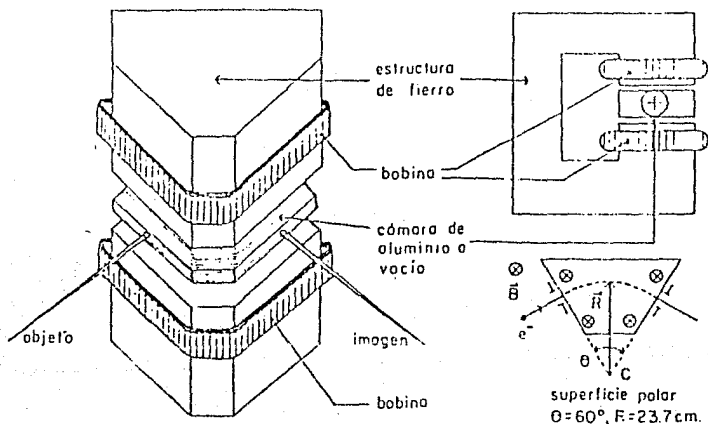


FIGURA IV. 6

#### IV.5. -Sistema de detección

Se requiere de un sistema de detección para poder medir la intensidad de la corriente del haz de iones negativos y obtener así resultados cuantitativos que permitan interpretar la manera en que contribuyen algunos parámetros importantes en los experimentos de producción de iones negativos.

En la cámara denominada de detección (figura IV.1) se aloja una caja de Faraday con la cual se logra el propósito de medir la intensidad de corriente del haz de iones negativos de hidrógeno deflectados [19, pag: 362-363]. También hay otra caja de Faraday en la dirección de la fuente de iones (figura IV.1 y IV.2) con la cual se puede medir la corriente total del haz de iones antes de generar el campo magnético B en el imán selector.

En la figura IV.7 se muestra un esquema de la caja de Faraday que se usa en el acelerador. Como se puede ver, este dispositivo consiste de cinco electrodos, uno de acero inoxidable que está conectado a tierra y los otros cuatro de cobre a los que se aplican diferentes voltajes (D.C.) fijos respecto a tierra.

El electrodo número 1 está conectado a tierra y su función es cubrir a los demás electrodos para asegurar que las lecturas que se obtienen de las mediciones sean efectivamente del haz que entra a la caja de Faraday.

El electrodo número 2 se encuentra polarizado con un voltaje de +45 V.; su función es evitar que entren a la caja partículas cargadas lentas que hay en el gas residual.

Al electrodo número 3 se le aplica un potencial negativo de -90 V. para evitar que salgan los electrones secundarios producidos dentro de la caja.

El electrodo número 5 es la placa colectora que se encuentra conectada a un electrómetro, con el cual se mide la corriente de partículas que están incidiendo en la caja.



El electrodo número 4 es cilíndrico; está conectado a un voltaje negativo de -310 V., su función es regresar a la placa colectora los electrones secundarios.

Cuando el haz de iones negativos  $H^-$  golpea la superficie del colector hay una producción de electrones que se debe a las siguientes causas: emisión de electrones secundarios ocasionada por el impacto de los iones con el colector [19, pag. 79-83]; y despojo del electrón extra del ión negativo, lo cual ocurre porque la función de trabajo del material del colector (cobre) (4.47 eV.) es mayor que la afinidad electrónica del Hidrógeno (0.75 eV.) [21].

Con el propósito de que el electrómetro ofrezca una lectura adecuada de la corriente del haz de iones  $H^-$ , es importante regresar al colector los electrones de emisión secundaria. En el siguiente capítulo se muestran los resultados que se obtuvieron en la lectura de la corriente del haz cuando se variaba el voltaje en el electrodo cilíndrico número 4, para ver cuál es el efecto que hay en la lectura y a qué polaridad es conveniente fijarlo.

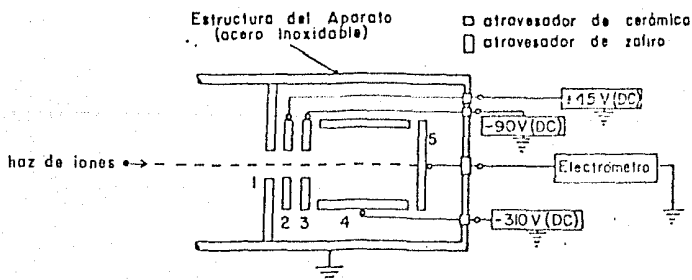


FIGURA IV. 7

#### IV.6. -Sistema de vacío

Con el fin de mantener la identidad de las partículas del haz, desde que son producidas en la fuente hasta que son detectadas en la caja de Faraday, se utiliza un sistema de vacío constituido principalmente por bombas de difusión de aceite apoyadas por bombas mecánicas en dos zonas del acelerador: en la cámara de la fuente de iones y lente einzel, donde el sistema hace vacío con una velocidad de bombeo de 500 l/s; y en la cámara de detección, donde la velocidad de bombeo es de 300 l/s.

Las bombas mecánicas sirven de apoyo a las difusoras y alcanzan presiones del orden de  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$  Torr. Las de difusión de aceite o difusoras extraen el gas que se encuentra en el sistema por medio de flujos de vapor de aceite que se mueven a alta velocidad y son muy densos; los vapores de aceite son recuperados al condensarse en las paredes de la bomba, las que son enfriadas por un serpentín de agua fría y una trampa de nitrógeno líquido. El aceite empleado en estas bombas es Corning 705 o Santovac.

El sistema de vacío cuenta con una protección contra fallas en el suministro eléctrico o en el sistema de refrigeración, la cual cierra las válvulas automáticamente para evitar que suba el aceite y contamine el interior del acelerador.

## CAPITULO V

### RESULTADOS Y CONCLUSIONES

#### V.1. -Operación del aparato

Antes de hacer funcionar el acelerador, es importante revisar que el sistema de enfriamiento esté operando, para que de este modo se puedan poner en funcionamiento las bombas difusoras apoyadas por las bombas mecánicas. Con el sistema de vacío trabajando de manera óptima se alcanza una presión, en el interior del acelerador, del orden de  $10^{-7}$  Torr y en la fuente de iones una presión del orden de  $10^{-8}$  Torr.

Con el propósito de obtener un haz de iones lo menos contaminado se procede a desgasificar la fuente de iones; esto se logra calentando el filamento mediante el aumento gradual de la corriente que pasa a través del mismo, cuidando siempre que la presión en la fuente de iones no aumente demasiado. El proceso de desgasificación se completa cuando se logra hacer pasar por el filamento una corriente ligeramente mayor que 15 A. y se obtiene una presión en la fuente de iones menor que  $10 \mu\text{m}$  de Hg.

Una vez logrado esto se procede a admitir la mezcla de gases al interior de la fuente. El porcentaje de  $\text{H}_2$  y de Ar en la mezcla del gas que se admite se varía con el fin de observar la manera en que se condiciona la producción de iones negativos de hidrógeno ( $\text{H}^-$ ). Con el mismo propósito se varió la presión en la fuente de iones con la mezcla de gases en su interior.

Según la presión de trabajo en la fuente de iones y el porcentaje en la mezcla del gas admitido es el voltaje que se tiene que aplicar al ánodo para crear la corriente de descarga; generalmente es mayor que 50 V. para una corriente de descarga de 0.08 A.. Como parámetro importante que condiciona la producción de iones  $H^-$ , la corriente de descarga se varió de 0.02 a 0.4 A.. Es importante que esta corriente de descarga no rebase el valor de 1 A., ya que de este modo se podría dañar la delgada lámina del ánodo. Con el fin de evitar esto, la corriente se limita utilizando una resistencia de 100 ohms (figura IV.2).

Una vez producida una corriente constante de descarga en arco en la fuente, se puede aplicar el voltaje de aceleración ( $V_{ac}$ ) y el de enfoque ( $V_e$ ) para acelerar y enfocar (por medio de la lente einzel) a los iones negativos que se generaron en la fuente. Posteriormente los iones entran al espectrómetro de masas donde se hace circular una corriente adecuada por el electroimán para generar el campo magnético que selecciona los iones  $H^-$  del haz que entra al filtro.

Para el caso en el que se desea obtener un haz de iones  $H^-$  el valor de la intensidad de la inducción magnética se obtiene de la ecuación IV.4.7 y está dada en la siguiente tabla para distintos valores del potencial de aceleración.

$V_{ac}$ (volts)	B ( $10^{-4}$ T.)
500	136.4
1000	192.9
2000	272.8
3000	334.1
4000	385.8
5000	431.3

La intensidad de la corriente del haz de iones  $H^-$  deflectado se mide por medio de un electrómetro conectado a la caja de Faraday, que es en donde inciden los iones. Para obtener un haz de iones  $H^-$  estable es conveniente esperar un poco y lograr un equilibrio entre el flujo de gas admitido y el flujo de gas desalojado por el sistema de vacío, tomando en cuenta que se debe controlar la corriente de descarga en la fuente de iones a la que se desea trabajar.

#### V.2.-Resultados y conclusiones.

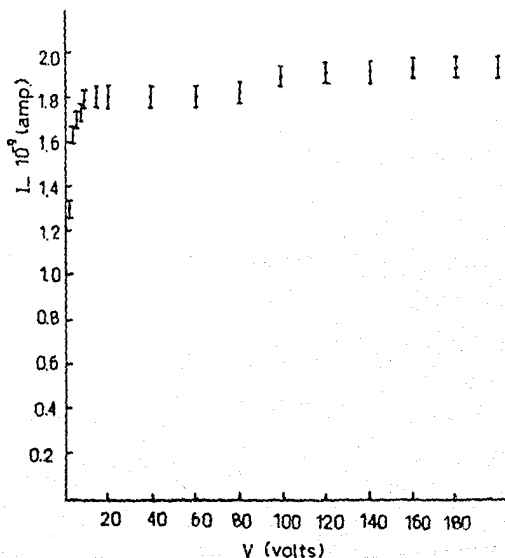
A continuación se muestran las gráficas que se obtuvieron como resultado de los experimentos desarrollados en el acelerador al variar los parámetros de la fuente de iones que condicionan la producción del haz de iones  $H^-$ , como son: presión en la fuente, porcentaje en la mezcla, corriente de descarga y voltaje de ánodo.

Estos experimentos se hicieron con el filamento de tungsteno que hay en la fuente de iones sin y con un tratamiento especial. El tratamiento consistió en exponer el filamento a la acción de los vapores de un compuesto formado por una solución de cristales de Yodo (I) puro en tetracloruro de carbono ( $CCl_4$ ) durante un tiempo aproximado de 2 horas.

En este trabajo se muestra cómo afectan los parámetros de la fuente de iones en la producción de iones negativos en el acelerador de baja energía. También se muestra cómo dicha producción se ve favorecida cuando se utiliza en la fuente de iones un filamento tratado.

En la figura V.1 se muestra la variación de la intensidad de la corriente al variar el voltaje en el electrodo cilíndrico número 4 de la caja de Faraday. En ella se muestra cómo afecta el voltaje (DC.) de polarización a la intensidad de corriente. Se observa que la corriente del haz es estable y toma un valor constante a partir de "60" V. Como se mencionó anteriormente, la función de dicho electrodo es la de regresar al colector los electrones de emisión secundaria.

figura V.1  
I vs. V  
filamento tratado



En las figuras V.2 y V.3 se presenta la variación de la intensidad de la corriente del haz de iones como función del voltaje de aceleración. En V.2 la presión en la fuente de iones se mantuvo fija a 120  $\mu\text{m Hg}$  con una mezcla de 90% de  $\text{H}_2$  y 10% de Ar; se tomaron datos para dos valores distintos de la corriente de descarga. En ella se observa un aumento de la intensidad de la corriente de iones conforme se aumenta la energía de aceleración de las partículas. Con la energía máxima que da el acelerador (5keV) se observó una corriente del haz de  $2.8 \times 10^{-10}$  A.

La figura V.3 se refiere a los experimentos que se hicieron con el filamento de tungsteno tratado. Los datos presentados en la figura corresponden a una corriente de descarga de 0.1 A. y una presión en la fuente de iones de 140  $\mu\text{m Hg}$ . Se observa en esta figura que la corriente del haz no aumenta indefinidamente con la energía, sino que se tiene un valor máximo para 3 keV de energía y a partir de este valor no se puede obtener un incremento en la intensidad de la corriente de iones. Esta gráfica da una idea de la dispersión de partículas que se tiene en el haz de iones ya que a 3 keV de energía o más, ya no se observa ningún incremento y es posible controlarla con el sistema de enfoque y placas paralelas.

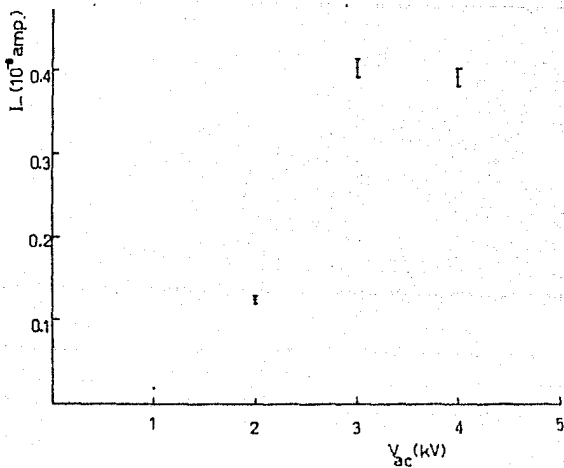
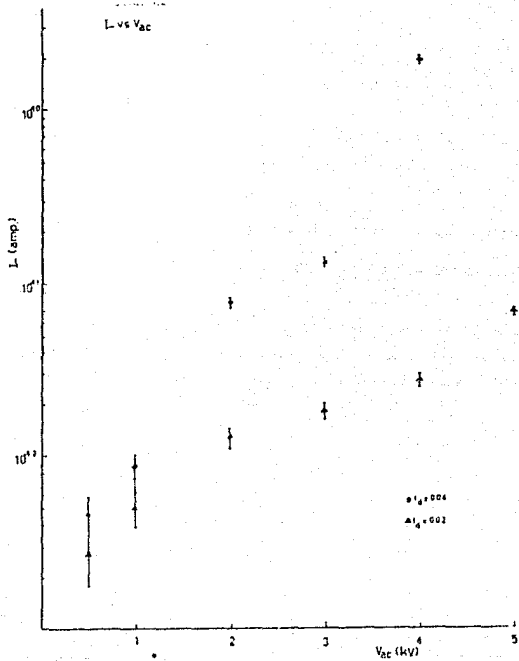


FIGURA V.3

$I_L$  vs  $V_{ac}$

filamento  
tratado



En las figuras V.4 y V.5 se muestra la dependencia entre la corriente de descarga y el voltaje del ánodo. Estos datos se tomaron con el filamento tratado; con esto se pretende estudiar la potencia de la descarga. Los datos se tomaron para un voltaje de aceleración de 3kV. y una presión fija en la fuente de iones de 100  $\mu\text{m}$  Hg; el porcentaje en la mezcla de gases fue de 75% de  $\text{H}_2$  y de 25% de Ar (en la gráfica V.4) y de 50% de  $\text{H}_2$  y de 50% de Ar (en la gráfica V.5). La corriente de descarga está condicionada por la corriente del filamento y el voltaje del ánodo. Se puede observar que se necesita un mayor porcentaje de argón en la mezcla ya que la descarga es favorable cuando hay un 50% de argón en la mezcla que cuando sólo es del 25%. De la experiencia obtenida de la producción del haz de iones negativos con el filamento tratado, se tiene que la mayor corriente del haz se obtiene al mezclar en partes iguales hidrógeno y argón en la fuente de iones.

FIGURA V.4

$I_d$  vs.  $V_{\text{ánodo}}$

filamento tratado

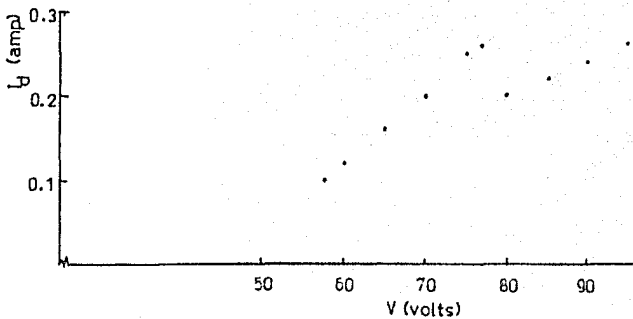
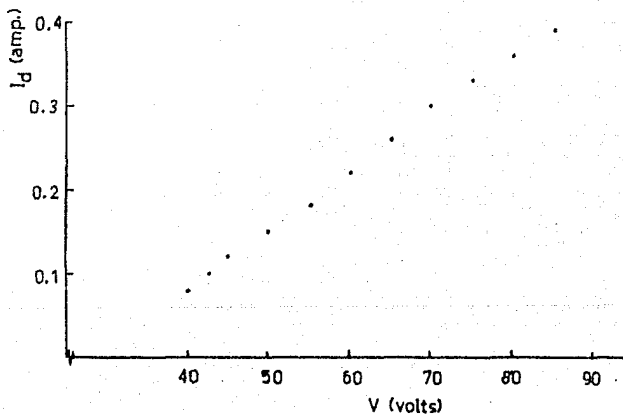


FIGURA V.5

$I_d$  vs.  $V_{\text{ánodo}}$

filamento tratado



En las figuras V.6, V.7 y V.8 se muestra la variación de la intensidad de la corriente del haz de iones  $H^+$  como función de la presión en la fuente de iones. Para la figura V.6 la variación de la presión se lleva a cabo admitiendo solamente hidrogeno en la fuente cuando ésta contaba inicialmente con argon a una presión de  $10 \mu m$  Hg, por lo tanto el porcentaje en la mezcla también está variando. Para la figura V.7 la variación de la presión se lleva a cabo admitiendo argón a la fuente de iones cuando inicialmente se tenía en su interior hidrógeno, a una presión de 80, 100 y  $120 \mu m$  Hg. Para los datos presentados en la figura V.8 se trabajo con el filamento tratado; se varia la presión en la fuente de iones con un porcentaje fijo de la mezcla de gases (50% de  $H_2$  y 50% de Ar). Las medidas que corresponden a estas tres figuras se tomaron para un valor fijo de la corriente de descarga (0.04 A.) y para el voltaje de aceleración de 3kV.

En la figura V.6 se observa que la intensidad de la corriente del haz crece cuando se aumenta la presencia de hidrógeno en la fuente, la máxima corriente del haz se obtiene para un valor de la presión en la fuente de iones de  $160 \mu m$  Hg. (95% de  $H_2$  y 5% de Ar) luego, al admitir más hidrogeno la corriente del haz comienza a disminuir. Por lo tanto existe un valor del porcentaje de la mezcla de gases para el cual se optimiza la corriente de iones; este valor depende también fuertemente de los demás parámetros que gobiernan la producción del haz de iones.

En la figura V.7 se observa de las gráficas que el aumento de la presencia de argón no favorece a la producción de iones negativos de hidrógeno, sino al contrario el exceso en el porcentaje de argón en la mezcla hace que la corriente del haz disminuya.

En la figura V.8 se observa que la corriente del haz de iones aumenta hasta un valor máximo en  $100 \mu m$  Hg y luego disminuye gradualmente.

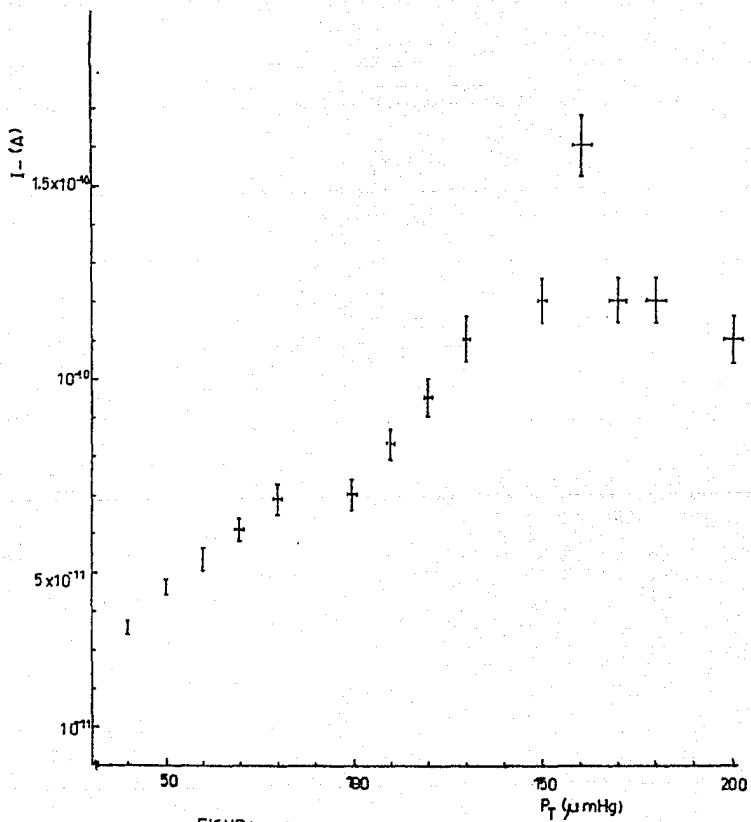
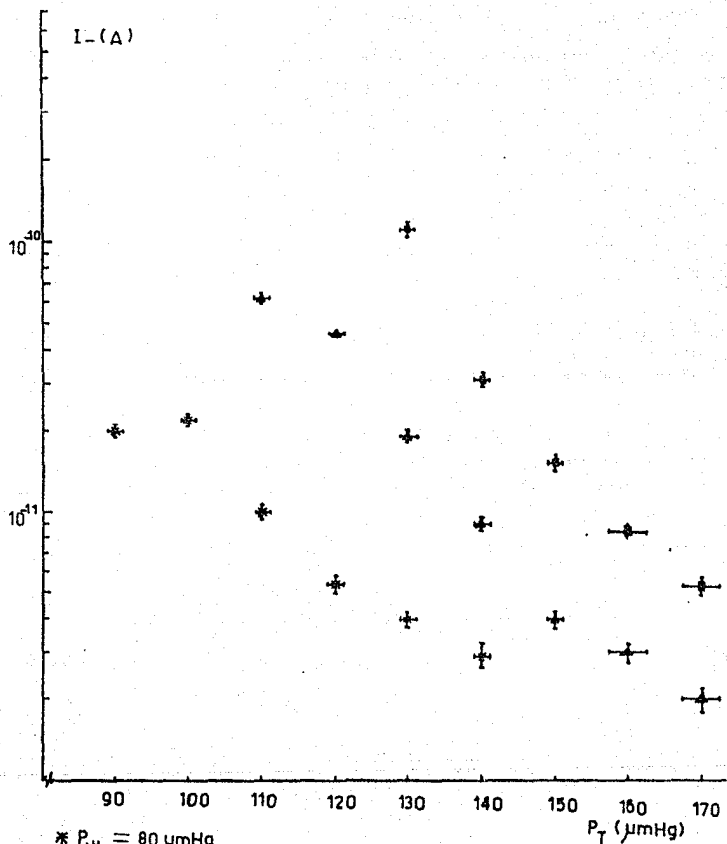


FIGURA V.6

$I$ -vs- $P_T$



\*  $P_{iH_2} = 80 \mu\text{mHg}$

▲  $P_{iH_2} = 100 \mu\text{mHg}$

■  $P_{iH_2} = 120 \mu\text{mHg}$

FIGURA V.7

I- vs.  $P_T$

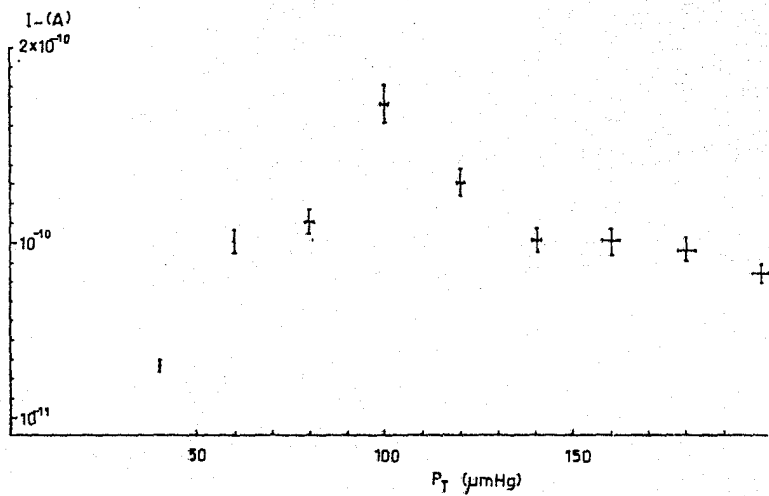


FIGURA V.8  
I - vs.  $P_T$   
filamento tratado

En las figuras V.9 y V.10 se muestra la variación de la intensidad de la corriente del haz de iones  $H^-$  como función de la corriente de descarga. En la figura V.9 se varía la corriente de descarga manteniendo la presión en  $150 \mu m$  Hg. en la fuente de iones, para una mezcla de 70% de  $H_2$  y 30% de Ar y un voltaje de aceleración de 2 kV. Para los datos presentados en la figura V.10 se trabajó con el filamento tratado; aquí se varía la corriente de descarga para un voltaje de aceleración de 3kV. y una presión fija en la fuente de iones de  $130 \mu m$  Hg (para una mezcla de 50% de  $H_2$  y de 50% de Ar). Los datos se dan para distintos valores de la corriente de filamento.

En la gráfica de la figura V.9 se observa un aumento de la corriente del haz cuando se aumenta la corriente de descarga, la corriente del haz aumenta rápidamente para una corriente de descarga de 0.08 a 0.14 A., luego comienza a crecer suavemente, hasta llegar a un valor del orden de  $10^{-10}$  A. para 0.4 A. de corriente de descarga. No es conveniente aumentar la corriente de descarga para obtener un aumento en la corriente del haz de iones negativos.

En la figura V.10 se muestran tres gráficas. Cada una de ellas fue obtenida bajo distintas condiciones de la fuente de iones del acelerador. En una de ellas se observa que se alcanza un valor máximo para la corriente del haz de iones en 0.3 A. Dos de estas gráficas alcanzan intensidades de corrientes del orden de  $10^{-8}$  A. mientras que la tercer gráfica alcanza valores para la intensidad de la corriente del orden de  $10^{-10}$  A., quedando por debajo de las otras dos. Dicha gráfica se obtuvo cuando la distancia entre la placa del ánodo y del filamento era un poco mayor a la que se tenía ordinariamente. Esto muestra cuanto afecta una pequeña variación de este tipo para la producción de iones en el acelerador.

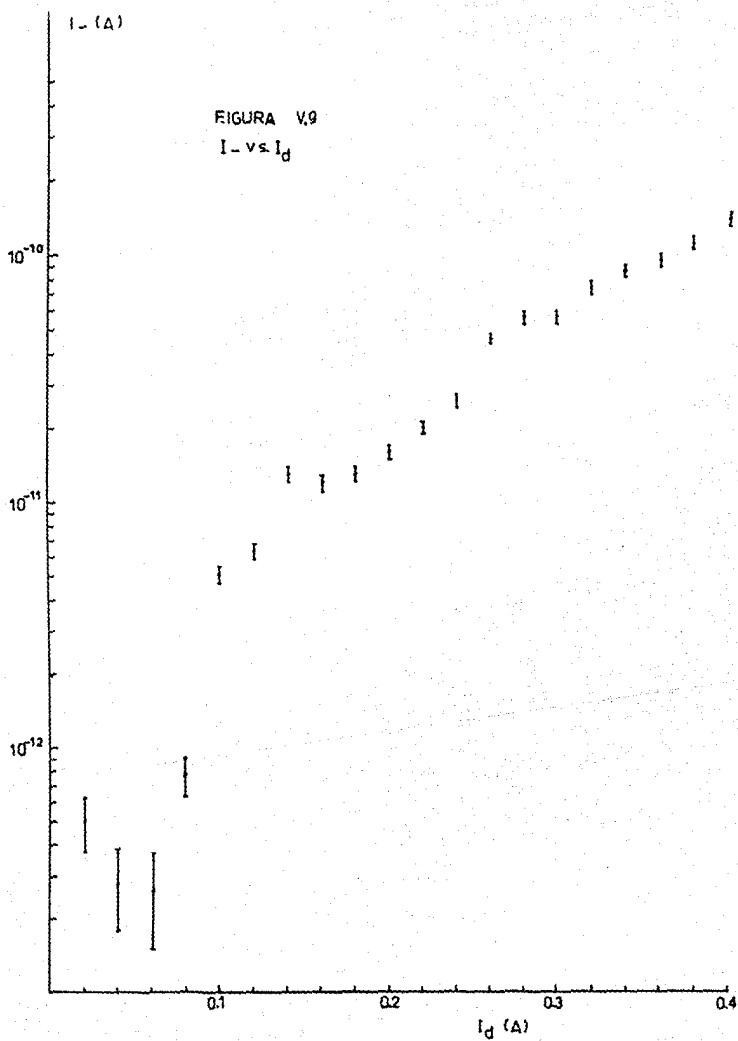




FIGURA V.10

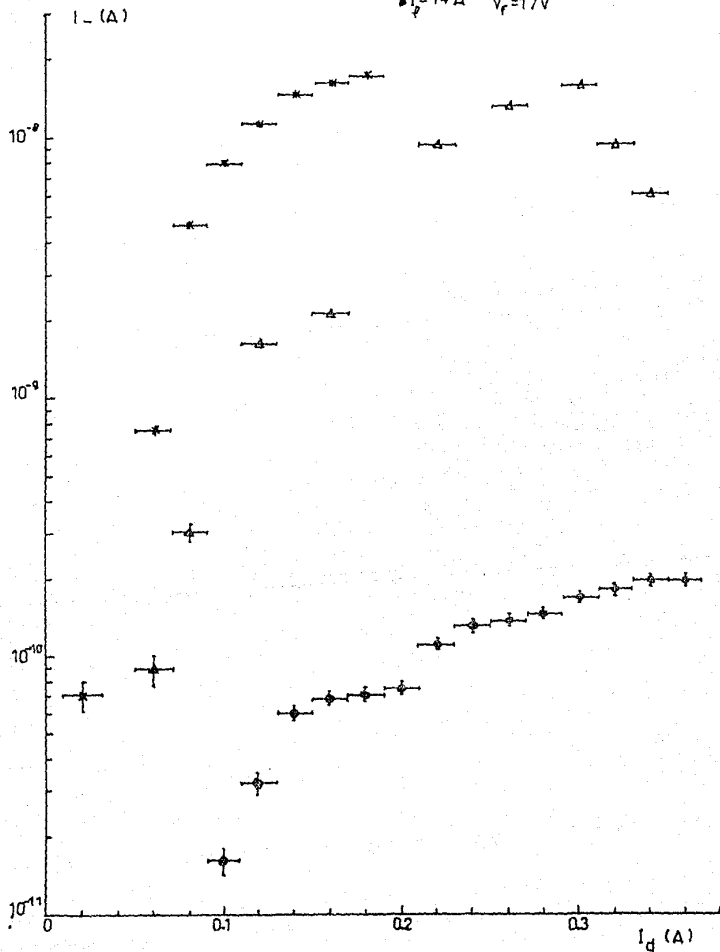
$I_-$  vs  $I_d$

filamento tratado

\*  $I_f = 14 \text{ A}$   $V_f = 14 \text{ V}$

$\Delta$   $I_f = 11 \text{ A}$   $V_f = 15 \text{ V}$

$\circ$   $I_f = 14 \text{ A}$   $V_f = 17 \text{ V}$



Como conclusión importante se debe de decir que los objetivos para los cuales fue diseñado el acelerador están siendo alcanzados al poder, efectivamente, producir en él un haz de iones negativos de hidrógeno atómico estable y continuo. La siguiente etapa será obtener iones negativos de otro tipo.

Con el tratamiento que se da al filamento con Iodo y tetracloruro de carbono se llega a obtener una corriente de  $6 \times 10^{-6}$  A. para el haz de iones  $H^-$ , que es de dos ordenes de magnitud mayor que para el filamento sin tratar.

Por último, a continuación se dan los valores óptimos de los parámetros que hicieron posible la obtención de una corriente de iones negativos de hidrógeno intensa. Con lo cual se cumple uno de los objetivos principales de este trabajo, que es el de contar con los datos necesarios para pasar a una segunda etapa dentro de los planes para los cuales fue diseñado el acelerador, que son la producción de iones negativos de otros elementos distintos al hidrógeno y su interacción con radiación laser.

— El porcentaje en la mezcla de gases debe ser de aproximadamente: 95% de Hidrógeno y 5% de argón para el filamento sin tratar y de 50% de Hidrógeno y 50% de argón para el filamento tratado.

— El voltaje de aceleración debe ser mayor o igual a los 3kV, que es donde se observa que hay menor dispersión del haz.

— Para el filamento sin tratar la corriente de descarga debe ser mayor que 0.14 A. y el voltaje de ánodo de 50 V. cuando se hace circular una corriente de filamento de 12 A.

— Para el filamento tratado la corriente de descarga debe ser de 0.3 A. y el voltaje de ánodo de 75 V. cuando se hace circular una corriente de filamento de 12 A.

— La presión en la fuente de iones debe ser de 160  $\mu m$  de Hg para el filamento sin tratamiento y de 100  $\mu m$  de Hg para el filamento tratado.

BIBLIOGRAFIA

- 1.-Alvarez T.I. y Cisneros G.C. (1981). rev.mex.de fis., 27, 179.
- 2.-Massey, H.S.W., "Negative Ions", tercera ed., Cambridge Univ. Press, New York, 1976.
- 3.-Pequeris, C.L. (1958), Phys. Rev. 112, 1649.
- 4.-Pequeris, C.L. (1962), Phys. Rev. 126,1470.
- 5.-Hylleraas, E.A. (1930), Z. Phys. 60, 624.
- 6.-De la Peña, L., "Introd. a la mec.cuántica" 1a.ed., CECSA, México, 1980.
- 7.-Khovstenco y Dukelskii (1980), Sov. Phys. JETP 10, 465.
- 8.-Banyard, K.E. (1988), J. Chem. Phys. 48, 2121
- 9.-Curl y Coulson (1965), Proc. Phys. Soc. 85, 647.
- 10.-Gordon, S.L. (1965), J. Chem. Phys. 42, 4184.
- 11.-Choudhury, K.B. (1986), Phys. Rev. A 33,2358.
- 12.-Kolomensky, A.A., Logachev, I.I., Papadichev, V.A. y Shekovenko,T.A. (1986), Publicación del Segundo Congreso Europeo sobre la producción y aplicación de iones ligeros negativos. Ecole Polytechnique, Palaiseau, Marzo:5-7, 87.
- 13.-Toledo, W. (1986), Publicación del Segundo Congreso Europeo sobre la producción y aplicación de iones ligeros negativos. Ecole Polytechnique. Palaiseau, Marzo:5-7, 193.
- 14.-Schulz, G.J. (1959), Phys. Rev. 113, 816.
- 15.-Compton y Cristophorou (1967), Phys. Rev. 154, 110.
- 16.-Fogel, Y.M. (1960), Soviet Phys. Uspekhy 3, 390.
- 17.-Nieman, R.A. Tesis Doctoral, Universidad de Pittsburg, 1971.
- 18.-Gutierrez, L., (1987), Tesis de Licenciatura, Fac. de Ciencias UNAM.
- 19.-Valyi, L. (1977), Atom and ion sources , John Wiley & Sons, London.
- 20.-Grivet, P. (1972),Electron Optics, Pergamon Press, London.
- 21.-Mahadevan, P., Magnuson, G. D., Layton, J. K. y Carlston, C. E. (1965), Phys. Rev. 140, 1407.
- 22.-Geltman, S. (1962), Astrphis. J. 136, 935.
- 23.-Fournier,P.G. (1986), Phys. Rev. 34, 3743.
- 24.-Ho, Y.K. (1986), Phys. Rev. 34, 130.
- 25.-Duncan, M.M. (1986), Phys. Rev. 34, 4657.
- 26.-Comtet, G. (1987), Phys. Rev. 35, 1547.
- 27.-Esaulov, V.A. (1987), Phys. Rev. 35, 2470.