

12  
2oj.

---

UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

---

FORMACION DE ATOMOS DE HELIO  
MEDIANTE LA COLISION DE  $H_2^+$  EN SP.

---



T E S I S  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

f í s i c o

P R E S E N T A

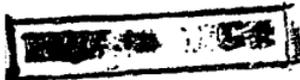
SINHUE GARCIA FLORES

ELABORADA EN:

EL INSTITUTO DE FISICA DE LA UNAM, CUERNAVACA MOR.  
LABORATORIO DE COLISIONES ATOMICAS, MOLECULARES Y OPTICA

ASESOR : Dr. HORACIO MARTINEZ VALENCIA

ABRIL 1992





Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

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

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

## INDICE

	PAGINAS
INTRODUCCION.....	+1
<b>CAPITULO UNO .....</b>	<b>+3</b>
I.- CONSIDERACIONES GENERALES.....	+3
I. A. - ESTRUCTURA DEL ATOMO DE He <sup>+</sup> .....	+3
I. B. - MODELO DE DEMKOV.....	+13
B. 1. - MODELO.....	+13
B. 2. - SECCION EFICAZ REDUCIDA.....	+17
I. C. - REVISION DE TRABAJOS SOBRE CAPTURA ELECTRONICA SIMPLE DE He <sup>+</sup> EN MOLECULAS.....	+20
<b>CAPITULO DOS.....</b>	<b>+24</b>
II.- EXPERIMENTO.....	+24
II. A. - CONCEPTO DE SECCION EFICAZ.....	+24
II. B. - DESCRIPCION DEL ACELERADOR.....	+26
B. 1. - SISTEMA DE BOMBEO.....	+28
B. 1. i. - BOMBAS MECANICAS.....	+28
B. 1. ii. - BOMBAS DIFUSORAS.....	+29
B. 1. iii. - BOMBAS TURBOMOLECULARES.....	+29
B. 2. - FUENTE DE IONES.....	+29
B. 2. i. - OPERACION DE LA FUENTE.....	+30
B. 3. - ACELERACION Y ENFOQUE.....	+32
B. 3. i. - SISTEMA DE LENTES.....	+32
B. 3. ii. - LENTES EINZEL.....	+33
B. 4. - SELECCION.....	+36
B. 4. i. - FILTRO DE VELOCIDADES.....	+36
B. 5. - CELDA DE REACCION.....	+42
B. 6. - SISTEMA DE DETECCION.....	+46
B. 6. i. - CAJA DE FARADAY.....	+46
B. 7. - ANALIZADOR PARABOLICO.....	+48
B. 8. - MULTIPLICADOR DE ELECTRONES.....	+50
B. 8. i. - CHANNELTRON.....	+51
II. C. - CANTIDADES DIRECTAMENTE MEDIBLES.....	+53
C. 1. - CALCULOS DE LAS SECCIONES DIFERENCIALES.....	+53
II. D. - ERRORES.....	+54
<b>CAPITULO TRES.....</b>	<b>+58</b>
III. - RESULTADOS.....	+58
<b>CAPITULO CUATRO .....</b>	<b>+65</b>
IV.- CONCLUSIONES.....	+65
IV. A. - REFERENCIAS.....	+68

---

## INTRODUCCION

---

El objeto fundamental de esta tesis es la medición de las secciones transversales diferenciales y totales de los átomos de helio producidos al hacer incidir iones de helio atómico con energías en el intervalo de 1 a 5 keV en moléculas de SF<sub>6</sub> (hexafluoruro de azufre), es decir, el proceso de captura electrónica simple:



Actualmente [1,2,3], se ha originado un interés creciente en el fenómeno colisional de iones a energías de keV. La razón se encuentra en que tales colisiones son fundamentales en Física Básica, en la Química, la Biología, la Astronomía y la física de Plasmas, en todas estas disciplinas de la ciencia se requiere en algún momento determinar las secciones transversales por captura electrónica simple, ionización y disociación con y sin la ionización del blanco. Existen dificultades teóricas que impiden el cálculo de muchas reacciones. En colisiones con moléculas las interacciones fundamentales que involucran excitación, fragmentación y la ionización del blanco, cumplen con los procesos de captura electrónica simple, siendo importante aislar e identificar estos procesos de captura electrónica para hacer detalladas comparaciones con la teoría.

Con objeto de enmarcar el presente trabajo, se presenta en el primer capítulo, una breve revisión de la estructura del átomo de Helio, una discusión del modelo teórico de Demkov y un resumen de los trabajos teóricos y experimentales de la captura electrónica simple de  $\text{He}^+$  en moléculas.

En el capítulo dos se hace una descripción del dispositivo experimental, cuyas partes fundamentales son: fuente de iones, sistema de aceleración, cámara de reacción y sistema de detección.

A continuación, en el capítulo tres se presentan los resultados obtenidos al aplicar el modelo descrito en el capítulo uno; así como los resultados experimentales.

Finalmente en el capítulo cuatro, se hace la comparación de los resultados obtenidos experimentalmente y los obtenidos por el modelo de Demkov y se presentan conclusiones del trabajo. □

# CAPITULO UNO

En la etapa final me diran que este universo multicolor puede ser reducido al átomo y que el átomo mismo puede reducirse al electrón. Todo eso está bien, y espero que prosigan. Pero me hablan de un sistema Planetario invisible donde los electrones gravitan en torno a un núcleo. Me explican esto con una imagen. Comprendo entonces que se han visto reducidos a la poesía, y que nunca sabré. ¿Tengo tiempo para indignarme? Han cambiado ustedes de teorías. Y las ciencias que iba a enseñarme todo termina en una hipótesis, la luz se naufraga en metáforas y la incertidumbre se resuelve en obra de arte.

**ALBERT CAMUS:**

el mito de Sísifo

## CAPITULO UNO

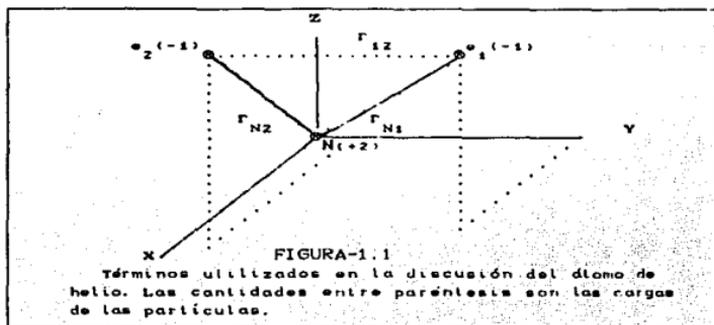
## I. - CONSIDERACIONES GENERALES

## 1. A - ESTRUCTURA DEL ATOMO DE HELIO

Uno de los problemas más sencillos en mecánica cuántica es el de el átomo de Helio, para conocer su estructura, energías permitidas y sus funciones de onda. El átomo de helio está constituido por un núcleo de carga +2 y por dos electrones que, se designarán como 1 y 2 y dos neutrones (véase la fig.1.1). El operador hamiltoniano para el helio en unidades atómicas. (u.a.)

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} [\nabla^2(1) + \nabla^2(2)] - \frac{2}{r_{N1}} - \frac{2}{r_{N2}} + \frac{1}{r_{12}} \quad (1.1)$$

El término entre corchetes son los operadores de energía cinética para los dos electrones 1 y 2, respectivamente, y los términos restantes son términos de energía potencial para el sistema, estos términos corresponden a la atracción del núcleo sobre el electrón 1, a la atracción del núcleo sobre el electrón 2 y a la repulsión entre los dos electrones, respectivamente.



La ecuación de valores propios para el hamiltoniano dado por la ecuación (1.1) es .

$$\hat{H} \Psi = E \Psi \quad (1.2)$$

Desafortunadamente, la ecuación (1.2) no se puede resolver analíticamente; es decir, no se conocen funciones  $\Psi$  analíticas, que al ser operadas por el hamiltoniano de la ecuación (1.1) den como resultado esa misma función multiplicada por un cierto número que es la energía. La dificultad de la resolución de la ecuación se debe a la presencia del término  $\frac{1}{r_{12}}$  del hamiltoniano. Este término se denomina término de repulsión electrónica y gran parte de la investigación contemporánea en Física Atómica se dedica a tratar de encontrar una manera satisfactoria de tomar en cuenta este término.

Los problemas de dos electrones en mecánica cuántica y, en general los problemas de muchos electrones, son cualitativamente diferentes de los problemas monoeléctricos. Debido a que los electrones interactúan entre sí, la función de onda para el átomo depende de las coordenadas de ambos electrones. Considerando que los dos electrones son indistinguibles, es imposible hablar de las propiedades de un sólo electrón en un sistema atómico o molecular que contenga muchos electrones.

Lo que se puede determinar tan correctamente como lo permitan nuestros métodos aproximados y las computadoras, es la energía de un estado particular del átomo o la molécula como un todo y una función de onda polieletrónica. Se enfatiza lo anterior debido a que la aproximación más poderosa con la que se cuenta es la de escribir la función de onda polieletrónica en

términos de funciones de onda monoeléctricas. Estas funciones monoeléctricas que se utilizan para construir las funciones polielectricas son llamadas *orbitales atómicos*.

Para entender cómo surge esta aproximación, se tomarán las soluciones para el átomo de helio, sin considerar por el momento el término  $\frac{1}{r_{12}}$ . La ecuación (1.1) quedará:

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2} [\nabla_1^2 + \nabla_2^2] - \frac{Z}{r_{N1}} - \frac{Z}{r_{N2}} \quad (1.3)$$

que puede escribirse en la forma :

$$\hat{H}_0 = \hat{H}_0(1) + \hat{H}_0(2) \quad (1.4)$$

donde  $\hat{H}_0(1)$  depende exclusivamente de las coordenadas del electrón 1 y  $\hat{H}_0(2)$  de las coordenadas del electrón 2. Recordando el método de separación de variables, se sabe que la solución a la ecuación

$$\hat{H}_0 \psi_0 = E_0 \psi_0 \quad (1.5)$$

puede obtenerse utilizando:

$$\psi = \phi_0(1) \phi_0(2) \quad (1.6)$$

Se sabe además, que la energía total  $E$  es la suma de las dos energías «monoeléctricas»  $\epsilon_1$  y  $\epsilon_2$ . Sustituyendo la ecuación (1.6) en la (1.5) y separando variables se obtienen dos ecuaciones idénticas .

$$\hat{H}_0(1) \phi_0(1) = -\frac{1}{2} \nabla_1^2 \phi_0(1) - \frac{Z}{r_{N1}} \phi_0(1) \quad (1.7)$$

$$\hat{H}_0(2) \phi_0(2) = -\frac{1}{2} \nabla_2^2 \phi_0(2) - \frac{Z}{r_{N2}} \phi_0(2) \quad (1.8)$$

Se puede ver que las ecuaciones (1.7) y (1.8) son iguales a la ecuación de valores propios para el átomo de hidrógeno con carga nuclear  $Z$ , y por tanto las soluciones son conocidas, se pueden escribir como.

$$\begin{aligned}\phi_0(1) &= R(r, l) \Theta(l, m) \Phi(m) \quad (1) \\ \phi_0(2) &= R(r, l) \Theta(l, m) \Phi(m) \quad (2)\end{aligned}$$

y las energías en u.a. son:

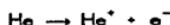
$$\begin{aligned}E_1 &= -\frac{Z^2}{2} \left[ \frac{1}{n_1^2} \right] \\ E_2 &= -\frac{Z^2}{2} \left[ \frac{1}{n_2^2} \right] \\ E_0 &= -\frac{Z^2}{2} \left[ \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} \right] \quad (1.9)\end{aligned}$$

En este nivel de aproximación, la energía en su estado base ( $n_1 = n_2 = 1$ ) es.

$$E_0 = 2 Z^2 E_H \quad (1.10)$$

donde  $E_H$  es la energía del estado base del átomo de hidrógeno,  $-\frac{1}{2}H$  (Hartrees) ó  $-13.6$  eV.

Existen dos maneras de comparar los resultados calculados para el átomo de helio con los resultados experimentales. Una es comparar los valores de la energía de amarre total  $E_{He}$ . La otra es comparar los valores del primer potencial de ionización  $(PI)_{He}$ . El primer potencial de ionización es igual al cambio de energía para la reacción.



\* 1 Hartree = 27.2 eV

y por lo tanto,

$$\langle \text{PI} \rangle_{\text{He}^+} = E_{\text{He}^+} - E_{\text{He}} \quad (1.11)$$

Debido a que la energía del  $\text{He}^+$  se puede calcular ya que es un ión hidrogenoide. la energía del  $\text{He}^+$  es:

$$E_{\text{He}^+} = 4 E_{\text{H}} = -2 \text{ H (Hartrees)} = -54.4 \text{ eV} \quad (1.12)$$

Los valores experimentales de  $E_{\text{He}}$  y  $\langle \text{PI} \rangle_{\text{He}}$  son  $-2.905 \text{ H}$  ( $78.98 \text{ eV}$ ) y  $0.904 \text{ H}$  ( $24.6 \text{ eV}$ ) respectivamente.

Se comparan estos valores experimentales con los valores calculados utilizando diferentes niveles de aproximación.

El cálculo más sencillo utiliza la función de onda aproximada de la ecuación (1.6) con la carga nuclear,  $Z = 2$ , y el hamiltoniano aproximado de la ecuación (1.4) para calcular el valor esperado de la energía y usando la ecuación (1.10) se obtiene:

$$E_{\text{He}} = 2(4)E_{\text{H}} = -4\text{H} = -109 \text{ eV} \quad (1.13)$$

y

$$\langle \text{PI} \rangle_{\text{He}} = -(-4\text{H} + 2\text{H}) = 54.4 \text{ eV} \quad (1.14)$$

puede verse que el error en la energía es del 38% y que el error en el potencial de ionización es mayor que el 100%. Por tanto, este cálculo no es muy satisfactorio.

Se puede obtener un resultado numérico mejor utilizando la función de estado  $\Psi_0$  de la ecuación (1.6) y el hamiltoniano exacto de la ecuación (1.1) para calcular la energía. Esto nos lleva a la ecuación:

$$E_{\text{He}} = 2Z^2 E_H + \left\langle \psi_0 \left| \frac{1}{r_{12}} \right| \psi_0 \right\rangle \quad (1.15)$$

El segundo término de esta ecuación puede visualizarse como una corrección de primer orden (en teoría de perturbaciones) a la energía de orden cero de la ecuación (1.13).

Haciendo el cálculo de esta integral se obtiene [4]:

$$\left\langle \psi_0 \left| \frac{1}{r_{12}} \right| \psi_0 \right\rangle = \frac{5}{8} Z \quad (1.16)$$

donde  $Z$  es la carga total utilizada en las funciones  $\phi_0(1)$  y  $\phi_0(2)$ . Empleando  $Z = 2$ , se obtiene:

$$E_{\text{He}} = -4H + \frac{5}{4} H = \frac{11}{4} = -74.8 \text{ eV}$$

$$\langle \text{PI} \rangle_{\text{He}} = -(-74.8 + 54.4) = 20.4 \text{ eV}$$

Estos resultados son más satisfactorios, ya que se tienen errores de solo 5% y 17% respectivamente.

Para mejorar los cálculos utilizando las sencillas funciones producto de la ecuación (1.6), es necesario corregir los orbitales  $\phi_0$ , para tomar en cuenta que el hecho de que el electrón se mueve en un potencial que es la suma de la atracción nuclear y el efecto pantalla de otro electrón. Para esto, se introducirá una carga nuclear efectiva  $Z$  en  $\phi_0$  con lo que tomará la forma:

$$\phi_0 = A e^{-\left(\frac{Z \cdot r}{a_0}\right)} \quad (1.17)$$

El problema se reduce a encontrar el valor de  $Z'$  que proporcione el mejor valor para la energía. Para resolver este problema es necesario introducir:

el método variacional.

El método variacional descansa en un resultado que puede ser probado por la física clásica. Este resultado se conoce como principio variacional y se postulará sin prueba. En la forma usual, el principio afirma lo siguiente:

*Dada cualquier función de onda que satisfaga las condiciones a la frontera del problema, el valor esperado de la energía calculado con esta función será siempre mayor que el valor verdadero de la energía del estado base.*

Este principio sugiere un procedimiento para resolver problemas de mecánica cuántica. El procedimiento consiste en usar varias funciones, llamadas funciones prueba, calcular el valor esperado de la energía para cada una de ellas, escoger aquella que dé la menor energía y concluir que es la mejor función que se puede obtener de entre las funciones de prueba originales.

Un camino para ser más sistemáticos es empezar con funciones de prueba que contengan parámetros; entonces se calcula el valor esperado de la energía y se minimiza con respecto a esos parámetros. De esta manera se pueden efectuar un gran número de pruebas con una sola función. La función de onda resultante es la mejor para el conjunto particular de parámetros escogido.

En el tratamiento que se está siguiendo para el átomo de helio, el parámetro arbitrario es  $Z'$  y se desea calcular  $E$  como función de  $Z'$  y posteriormente encontrar el valor de  $Z'$  que minimiza  $E$ .

Para calcular  $E$  como función de  $Z'$ , es conveniente reescribir el hamiltoniano (Ec.1.1) en la forma siguiente :

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \nabla_1^2 - \frac{1}{2} \nabla_2^2 - \frac{Z'}{r_1} - \frac{Z'}{r_2} - \frac{Z}{r_1} + \frac{Z'}{r_1} - \frac{Z}{r_2} + \frac{Z'}{r_2} + \frac{1}{r_{12}}$$

$$\hat{H} = \hat{h}_0 \langle 1 \rangle + \hat{h}_0 \langle 2 \rangle - (Z - Z') \frac{1}{r_1} - (Z - Z') \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_{12}} \quad (1.18)$$

Donde  $\hat{h}_0 = \frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{Z'}{r}$ . Esto se hace sumando y restando  $\frac{Z}{r_1}$  y  $\frac{Z}{r_2}$  a la ecuación (1.1) y reagrupando términos. Haciendo uso del hecho de que  $\phi_0$  de la ecuación (1.16) es una función propia de  $\hat{h}_0$  y tomando los resultados para  $\langle 1/r \rangle$  y  $\langle 1/r_{12} \rangle$  dados previamente se escribe:

$$E_{H_0} = \langle Z' \rangle^2 - 2Z Z' + \frac{5}{8} Z' \quad (1.19)$$

Ahora se calcula la energía de un electrón con la distribución de probabilidad dada por la ecuación (1.17), en el campo de un núcleo de helio y de un segundo electrón con idéntica distribución de carga .

Esta energía, que se conoce como energía orbital del electrón  $e_1$ , está dada por la relación.

$$e_1 = \frac{1}{2} \langle Z' \rangle^2 - Z Z' + \frac{5}{8} Z'$$

Donde el primer término representa la energía cinética del electrón, el segundo término representa la energía potencial de atracción entre el núcleo y la distribución electrónica; y el tercer término representa la energía potencial de repulsión entre dos distribuciones electrónicas. Se menciona esta ecuación debido a que es importante notar que la energía total del átomo no es igual a la suma de las energías orbitales de los dos electrones.

De hecho se tiene que la energía total es.

$$E = 2\epsilon_1 - \langle \phi_0 \phi_0 | \frac{1}{r_{12}} | \phi_0 \phi_0 \rangle$$

Se aplica el principio variacional y se determina el valor de  $Z^*$  que minimiza la energía en la ecuación (1.19). Se calcula :

$$\frac{dE}{dz^*} = 2Z^* - 2Z + \frac{5}{8} = 0$$

$$Z^* = Z - \frac{5}{16}$$

Usando el resultado en la ecuación (1.19), se obtiene :

$$E_{He} = \left( Z - \frac{5}{16} \right)^2 - 2Z \left( Z - \frac{5}{16} \right) + \frac{5}{8} \left( Z - \frac{5}{16} \right)$$

que para  $Z = 2$ , da

$$E_{He} = - \left( \frac{27}{16} \right)^2 = - 77.45 \text{ eV}$$

y

$$\langle P1 \rangle_{He} = 23.05 \text{ eV} \tag{1.20}$$

Estos valores difieren de los experimentales en sólo 2% y 6%, respectivamente. Este último cálculo es el mejor que se puede hacer utilizando la aproximación de electrones independientes y una sola función exponencial con la forma de la ecuación (1.17).

A este nivel de aproximación, cada electrón es apantallado de la carga total +2 por  $\frac{5}{10}$ . Este último número es una medida del efecto pantalla que tiene la distribución promedio de un electrón sobre la carga nuclear "vista" por el otro electrón.

Con lo hasta aquí expresado no se pretende agotar el nivel de aproximación, sino tan sólo encontrar un valor numérico del potencial de ionización que revele lo más realista posible la estructura del átomo de Helio. Para finalizar; el valor calculado del potencial de ionización será utilizado para la determinación de la sección transversal usando el modelo de Demkov. Que se discutirá en la siguiente sección.

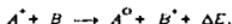
□

---

**I.B. - MODELO DE DEMKOV**

---

Existen al menos dos mecanismos que ayudan a entender el proceso de captura electrónica simple para la reacción:



El primer mecanismo consiste en pensar que la captura electrónica en el sistema ocurre debido al cruce de las curvas de energía potencial, la captura electrónica simple ocurre en el cruce de la curva. Este tipo de mecanismos predominan en los casos donde la separación de energía de los reactantes y productos es grande a una separación internuclear infinita. El caso del cruce de la curva ha sido estudiado ampliamente en términos de la teoría adiabática (de Landau-Zener-Stückelberg), y actualmente están bien estudiados.

Un segundo mecanismo que también existe es el que da origen a una sección transversal grande. Esto ocurre en sistemas en los cuales varias curvas de potencial están muy cercanas a separaciones internucleares grandes. Un modelo teórico que estudia esta clase de reacciones fue presentado por Demkov [6].

---

**B 1. - MODELO**

---

Aquí se estudiará el problema de captura electrónica simple [6] a distancias grandes entre dos estados. El formalismo es muy diferente para el caso de cruzamiento de curva de Landau-Zener

donde se supone un cruce lineal de dos curvas de energía potencial y un elemento constante  $H_{12}(R)$  de la matriz de acoplamiento.

Aquí en particular tenemos el problema opuesto. Las dos curvas de potencial se dan por hechas a ser paralelas una con otra y el elemento de matriz de acoplamiento se supone tiene una dependencia exponencial en  $R$ . La captura electrónica simple de energías bajas a intermedias se localiza en la separación internuclear donde la diferencia entre las curvas de potencial es igual a dos veces el elemento  $H_{12}(R)$  de la matriz de acoplamiento. Demkov estudió el caso de la captura electrónica simple usando un acoplamiento exponencial decreciente como sigue:

Para la captura electrónica simple entre un ión positivo y un átomo, el potencial intermolecular a distancias grandes se escribe como:

$$V_i(R) = V_i(\infty) - \frac{\alpha_i}{2 R^4} \quad (1.21)$$

donde  $\alpha_{i=1,2}$  es la polarizabilidad dipolar del átomo neutro de los reactivos y los productos del sistema respectivamente.

La captura electrónica simple ocurre en la región  $R_c$  (distancia donde ocurre la transferencia electrónica) donde el elemento de matriz de acoplamiento  $H_{12}(R)$  es igual a un medio de la diferencia de los potenciales internucleares

$$\begin{aligned} H_{12}(R_c) &= \frac{1}{2} |V_1(R_c) - V_2(R_c)| \\ &= \frac{1}{2} \Delta V(R_c) \end{aligned} \quad (1.21)$$

Sobre la región de transferencia,  $R_c \pm \Delta R_c$ , es una buena aproximación escribir el elemento de matriz igual a

$$H_{12}(R) = e^{-\lambda R} \quad (1.23)$$

$\lambda$  parámetro de acoplamiento.

La probabilidad de transición  $P(b)$  se puede calcular como función del parámetro de impacto ( $b$ ) usando la fórmula de Demkov

$$P(b) = \operatorname{sech}^2 \left( \frac{\pi \Delta V(R_c)}{2\pi \lambda v(b)} \right) \operatorname{sen}^2 \left( \frac{1}{h} \int_{-\infty}^{\infty} H_{12} dt \right) \quad (1.24)$$

Aquí todas las cantidades están en unidades atómicas, y la velocidad radial a un parámetro de impacto esta dada por:

$$v(b) = v_0 \left( 1 - \frac{V_1(R_c)}{E} - \frac{b^2}{R_c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.25)$$

donde  $v_0$  es la velocidad incidente correspondiente a una energía de aceleración  $E = \frac{1}{2} M_0 v_0^2$ , del proyectil de masa  $M_0$ . La ecuación (1.24) es exacta para parámetros de impacto  $b \ll R_c$ . Sin embargo, descuida una región importante de transferencia cuando el parámetro de impacto  $b \approx R_c$ .

Duman [7] usando la fórmula de Demkov (1.24) calculó la sección transversal para captura electrónica simple cuasi-resonante entre  $He^+$  y átomos alcalinos. El simplificó la ecuación (1.24) usando dos formas de límites para la sección transversal ( $\sigma$ ). La primera forma, aplicable a las colisiones a energía baja, está dada por:

$$\sigma = \frac{1}{2} \pi R_c^2 f(\nu) \quad (1.26)$$

donde

$$f(\nu) = \int_0^{R_c} \operatorname{sech}^2 \left( \frac{\pi \Delta V(R_c)}{2\lambda \nu(b)} \right) d \left( \frac{b^2}{R_c^2} \right) \quad (1.27)$$

La segunda forma, la cual es aplicable a energías altas, es idéntica a la fórmula usada para captura de carga resonante.

A partir de las ecuaciones (1.26) y (1.27), se encuentra una forma equivalente para la sección transversal:

$$\sigma = 4\pi R_c^2 \left[ 1 - \frac{V_1(R_c)}{E} \right] \int_1^{\infty} \frac{dx e^{-\delta x}}{x^3 (1 + e^{-\delta x})^2} \quad (1.28)$$

donde

$$\delta = \frac{\pi \Delta V(R_c)}{2\lambda \nu_0} \left[ 1 - \frac{V_1(R_c)}{E} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.29)$$

Para la captura electrónica simple de un Ión atómico los cálculos considerados aquí son una buena aproximación si se considera

$$\left[ 1 - \frac{V_1(R_c)}{E} \right]^{-\frac{1}{2}} \approx 1$$

La sección transversal en la región de baja energía se puede considerar en términos de una velocidad reducida

$$\delta^{-1} = \frac{2\pi\lambda u_0}{\pi \Delta V(R_c)} = \frac{\sqrt{E} \pi \lambda}{\pi \Delta V(R_c)} \sqrt{\frac{E}{N_0}} \quad (1.30)$$

y de una sección transversal reducida  $\sigma^*$

$$\sigma^* = \frac{\sigma}{\frac{1}{2} \pi R_c^2} \quad (1.31)$$

Usando cálculos numéricos, Olson [8] estudió el comportamiento de la curva reducida  $\sigma^*$  en función de  $\delta^{-1}$  para estimar la sección transversal total. Olson realizó variaciones en los parámetros  $\Delta V(R_c)$ ,  $\lambda$  y  $R_c$  para observar si una curva general puede representar varias condiciones iniciales y así determinar la región de validez de la curva reducida del modelo. □

## B. 2. - SECCION TRANSVERSAL REDUCIDA

Varias combinaciones fueron usadas de  $\Delta V(R_c)$ ,  $\lambda$  y  $R_c$  para probar la validez de emplear una curva general de la sección transversal reducida.  $\Delta V(R_c)$  fue variada desde 0.006 a 0.1 unidades atómicas (u.a.) ó (0.16 a 2.7eV),  $\lambda$  desde  $0.3\alpha_0^{-1}$  a  $0.6\alpha_0^{-1}$  y  $R_c$  desde  $7.5\alpha_0$  a  $16\alpha_0$ . la curva de la Fig.1.2 representa el cálculo de la sección transversal reducida  $\sigma^*$  en función de la velocidad reducida  $\delta^{-1}$ . En la tabla I se da un resumen numérico de la línea sólida de la Fig.1.2.

$\delta^{-1}$	$\sigma^*$
0.5	0.03
1.0	0.30
1.5	0.66
2.0	0.95
2.5	1.05
3.0	1.08
3.5	1.07
4.0	1.05
4.5	1.02
5.0	0.99

TABLA I. - Cálculo de la sección transversal reducida

A velocidades reducidas grandes  $\delta^{-1} \approx 5$ . La curva mostrada en la Fig.1.2 no puede ser usada para estimar la sección transversal. A velocidades altas las colisiones funcionan como si el sistema fuera resonante y se requiere un conjunto nuevo de parámetros para representar los procesos de colisión

Para concluir la presente sección es importante mencionar la dificultad de reproducir el comportamiento de un sistema de colisión ión atómico—molécula. Sin embargo, en algunos casos puede resolverse proponiendo ó usando modelos que revelen lo más realista posible la situación física en consideración, como lo es el modelo de Demkov en nuestro caso. □

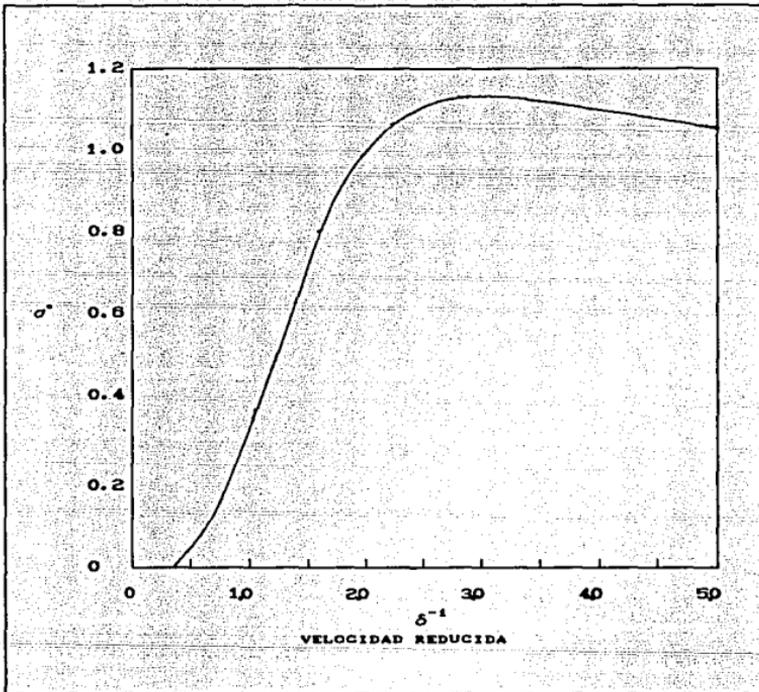


FIGURA 1.2

Sección eficaz total reducida  $\sigma^*$  (Ec. (1.31))  
 contra la velocidad reducida  $\delta^{-1}$  (Ec. (1.30)).

## I.C. REVISIÓN DE TRABAJOS SOBRE LA CAPTURA ELECTRÓNICA SIMPLE DE $\text{He}^+$ EN MOLECULAS

En esta sección se realiza una revisión de los trabajos experimentales sobre la captura electrónica simple en la colisión de iones de  $\text{He}^+$  en diferentes blancos moleculares. La importancia de este proceso reside en que las colisiones de captura electrónica simple presentan grandes posibilidades para la formación de átomos de  $\text{He}^0$  y eventualmente algunas de las teorías podrían ser aplicadas al estudio de la captura electrónica simple. El problema de la captura electrónica simple del ión  $\text{He}^+$  en moléculas, ha sido estudiado experimentalmente desde hace tiempo.

A. V. Bray y su grupo [9] midieron la dispersión de intercambio de carga de la reacción  $\text{He}^+$  en  $\text{H}_2$  en un intervalo de energía de 0.5 a 3 keV a ángulos menores de  $12^\circ$ . Sus resultados del espectro de pérdida de energía de dispersión directa muestran cuatro estructuras las cuales resultan del proceso de dispersión inelástica y elástica de excitación vibro-rotacional, entre el estado base y los estados excitados electrónicamente del  $\text{H}_2$  y  $\text{H}_2^+$ . Sus resultados muestran que la colisión involucra el ión incidente y al blanco como un todo y que hay un acoplamiento insignificante entre la excitación electrónica y vibro-rotacional. La gráfica de sus secciones reducidas de la dispersión directa exhibe un comportamiento que sugiere que el proceso inelástico resulta de interacciones que ocurren a una separación específica entre partículas.

W. L. Hodge y su equipo [10], estudiaron la captura electrónica simple de  $\text{He}^+$  en colisión con  $\text{H}_2(\text{D}_2)$  y  $\text{N}_2$ . Ellos midieron la dispersión inelástica a energías de keV y a ángulos pequeños, encontraron que el proceso dominante está asociado con la pérdida de energía de 13 a 18 eV.

D. Dowek y su grupo [11], estudiaron el proceso de intercambio de carga de  $\text{He}^+$  en  $\text{H}_2$  en un intervalo de energía de 200 eV a 3 keV. El proceso de intercambio de carga es identificado por las características de su espectro de pérdidas de energía. Ellos determinaron las probabilidades relativas de los procesos principales como función del ángulo de dispersión, sus resultados muestran tendencias similares a los del sistema neutro  $\text{He} + \text{H}_2$  e interpretan sus resultados como un sistema triatómico  $\text{HeH}_2$  usando el modelo de transferencia electrónica.

D. Dowek y su grupo [12], investigaron la colisión de  $\text{He}^+$  en CO y NO, de la comparación de los sistemas iónico y neutro determinaron los mecanismos de excitación que son comunes en ambos sistemas, también en ese estudio descubrieron nuevos estados de los iones moleculares  $\text{CO}^+$  y  $\text{NO}^+$ . Ellos propusieron mecanismos de excitación que se basan en cruzamientos de orbitales moleculares, transiciones del tipo de Demkov y transición de dos electrones conduciendo a una excitación directa y a un procesos de transferencia de carga en el sistema iónico.

R. S. Gao y su grupo [13], midieron la sección transversal diferencial absoluta de la transferencia de carga de  $\text{He}^+$  con  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ , CO, y NO en un intervalo angular de  $0.02^\circ$  a  $1^\circ$  a una

energía de colisión de 1.5 keV, los resultados muestran considerables estructuras en el intervalo angular medido, así como también reportan la sección transversal total de  $0^\circ$  a  $1^\circ$  para los procesos anteriores.

F. P. Ziemba y su grupo [14]. estudiaron la secciones transversales diferenciales de captura electrónica simple de  $\text{He}^+$  en  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ , Ar y Kr, en un intervalo de energía de 1 a 20 keV. Ellos observaron que la sección transversal en función de la energía muestra diferentes resonancias indicando un efecto de intercambio de carga.

S. M. Fernandez et al[15]. midieron la captura electrónica simple a ángulos pequeños en la colisión de  $\text{He}^+$  en  $\text{N}_2$  en un intervalo de energía de 0.5 a 3 keV y a un ángulo máximo de dos grados. Ellos muestran que el proceso de captura electrónica simple es importante en la colisión y que a cada energía la probabilidad decrece monótonamente cuando aumenta el ángulo de dispersión.

D. Doweck y su grupo [16]. estudiaron el proceso de captura electrónica simple en los sistemas  $\text{He}^+ + \text{N}_2$  y  $\text{He}^+ + \text{O}_2$  en un intervalo de energías de 0.2 a 4 keV y a un intervalo angular de  $0^\circ$ - $3^\circ$ . Sus resultados muestran la importancia del proceso de captura electrónica simple en los cuales los procesos cuasiresonantes y endotérmicos dominan al proceso exotérmico.

Recientemente H. Martínez y su grupo [17]. estudiaron las secciones transversales diferenciales y totales del proceso de captura electrónica simple y doble de protones en  $\text{SF}_6$ , en un intervalo de energía de 1-5 keV y en un intervalo de ángulo de  $0^\circ$ - $3^\circ$ , sus resultados concuerdan razonablemente con los modelos semiclásicos de Smirnov y Olsou.

Finalmente H. Martínez y su grupo [18], determinaron experimentalmente las secciones totales de captura electrónica simple, para iones  $\text{He}^+$  incidentes en  $\text{SF}_6$  en un intervalo de energías de 6 a 34 keV. Observaron que la sección total presenta un máximo de  $\sim 1.66 \times 10^{-15} \text{cm}^2$  a una energía de colisión de 20 keV.

En esta revisión bibliográfica se encontró que un buen número de autores han estudiado, tanto teórica como experimentalmente, la dependencia de la sección transversal total en función de la energía, en diferentes sistemas ion - molécula. En particular destaca el uso de modelos sencillos como el modelo de Demkov, para dar una interpretación física del proceso en estudio, lo cual fundamenta la aplicación de este modelo en nuestro caso.

# CAPITULO DOS

Entonces pasé al laboratorio ¡Cuán pequeños  
hombres ciertos eran de veras! Magos del  
microsegundo precisamente conecidos a aquello  
de que no querían preguntar  
más como sus computadoras golpeaban y zumbaban  
Era un infierno encendido, cristal y bata blanca  
Y allí sentada Santa Partícula la Séptica  
perdida en pensamientos con armazón de concha. Pase amable  
Pero cuando pasé, en uno de los lentes  
vi saltarle un ojo de agro de la cara.

JOHN CIARDI: fragmento

## CAPITULO DOS

## II.- EXPERIMENTO

## II A - CONCEPTO DE SECCION TRANSVERSAL

Para obtener información de los procesos que ocurren durante la colisión, se hace uso de una medida muy importante del proceso de dispersión la sección transversal  $\sigma$  [19].

La sección transversal para un haz de partículas dispersoras se define como:

$$\sigma = \frac{\text{FLUJO DISPERSADO}}{\text{FLUJO INCIDENTE POR UNIDAD DE AREA}} \quad (2.1)$$

Cuyas unidades son  $\text{cm}^2$

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

La probabilidad  $dP = 1/I_0$  de una interacción en la longitud  $dx$  es:

$$dP = \frac{\sigma I_0}{A} (A n dx) = \sigma n dx \quad (2.2)$$

donde  $A$  es el área de las partículas dispersoras a la cual llega el haz incidente  $I_0$ . De la relación anterior vemos que la sección transversal  $\sigma$  se puede interpretar en nuestro caso, como la probabilidad de que se presente un cambio en la carga de un átomo ó de un ión debido a la proximidad del otro.

Si  $z$  es la longitud del blanco, entonces  $\epsilon z$  es el "espesor" del blanco ( $\epsilon$ ). Con esta consideración de la ecuación (2.2) se obtiene:

$$\sigma = \frac{I}{\epsilon I_0} \quad (2.3)$$

si llamamos a  $f = \frac{I}{I_0}$  la fracción de partículas que pasan del estado de carga +1 al 0 durante la interacción tenemos la ecuación:

$$\sigma = \frac{f}{\epsilon} \quad (2.4)$$

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

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

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{I(\theta)}{\epsilon I_0 d\Omega} \quad (2.5)$$

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

$I_0$  -número de partículas incidentes por unidad de tiempo (partículas/seg.).

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

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

Si  $z$  es la longitud del blanco, entonces  $z/\epsilon$  es el "espesor" del blanco ( $\epsilon$ ). Con esta consideración de la ecuación (2.2) se obtiene:

$$\sigma = \frac{I}{\epsilon I_0} \quad (2.3)$$

si llamamos a  $f = \frac{I}{I_0}$  la fracción de partículas que pasan del estado de carga +1 al 0 durante la interacción tenemos la ecuación:

$$\sigma = \frac{f}{\epsilon} \quad (2.4)$$

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

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

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{I(\theta)}{\epsilon I_0 d\Omega} \quad (2.5)$$

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

$I_0$  -número de partículas incidentes por unidad de tiempo (partículas/seg.).

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

$d\Omega$  -ángulo sólido (sterads).

La sección de dispersión total se puede obtener de la ecuación (2.5) a partir de la siguiente integral:

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

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

$$\sigma = 2\pi \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.6)$$

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

$$\sigma = 2\pi \frac{h}{3} \left[ f(\theta_0) + \sum_{n=1}^{n/2} \left[ 4f(\theta_{2n-1}) + 2f(\theta_{2n}) \right] + f(\theta_{\max}) \right] \quad (2.7)$$

con

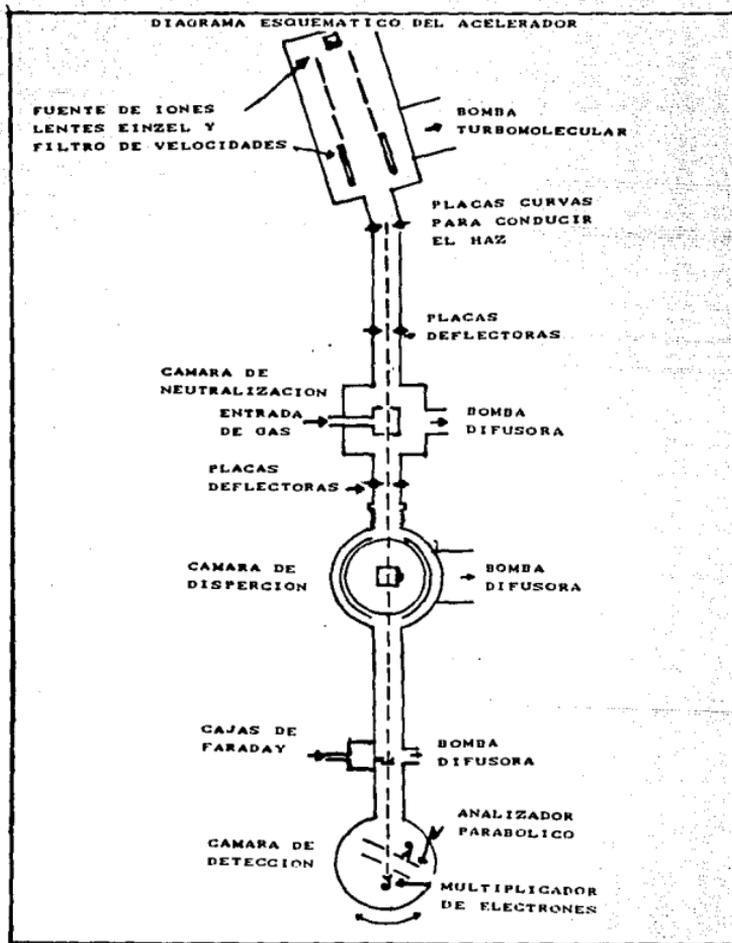
$$f(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta$$

$$h = d\theta$$

□

## II.B. DESCRIPCIÓN DEL ACELERADOR

El aparato consta de cuatro partes principales y son: acelerador, cámara de neutralización, cámara de dispersión y sistema de detección, así como un sistema de extracción de aire. Un esquema se muestra en la figura 2.1. Y a continuación se describen cada una de sus componentes



## B.1. - SISTEMA DE BOMBEO

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

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

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

Los requerimientos anteriores en nuestro caso se satisfacen con un vacío del orden de  $10^{-7}$  torr. que se obtiene por medio de cuatro bombas mecánicas, cuatro de difusión y una turbomolecular.

Las bombas mecánicas desalojan los gases del sistema por medio de un rotor, cuyo eje se encuentra sumergido en aceite lubricante. Con estas bombas, que sirven de apoyo a las bombas de difusión y turbomoleculares, se obtienen vacíos del orden de  $10^{-3}$  o  $10^{-4}$  torr. [20].

Las bombas de difusión desalojan las partículas de un sistema por medio de flujos de vapor de aceite. El flujo de vapores de aceite provocado al calentar el aceite por medio de una resistencia situada en la parte inferior de la bomba, los vapores de aceite son recuperados al condensarse debido al enfriamiento de las paredes de la bomba mediante aire o agua y nitrógeno líquido. El aceite que utilizan las bombas difusoras es Corning 750 o Santovac que tiene una presión de vapor de  $10^{-10}$  mm Hg a temperatura de operación de la bomba difusora.

El funcionamiento de las bombas turbomoleculares es parecido al de la turbina, el cuerpo de la bomba se enfría por medio de un flujo de agua fría, y en el interior se encuentra un rotor el cual gira con una velocidad de 36 000 rpm [21].

El rotor que tiene sus extremos sobre baleros perfectamente lubricados por aceite para reducir la fricción, tiene unas aspas que se mueven entre discos fijos, los cuales son perpendiculares al rotor, este tipo de bombas es muy conveniente en algunas partes del acelerador como es en la fuente de iones, lentes Einsel y el filtro de velocidades ya que no produce contaminantes.

## B.2. - FUENTE DE IONES

Un esquema detallado con cada una de las componentes de la fuente [22] se muestra en la figura 2.2. La cámara es de nitrato de boro lo que la hace muy versátil en el sentido de poderla operar como fuente universal. Las corrientes y voltajes de operación son los siguientes:

Filamento de tungsteno: 15-18 amperes.

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

## B. 2. - OPERACION DE LA FUENTE

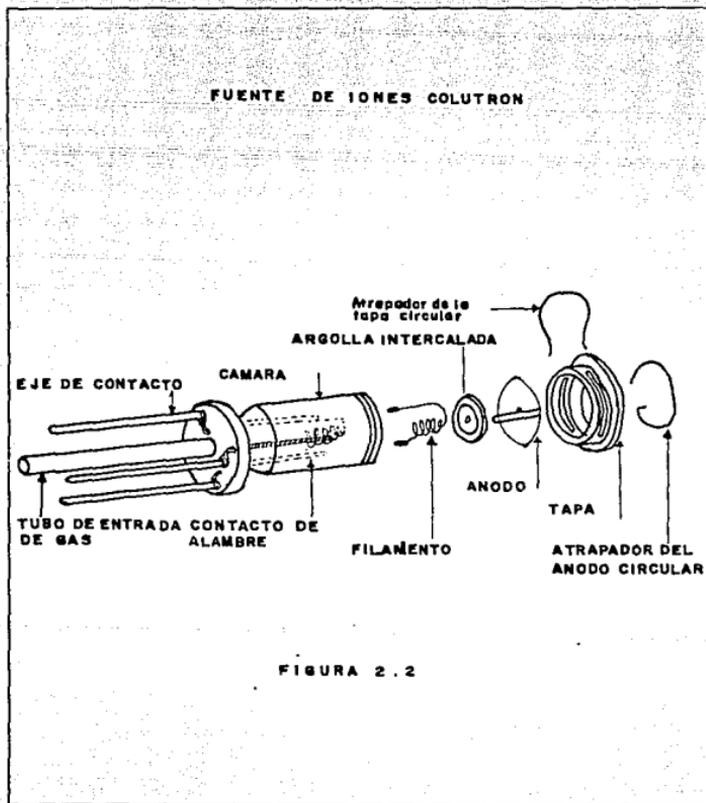
Una fuente nueva se debe desgaseificar de la siguiente manera:

-Después que ha sido evacuado por el sistema de vacío se enciende el filamento a media potencia cerca de 30 minutos, o bien el tiempo suficiente para que el vacío vuelva a ser del orden de  $10^{-6}$  torr, entonces se incrementa la corriente del filamento lentamente hasta cerca de 18 amperes:

-Se sigue el mismo procedimiento después de haber limpiado la fuente.

Se introduce helio a una presión de 80 micrones en la cámara de la fuente de iones. Ya que se ha visto que con esta presión es posible obtener mayores corrientes de  $\text{He}^+$ . La forma como opera la fuente es la siguiente:

Ocurre que al calentar el filamento, éste emite electrones y debido a colisiones sufridas dentro de la fuente se tendrán procesos de captura electrónica simple y doble, ionización y recombinación, produciendo los iones  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^-$ ,  $\text{He}^{2+}$  y  $\text{He}^+$ . □



## B.3. · ACELERACION Y ENFOQUE

### B.3.1. · SISTEMA DE LENTES

Un haz luminoso se puede enfocar y desenfocar por medio de lentes ópticas, de igual forma un haz de partículas cargadas también se puede enfocar y desenfocar por medio de lentes electrostáticas [23]. Estas lentes pueden ser dos conductores planos paralelos sometidos a una diferencia de potencial y que por medio de aberturas circulares curvan las líneas equipotenciales, como se muestra la figura 2.3 .

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

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

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

En el experimento se utilizó el sistema de lentes Einzel que se muestra en la figura 2.4.

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

La aceleración de los iones está dada por la diferencia de potencial que existe entre la fuente y las partes conectadas a tierra de las lentes Einzel.

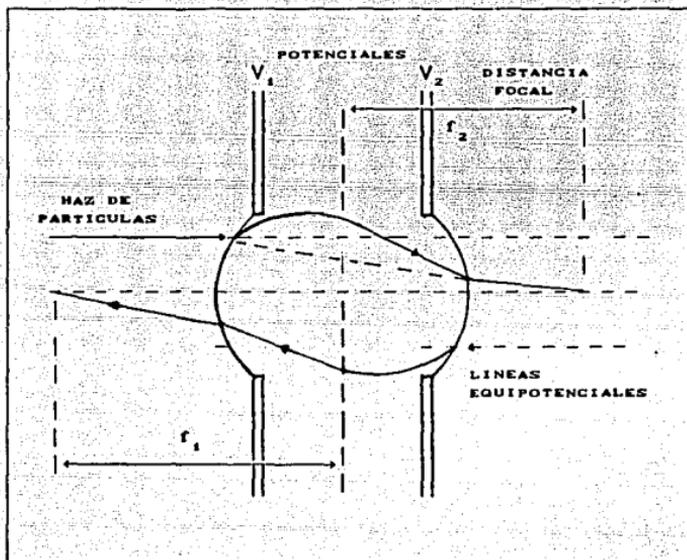


FIGURA 2.3  
LENTES ELECTROSTATICAS

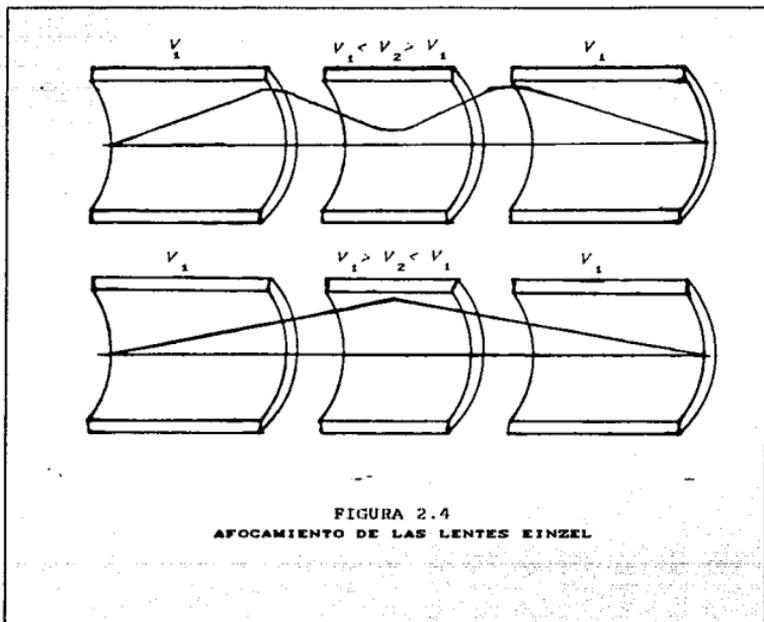


FIGURA 2.4  
AFOCAMIENTO DE LAS LENTES EINZEL

## B.4.-SELECCION

## B.4.1.- FILTRO DE VELOCIDADES

De la fuente de iones se extrae  $\text{He}^+$ . Para seleccionar  $\text{He}^+$  en este experimento, se requiere de un selector de masas; en particular se utiliza el filtro de velocidades propuesto por Wien. El filtro de velocidades [24] consiste en un electroimán y un par de placas deflectoras electrostáticas. Las placas son montadas entre los polos del imán para producir un campo eléctrico  $E$  perpendicular al campo magnético  $B$ , ver figura 2.5.

Cuando el haz de partículas cargadas pasa a través del filtro con una velocidad  $v_0$ , es deflectado por el campo electrostático en una dirección y por el campo magnético en la otra de acuerdo a la fuerza de Lorentz. La magnitud de esta fuerza se calcula de la siguiente manera:

$$\text{FUERZA ELECTROSTATICA } F_e = qE$$

$$\text{FUERZA MAGNETICA } F_m = qv_0 \times B$$

donde  $E$  es la intensidad de campo eléctrico,  $B$  es la intensidad de campo magnético y  $q$  es la carga del electrón.

Cuando las dos fuerzas son iguales, las partículas cargadas con velocidad  $v_0$  pasan sin deflectarse a través del filtro. Las partículas con otras velocidades son deflectadas hacia uno u otro lado de la dirección de las partículas con velocidad  $v_0$ . La velocidad  $v_0$  de los iones que pasan sin sufrir ninguna desviación son aquellos que cumplen la relación:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eV}{M_0}} \quad (2.8)$$

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

Un ión con velocidad  $v_0$  y de masa  $M_0$  que se mueve a través del filtro como lo muestra la figura 2.6 no será defectado si  $v_0 e B = e E$ , es decir

$$B \sqrt{\frac{2eV}{M_0}} = E \quad (2.9)$$

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

$$\frac{M_x v_x^2}{R} = e v_x B - e E = e E \left( \sqrt{\frac{M_0}{M_x}} - 1 \right) \quad (2.10)$$

De esta ecuación se sigue que los iones de masa  $M_x$  son deflectados en una trayectoria circular con radio :

$$R = \frac{2V}{E \left[ \sqrt{\frac{M_0}{M_x}} - 1 \right]}$$

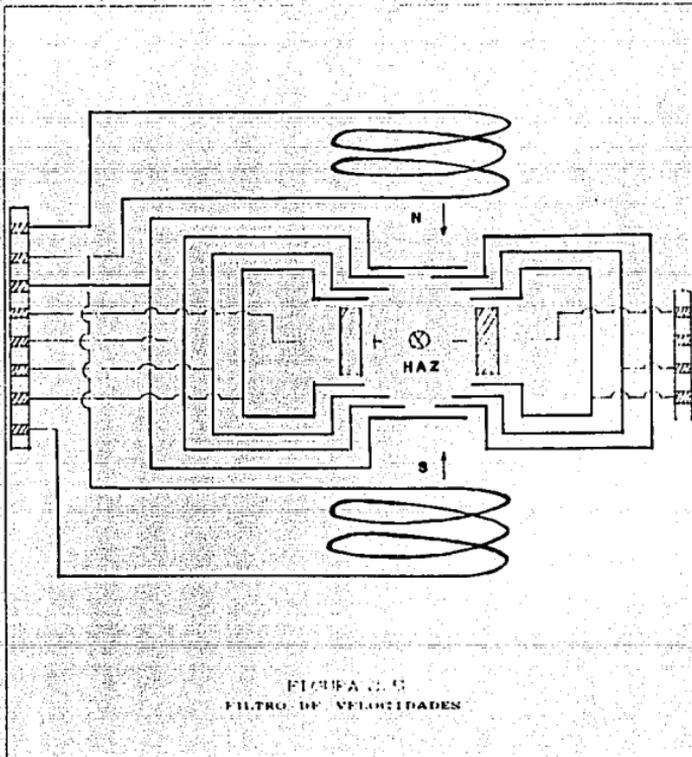
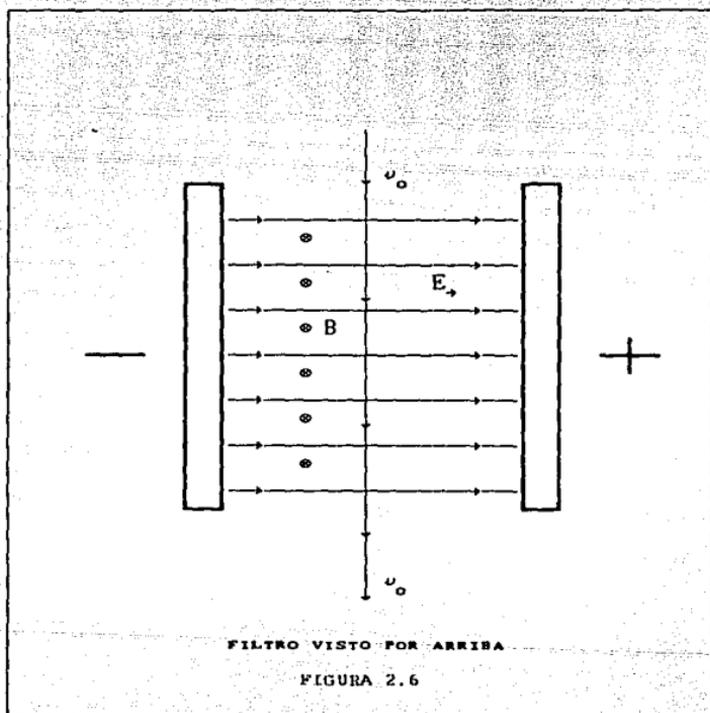


FIGURA 3.4  
 FILTRO DE VELOCIDADES



FILTRO VISTO POR ARRIBA

FIGURA 2.6

El esquema de la figura 2.7 ilustra como son separados los iones con masa  $M_x$ , de la masa  $M_o$ , que pasa sin ser deflectada. Puesto que el ángulo total de arco atravesado por el haz deflectado que entra en O y sale en Q es el mismo que el ángulo de deflexión  $\phi$ , entonces para ángulos pequeños  $\tan\phi \approx \sin\phi \approx \phi$  de la figura 2.7.

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

por lo tanto

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

entonces

$$D = \frac{l\alpha E \left[ \sqrt{\frac{M_o}{M_x}} - 1 \right]}{2V}$$

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

La condición para que no haya deflexión de un número de masa elegido se obtiene a partir de la Ec.(2.9)

$$M_o = 2eV \left[ \frac{B}{E} \right]^2$$

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

$$B = kI$$

donde  $I$  es la corriente de la bobina, y  $k$  incluye el número de vueltas, la constante de permeabilidad  $\mu_o$  y las características geométricas de la bobina.



Entonces

$$\frac{\sqrt{2eV}}{E} k I_0 = \sqrt{M_0}$$

o bien, si

$$\alpha = \frac{E}{k \sqrt{2eV}} = \text{constante}$$

entonces

$$I_0 = \alpha \sqrt{M_0} \quad (2.11)$$

Mantenimiento fijo el campo eléctrico  $E$  y variando el campo magnético  $B$  mediante la corriente  $I$  se obtiene [25]:

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

donde  $M_1$  es la masa del ion no deflectada para  $E$  e  $I$  dados.

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

## B.5. - CELDA DE REACCION

La celda de reacción para gases es un tubo cilíndrico de acero inoxidable, cuyas dimensiones interiores son de 2.54 cm de diámetro y 2.54 cm de longitud. La celda de reacción tiene dos colimadores, con bordes de navaja, uno a la entrada y otro a la salida con diámetros de 1 y 4 mm, respectivamente. Esta celda está soportada por un tubo de acero inoxidable de 3 mm de diámetro interior que a la vez conduce el gas al interior de la celda. La celda de reacción está situada en el centro de una cámara que

consta de tres partes, una parte fija a la celda y las otras dos móviles, las dos partes móviles que rotan con respecto al centro de giro situado en la celda de reacción, permiten efectuar las medidas de las distribuciones angulares de los productos de reacción. En la figura (2.8) se muestra el dibujo de la celda de reacción, el valor de la presión en la celda de reacción se obtiene con un barómetro capacitivo [26], que mide la presión a través de la capacitancia que hay entre la placa conductora y un diafragma, que se acerca o se separa de acuerdo a la presión ejercida sobre este. Una cantidad muy importante, relacionada con el número de partículas en el blanco y la longitud efectiva del mismo, es el "espesor" del blanco.

Un gas a baja presión se puede considerar como un gas ideal que cumple con la siguiente relación

$$PV = N kT \quad (2.12)$$

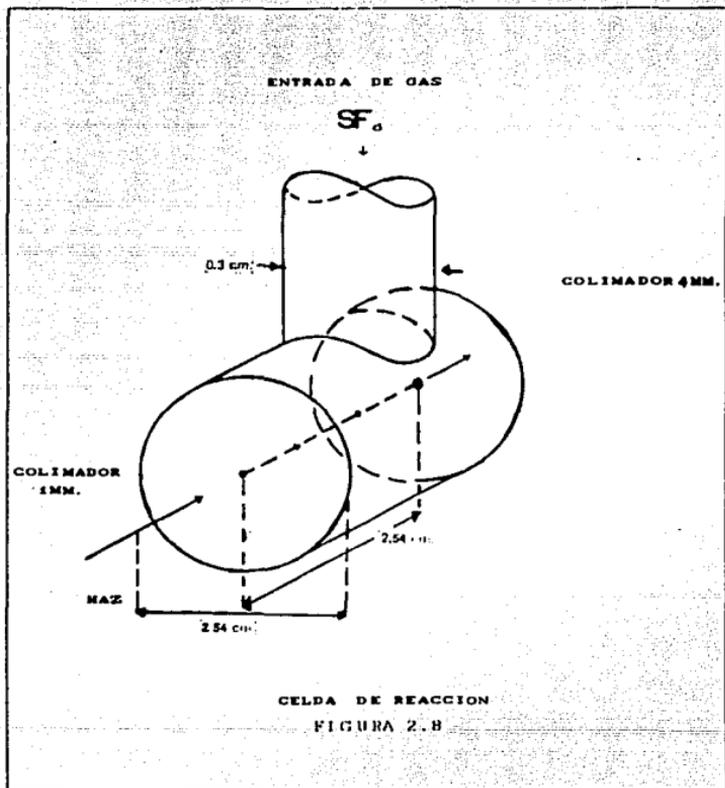
con P presión en la celda, en  $N/m^2$ , volumen V del blanco en  $m^3$ , N número de partículas en el blanco, k constante de Boltzman en joules/ $^{\circ}K$  y T la temperatura en la celda en grados Kelvin. De la relación anterior obtenemos

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

si multiplicamos por la longitud efectiva  $l$  (cm) del blanco, se tiene que el "espesor" del blanco es

$$\epsilon = \frac{Pl}{kT} \quad (2.14)$$

con  $\{\epsilon\}$  = partículas/ $cm^2$



CELDA DE REACCION  
FIGURA 2.8

Pasando al sistema de unidades cgs para  $z = 2.54$  cm y  $P$ (mm Hg) tenemos:

$$\epsilon = (8.17 \times 10^{10} \text{ partículas/cm}^2 \text{ mm Hg})P \quad (2.15)$$

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

$$\epsilon = 3.27 \times 10^{13} / \text{cm}^2 \quad (2.16)$$

El valor de la presión ( $4 \times 10^{-4}$  mm Hg) corresponden a un valor comprendido en el intervalo de presiones en el cual las partículas incidentes interaccionan una sola vez en promedio con las partículas del blanco. A este intervalo de presiones se le llama régimen de "colisión simple" y está determinado por la región donde el comportamiento de la presión con el número de partículas dispersadas es lineal. □

## B.6.- SISTEMA DE DETECCION

### B.6.1.- CAJA DE FARADAY

La cantidad de partículas que inciden en el blanco es muy importante ya que se utiliza para saber que fracción de partículas se obtienen de los distintos procesos que ocurren en la celda de reacción. La medida de la corriente se hace por medio de una caja de Faraday [27], la cual consiste de cinco partes de cobre. (fig.2.9).

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

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

3) Placa colectora. A esta placa conectada a un electrómetro como se mostró en la figura 2.9. En el electrómetro se mide la corriente incidente de iones positivos.

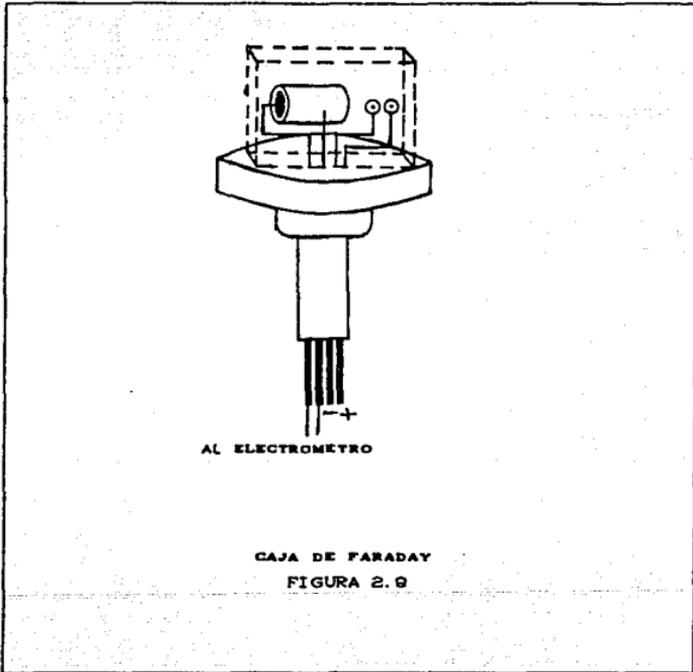
4) Electrodo cilíndrico, se conecta a un potencial negativo, para regresar a la placa colectora los electrones que salen de la misma.

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

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

$$N_i = t \frac{I_0}{e} \quad (2.17)$$

siendo  $I_0$  la corriente incidente medida en la caja de Faraday,  $e$  la carga del electrón en valor absoluto y  $t$  el tiempo de conteo.



## B.7.- ANALIZADOR PARABOLICO

El analizador parabólico [28] consiste de 2 placas conductoras que están a una cierta distancia de potencial, con tres colimadores, dos en la primera placa y uno en la segunda, como se muestra en la figura 2.10, creandose así un campo eléctrico entre ellas. Dependiendo de la energía incidente y del estado de carga de las partículas, estas serán dirigidas a un detector situado al lado opuesto, dejando pasar a las neutras a un detector colocado en la dirección del haz figura 2.10.

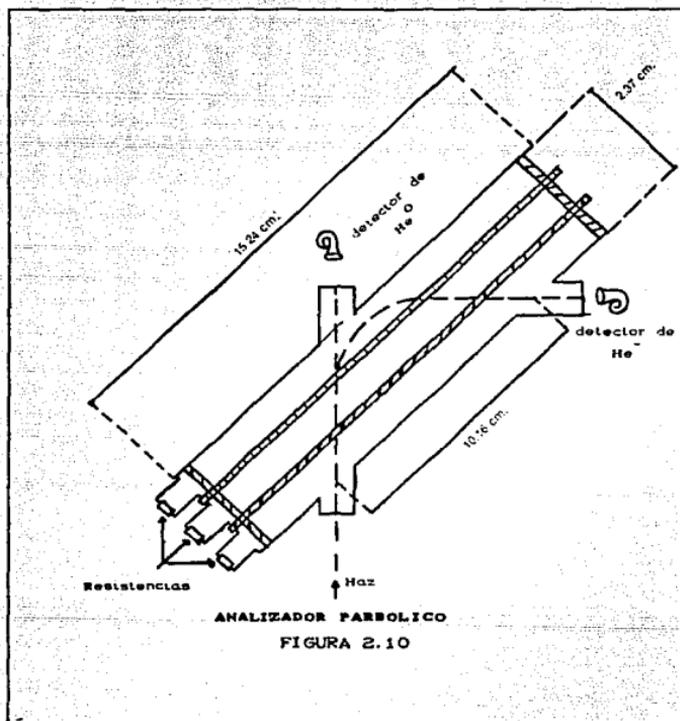
El analizador está construido de tal forma que la dirección de la entrada y salida (respecto a las placas deflectoras) de los iones es de  $45^\circ$ , la separación entre las placas y el voltaje aplicado a éstas, están en función del voltaje de aceleración de las partículas.

La relación entre el voltaje aplicado a las placas  $V_d$  y el voltaje de aceleración  $V_0$  esta dado por:

$$V_d = (0.6) V_0$$

Esta relación fue determinada experimentalmente. Para uniformizar el campo eléctrico, entre las placas conductoras se intercalan dos rejillas a las cuales se le aplica voltaje a través de unas resistencias de  $10 \Omega$ .

El analizador fundamentalmente separa las partículas cargadas del haz, para determinar el aumento de partículas neutras formadas por el proceso de colisión y que se cuentan con el multiplicador de electrones central, debido a que estas no son deflectadas por la acción del campo del analizador.



## B.8 - MULTIPLICADOR DE ELECTRONES (CEM)

La otra componente importante del sistema de detección es el channeltron (CEM), que detecta los iones  $\text{He}^+$  deflectados en el analizador.

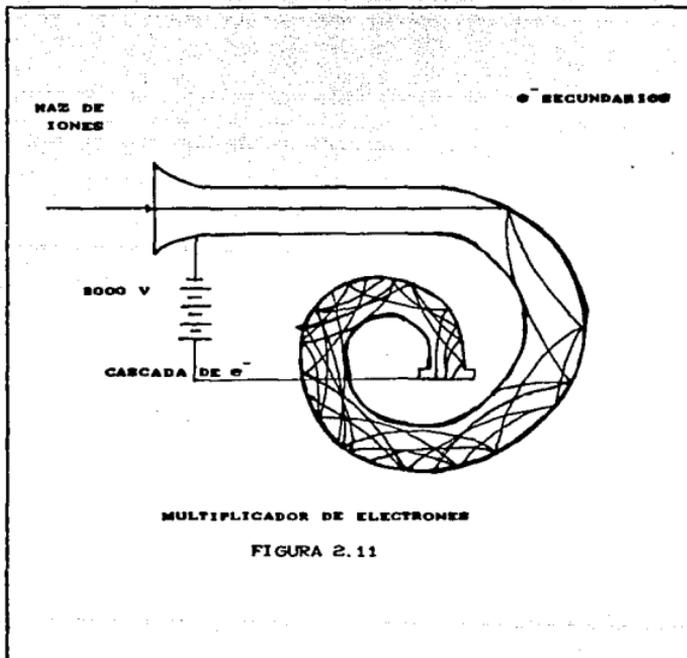
El CEM [29] es un tubo capilar de vidrio enroscado cuyo diámetro interior es aproximadamente un décimo de milímetro. Además tiene una capa de material semiconductor, que posee características adecuadas de emisión de electrones secundarios para un proceso de multiplicación electrónica sobre el interior de la superficie del tubo. Cuando se aplica una diferencia de potencial entre los extremos del tubo, se crea un campo eléctrico axial a lo largo del mismo, entonces si un electrón es arrancado del interior de la superficie por emisión secundaria, este será acelerado a través del tubo, y choca con la superficie cilíndrica arrancando más electrones y así sucesivamente como se muestra en la figura 2.11, de esta manera un solo ión  $\text{He}^+$  que arranca al menos un electrón de la entrada del canal genera una cascada de electrones en la salida del mismo.

El CEM empleado tiene una abertura de 10 mm de diámetro con un canal de multiplicación enroscado de 2 mm de grueso. Se colocó una rejilla con una transmisión geométrica del 94%, a 3 mm de la abertura de entrada del CEM para ayudar a asegurar la uniformidad de respuesta a través del canal, la rejilla y el frente del CEM se mantuvieron a un potencial base, y la salida a +3 keV, se colocó una resistencia de carga de  $1 \text{ M}\Omega$  en paralelo con el CEM (para regular el tamaño del pulso de salida), y la señal

de voltaje en el extremo de alto voltaje de esta resistencia de carga fue acoplada por medio de un condensador de 100 pf a la amplificación y electrónica de conteo.

La eficiencia de conteo se puede determinar de la comparación de la porción de cuentas del CEM con la corriente colectada en una caja de Faraday. Crandall, Ray y Cisneros [30], obtuvieron de esta manera, la eficiencia del channeltron para iones positivos y iones negativos.

El channeltron puede operarse en alta ganancia (cerca de  $10^6$ ), así que si una partícula arranca al menos un electrón secundario de la entrada, la multiplicación produce una cantidad de carga de salida que es fácilmente detectable, es decir, puede amplificarse y contarse. Generalmente la alta ganancia empleada resulta de una salida de carga que está limitada por carga espacial del pulso de electrones cerca de la salida, así que el tamaño del pulso de salida es razonablemente constante y no es función del número de electrones secundarios inicialmente emitidos si se tiene cuidado de que la ganancia no decaiga abajo de este nivel de "saturación" debido a la fatiga o variación espacial a través de la entrada del multiplicador. □



## C - CANTIDADES DIRECTAMENTE MEDIBLES

### C.1.1.- CALCULO DE LA SECCION DIFERENCIAL

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

i)-La corriente del haz incidente ( $I_0$ ) que se mide en la caja de Faraday, se asocia a la intensidad de partículas incidentes por unidad de tiempo, ecuación 2.17.

ii)-La presión que esta implícita en el "espesor del blanco" ( $\epsilon$ ) en la ecuación 2.16.

iii)-El número de partículas dispersadas ( $N(\theta)$ ) a un ángulo  $\theta$  que se cuenta en los escaladores se relaciona con la intensidad del haz dispersado ( $I(\theta)$ ) por medio de la siguiente expresión

$$I(\theta) = \frac{N(\theta)}{t} \quad (2.18)$$

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

$$d\Omega = \left\{ \frac{r^2}{d^2} \right\} 3.1416 \quad (2.19)$$

donde "d" es la distancia al centro de la cámara de reacción del colimador colocado a la entrada del analizador y "r" el radio del orificio del colimador, para valores de "d" y "r" de 58.0 cm y 0.025 cm respectivamente

$$d\Omega = 7.85 \times 10^{-7} \text{ sterads} \quad (2.20)$$

de las relaciones (2.5), (2.16), (2.17), (2.20) y  $e = 1.6 \times 10^{-19}$  coulombs y  $t = 10$  seg se obtuvo

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6.23 \times 10^{-28} \frac{N(\theta)}{I_0} \quad (2.21)$$

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

#### D.- ERRORES

Al poner la sección diferencial de dispersión en términos de las cantidades que podemos medir directamente en el experimento y con las ecuaciones (2.5) y (2.14) (2.17) se tiene que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = e k \frac{N(\theta) T}{I_0 t P} \frac{1}{d\Omega} \quad (2.22)$$

Las incertidumbres asociadas a las magnitudes contenidas en la ecuación anterior se deben a:

$$\left( \frac{d\ell}{\ell} \right) \quad \text{-La longitud efectiva del blanco}$$

Debido a que por los orificios de la celda de reacción hay

un flujo de gas de  $Sf_0$  de ésta al exterior de la misma, las longitudes efectiva y geométrica no coinciden. La construcción de la celda de reacción es de tal forma que el error en la longitud efectiva del blanco no exceda de  $\pm 3\%$  (17).

$$\left( \frac{\Delta I_0}{I_0} \right)$$

—La medición de la corriente.

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

—La variación de la corriente durante el tiempo de conteo.

Debido a la inestabilidad del haz hay variación en la corriente de partículas incidentes. Las distribuciones angulares se aceptan cuando esta variación de la corriente es menor del 10% respecto a la magnitud medida inicialmente. El error asignado al electrómetro al leer la magnitud de la corriente es del 1% de la escala completa. Este error es muy pequeño comparado con la magnitud de la corriente ( $10^{-9}$  amp) y por tanto es despreciable.

$$\left( \frac{\Delta N}{N} \right)$$

• El error relativo inherente al número de partículas.

Registradas en los contadores se obtuvo mediante la siguiente relación

$$\frac{\Delta N}{N} = (N)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\left( \frac{dT}{T} \right)$$

• El error relativo asociado a la temperatura

Es del 1.3% y se debe a los cambios atmosféricos en el medio ambiente del laboratorio.

$$\left( \frac{dP}{P} \right)$$

• El error relativo en la presión

Es del 6% y se obtiene de la calibración del barómetro capacitivo con un manómetro McCloud [31].

$$\left( \frac{d(\Omega)}{\Omega} \right)$$

• El error relativo en el ángulo sólido  $\{\Omega\}$ .

Este error se calculó midiendo la distancia del centro de la celda al colimador y del orificio del mismo, el error relativo calculado es del 0.1%.

$$\left( \frac{dt}{t} \right)$$

• El error relativo al tiempo

Inherente al reloj del contador. Este error es el 1%.

Una fuente de error muy pequeña y despreciable que afecta al ángulo de dispersión es la resolución angular. Este error se debe a que el centro dispersor se considera como puntual, lo cual no es cierto, debido a las dimensiones del gas contenido en la celda de reacción, a las dimensiones de los colimadores que están a la entrada y a la salida de la misma, y a las dimensiones del colimador colocado a la entrada del analizador. La resolución angular del aparato es de  $0.1^\circ$  (17).

El error relativo asignado a la sección diferencial debido a las incertidumbres asociadas a los parámetros de la ecuación 2.24 y el error relativo estadístico (que se obtiene a partir de

una distribución de Poisson) de las mismas secciones diferenciales se trataron de la siguiente forma [32].

De la ecuación 2.22 se define

$$r = \frac{I}{eK} \frac{d\sigma}{dN}$$

por tanto

$$r = \frac{N T}{I_0 t P l dN} \quad (2.23)$$

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

$$\frac{dr}{r} = \left( \frac{dN}{N} \right) + \left( \frac{dT}{T} \right) + \left( \frac{dI_0}{I_0} \right) + \left( \frac{dt}{t} \right) + \left( \frac{dP}{P} \right) + \left( \frac{dl}{l} \right) + \left( \frac{d(dN)}{dN} \right) \quad (2.24)$$

Las cantidades encerradas en los paréntesis de la relación anterior son los errores relativos asignados a los parámetros de la ecuación 2.23. Al substituir los porcentajes, dados en los incisos anteriores en la ecuación 2.24 se obtiene

$$\frac{dr}{r} = \frac{1}{\sqrt{N}} + 21.1\% \quad (2.25)$$

Al comparar los términos del lado derecho de la ecuación 2.25 vemos que el segundo término del lado derecho que es el error sistemático predomina sobre el error estadístico para  $N = 2000$ , debido a que el menor número de partículas que se registran en el experimento es siempre mayor a este número y por lo tanto, se escoge el error sistemático de 21.1% como la incertidumbre en las secciones diferenciales. Al introducir la incertidumbre relativa del 21.1% de la sección diferencial en la ecuación 2.22, el error relativo en la sección total es de 21.1%.  $\square$

# CAPITULO TRES

**La construcción de modelos de los fenómenos naturales es una de las tareas esenciales de la labor científica. Más aún podemos decir que toda la ciencia no es sino la elaboración de un modelo de la Naturaleza.**

**ROSENBLUETH**

## CAPITULO TRES

## III.- RESULTADOS

Las secciones transversales diferenciales en función de la posición para la producción de átomos de Helio mediante la colisión de  $\text{He}^+$  en  $\text{SF}_6$  se muestran las figuras 3.1 y 3.2, (mostrando solamente una rama, ya que los resultados presentan una simetría con respecto al ángulo  $\theta$ ).

La sección transversal total  $\sigma_{10}(E)$  se obtiene al integrar numéricamente las distribuciones angulares de la Fig. 3.1 y 3.2 mediante la regla de Simpson. Los valores obtenidos son los siguientes:

TABLA 3.1

$E(\text{keV})$	EXPERIMENTALES	DEMCOV
	$\sigma_{10}(\text{cm}^2) \times 10^{-16}$	$\sigma_{10}(\text{cm}^2) \times 10^{-16}$
1.0	$2.59 \pm 0.55$	0.90
1.5	$3.10 \pm 0.65$	1.90
2.0	$3.54 \pm 0.75$	2.40
2.5	$3.99 \pm 0.84$	2.43
3.0	$4.19 \pm 0.88$	2.88
3.5	$4.62 \pm 0.97$	3.21
4.0	$4.95 \pm 1.04$	3.57
4.5	$5.62 \pm 1.19$	3.98
5.0	$6.20 \pm 1.30$	4.41

Los datos de las secciones transversales totales, para el proceso de captura electrónica simple de  $\text{He}^+$  en  $\text{SF}_6$  dentro del intervalo de energías de 1 a 5 keV se muestran en la Fig. 3.3.

Para calcular la sección transversal por el modelo de Olson fue necesario estimar primero la separación internuclear  $R_c$  a la cual la captura de carga ocurre, esto es:

$$\Delta V(R_c) = 2 N_{12}(R_c) \quad (3.1)$$

El cálculo de  $\Delta V(R_c)$  fue desarrollando usando la ecuación 1.21, las polarizabilidades teóricas [33].

$$\alpha_{He} = 0.205 \text{ \AA}^3 \quad \alpha_{SF_6} = 6.55 \text{ \AA}^3$$

El potencial de ionización del átomo de Helio, determinado en el capítulo uno, ecuación 1.20 y el potencial de ionización del  $SF_6$  [33] ( $PI_{SF_6} = 15.7 \text{ eV}$ ).

El cálculo del elemento de matriz de acoplamiento ( $N_{12}$ ) fue determinado usando la fórmula [8]:

$$N_{12}(R_c) = \left\{ \frac{(PI_{SF_6})^{\frac{1}{2}}(PI_{He})^{\frac{1}{2}}}{2} \left[ \sqrt{2PI_{SF_6}} + \sqrt{2PI_{He}} \right] \right\} * \\ \left\{ R \exp \left[ -0.43 \left[ \sqrt{2PI_{SF_6}} + \sqrt{2PI_{He}} \right] R \right] \right\} \quad (3.2)$$

donde  $PI_{SF_6}$  es el potencial de ionización del  $SF_6$  y  $PI_{He}$  es el potencial de ionización del He.

Finalmente, al sustituir estos valores en la fórmula Demkov para la sección transversal total (1.28) y variando la energía incidente  $E$ , se determinó la sección transversal total. Estos resultados se presentan también en la tabla 3.1 y estos resultados del modelo se comparan con los datos experimentales en la figura 3.3.

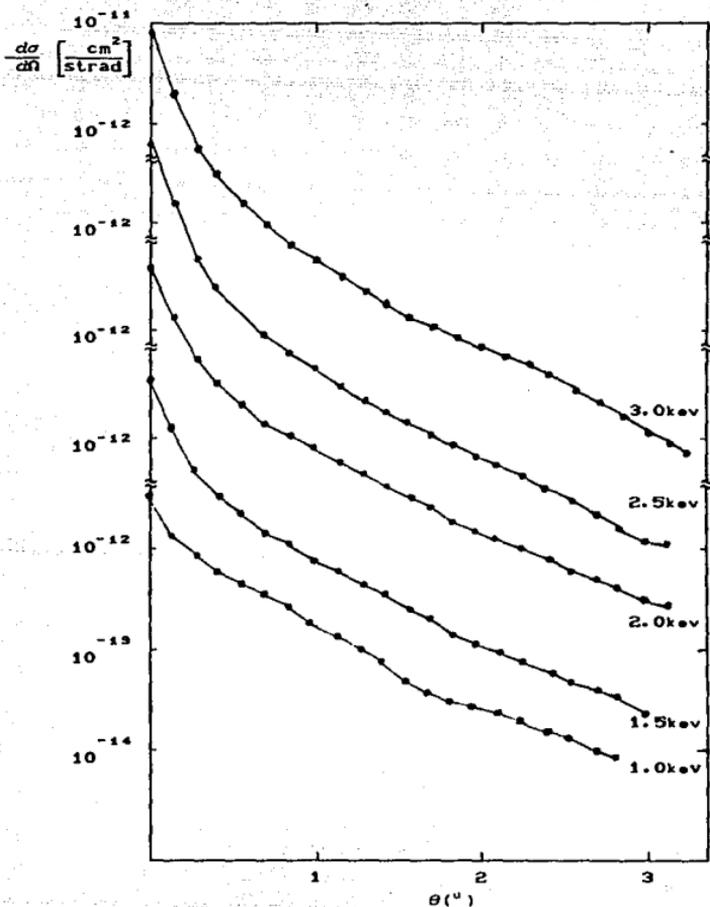


FIGURA 3.1  
SECCIONES DIFERENCIALES  
EN ANGULO A ENERGÍAS DE keV

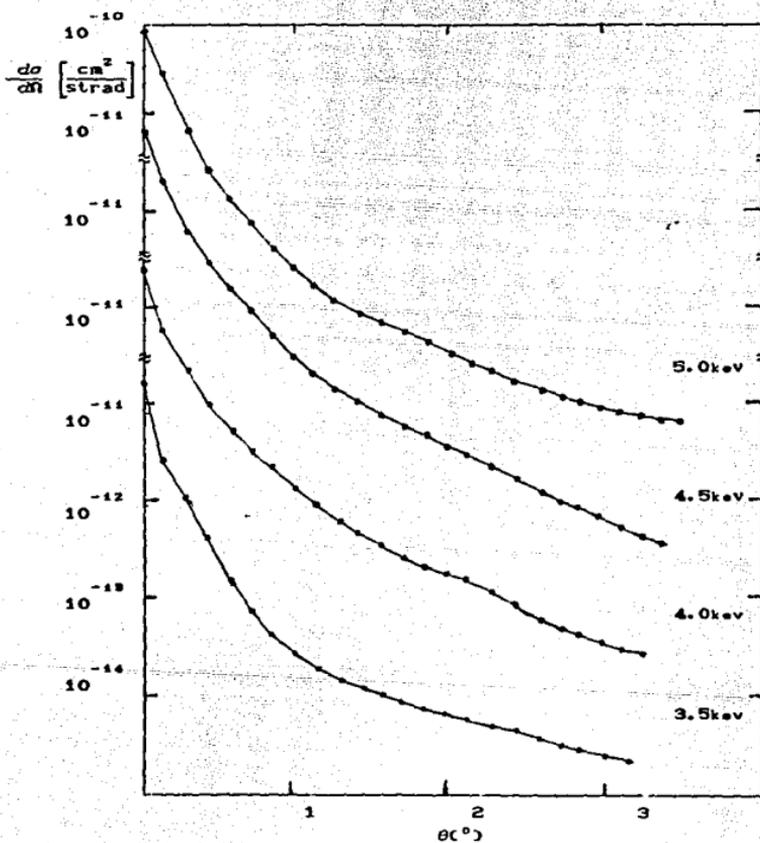


FIGURA 3.2  
SECCIONES DIFERENCIALES  
EN ANGULO A ENERGÍAS DE keV

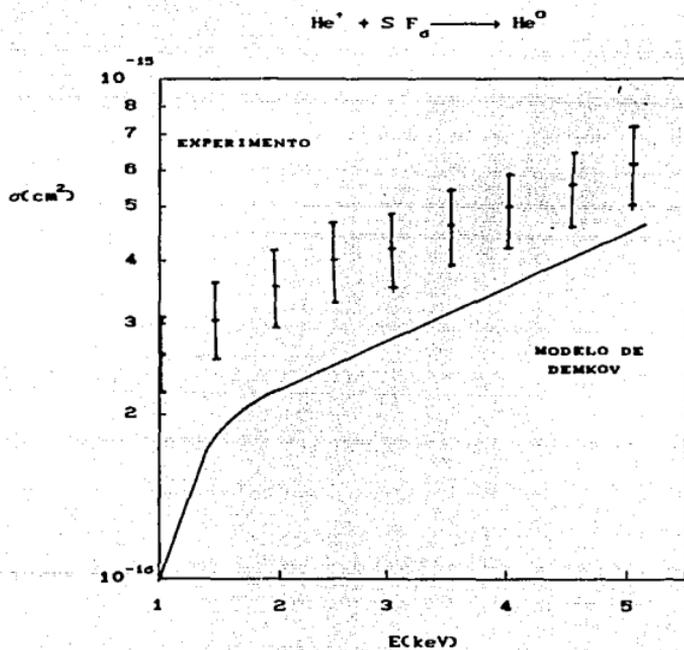


FIGURA 3.3

| EXPERIMENTAL  
 — MODELO TEORICO

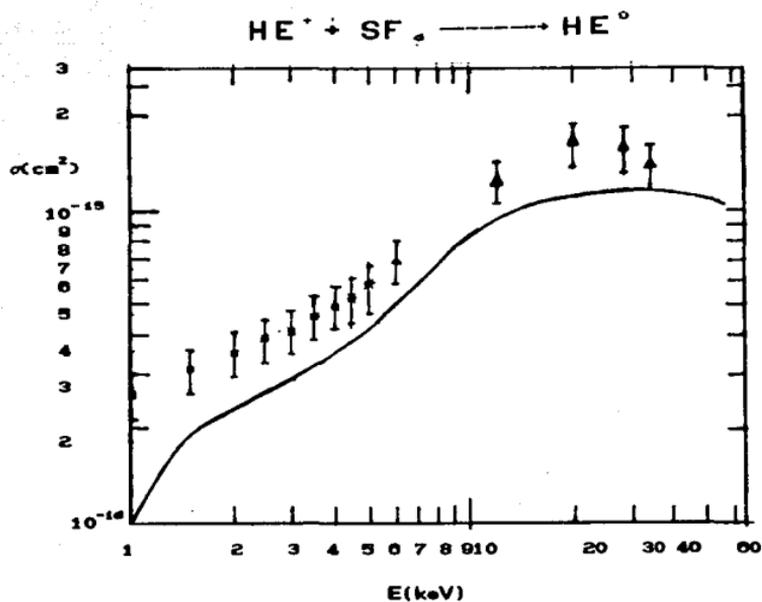


FIGURA 3.4

- ▲ H. MARTINEZ, D. GAMBARELLA AND T. J. MORGAN  
 • RESULTADOS EXPERIMENTALES  
 — MODELO DE DEMKOV

Usando las fórmulas 3.1 y 3.2, junto con la condición:

$$K_{12} = e^{-\lambda R} \quad (1.23)$$

Encontré que la distancia a la cual ocurre la transferencia de carga, es:

$$R_c = 5.945 a_0$$

de las ecuaciones 3.2 y 1.23 se encuentra

$$K_{12} = 2.77 \times 10^{-2} \text{ hartrees} = 0.76 \text{ eV}$$

$$\lambda = 0.603 a_0^{-1}$$

En la figura 3.4 se presentan las secciones transversales totales para el proceso de captura electrónica simple de  $\text{He}^+$  en  $3F_0$  en el intervalo de energía de 1 a 50 keV. □

# CAPITULO CUATRO

Sólo en la medida que una cualidad  
se refleja en sus efectos es posible  
conocer la Naturaleza

NEWTON:  
principia

## CAPITULO CUATRO

## IV CONCLUSIONES

Como se puede observar en las figuras 3.1 y 3.2 las distribuciones transversales diferenciales presentan un máximo en la posición cero, indicando la máxima producción de átomos de helio a este ángulo de dispersión y a medida que el ángulo aumenta la sección transversal disminuye monotonamente hasta que para un ángulo aproximado de  $4^\circ$  el número de cuentas disminuye a cero. Y no se observa ninguna estructura ni puntos de inflexión a ángulos mayores a cero grados.

Como se puede observar en las figuras 3.3 y 3.4 las secciones calculadas usando el modelo de Demkov reproducen cualitativamente el comportamiento de los resultados experimentales en los cuales las secciones aumentan directamente con la energía, cuantitativamente los resultados experimentales son 1.41 veces mayores que los resultados calculados. Al comparar los resultados experimentales de H. Martínez y su equipo con los presentes resultados en la gráfica 3.4, vemos que ambas curvas siguen el mismo comportamiento.

De lo anterior se puede concluir que el modelo de Demkov se ajusta razonablemente en comportamiento con los resultados experimentales del proceso de captura electrónica simple mientras que cuantitativamente son 1.41 veces menor, lo cual es de esperarse si se toman los siguientes aspectos:

1.-Este modelo está hecho para procesos de captura electrónica simple cuasiresonante.

2.- Demkov en su trabajo solo consideran colisiones de tipo ion atómico-átomo y en este trabajo se considera la colisión del ion atómico  $\text{He}^+$  con un blanco molecular formado por  $\text{SF}_6$  (HEXAFLORURO DE AZUFRE). Es importante mencionar que al hacer el cálculo para el proceso de captura electrónica simple, se considero siempre que durante la colisión, la molécula de  $\text{SF}_6$  no sufría disociación. Las razones por las que se realizó esta suposición fueron las siguientes:

A) Después de la colisión no sabemos que es lo que ocurre con la molécula de  $\text{SF}_6$ , es decir, si se disocia o no y si esto ocurre de que manera .

B) Al tratar de aplicar un modelo en el que se supone que los reactantes y productos de estado son átomos y átomos ionizados, es preferible pensar en la molécula  $\text{SF}_6$  como un "sólo sistema" y olvidar las colisiones que involucran disociación de la molécula  $\text{SF}_6$ .

C) En este cálculo solamente se consideran los estados electrónicos más bajos de los reactantes y productos, y esta condición no se puede asegurar en el experimento, ya que en la colisión se pueden formar átomos de He excitados electrónicamente.

Es importante mencionar que estos resultados no se pudieron comparar con otros trabajos experimentales ya que este es el primer trabajo experimental sobre secciones transversales diferenciales en ángulo y totales del proceso de captura electrónica simple a partir de la colisión de  $\text{He}^+ + \text{SF}_6$ , en el intervalo de energía de 1 a 5 keV.

Para finalizar solo diremos que el objeto central de este trabajo ha sido presentar los resultados del proceso de captura de carga de iones de helio en un gas hexafluoro de azufre ( $SF_6$ ), así como aplicar un modelo teórico (Demkov) simplificado que aclare «en primera aproximación» el comportamiento de la sección transversal total en función de la energía del proceso en estudio. El conocimiento de un modelo así, nos ayudara a la aplicación e interpretación de una serie de modelos más complicados.

Otra aplicación útil en la descripción experimental estriba en poder ofrecer información a estudiantes que cursen sus materias de laboratorio.

□

## IV. REFERENCIAS

- [ 1 ] L. K. JOHNSON, K. A. SMITH AND R. F. STEBBINGS PHYS. REV. A 44, 5599 (1991).
- [ 2 ] M. N. MONLE, PHYS. REV. A.41, 2453 (1990).
- [ 3 ] R. S. GAO, L. K. JOHNSON, C. L. HAKES, K. A. SMITH AND R. F. STEBBING, PHYS. REV. A.41, 5929 (1990).
- [ 4 ] H. EYRING, J. WALTER Y G. E. KIMBALL QUANTUM CHEMISTRY WILEY & SONS. INC. NUEVA YORK, (1949) PAGES. 63 Y SGS.
- [ 5 ] W. KAUZMANN, QUANTUM CHEMISTRY (ACADEMIC PRESS. INC., NUEVA YORK, (1957).
- [ 6 ] YU. N. DEMKOV, SOV. PHYS. JETP. 18, 138 (1964).
- [ 7 ] SEVENTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE PHYSICS OF ELECTRONIC AND ATOMIC COLLISION, 1971 (NORTH-HOLLAND, AMSTERDAM, 1971) P. 471.
- [ 8 ] R. E. OLSON, PHYS. REV. A 6, 1822 (1972).
- [ 9 ] A. V. BRAY, D. S. NEWMAN, AND E. POLLACK, PHYS. REV. A 15, 2261 (1977).
- [10] N. L. HODGE, Jr. A. L. GOLDBERGER, M. VEDDER, AND E. POLLACK, PHYS. REV. A 16, 2360 (1977).
- [11] D. DOWEK, D. DHUICQ, J. S. DIS, AND M. BARAT, PHYS. REV. A 26, 2360 (1982).
- [12] D. DOWEK, D. DHUICQ, AND M. BARAT, PHYS. REV. A 28, 2838 (1983).
- [13] R. S. GAO, L. K. JOHNSON, C. L. HAKES, K.A. SMITH, AND R.F. STEBBING, PHYS. REV. A 41, 5929 (1990).
- [14] F. P. ZEMBA, G.J. LUCKWOOD, G.H. MORGAN, AND E. EVERHART, PHYS. REV. 118, 1552 (1960).
- [15] S. M. FERNANDEZ, F. J. ERIKSEN, AND E. POLLACK, PHYS. REV. LETT. 27, 230 (1971).
- [16] D. DOWER, D. DHUICA, J. POMMER, VUNGOC TUAN, V. SDIS AND M. BARAT, PHYS. REV. A24, 2445, (1981).
- [17] H. MARTINEZ, I. ALVAREZ, C. CISNEROS AND J. DE URQUIJO, PHYS. REV. LETT. A146, 517 (1990).
- [18] H. MARTINEZ, D. GAMBARDELLA AND T.J.MORGAN, WESLEYAN UNIVERSITY, PHYSICS. REPORT (1991).

**ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

REFERENCIAS 69

---

- [19]. J. LEITE LOPEZ, FUNDAMENTOS DE FISICA ATOMICA ED. TRILLAS, MEXICO 1978.
  - [20]. A.C. MELLISNUS, EXPERIMENT IN MODERN PHYSICS, ACADEMIC PRESS NEW YORK (1968).
  - [21]. A. ROTH, VACUUM TECHNOLOGG 2º EDICION (1978).
  - [22]. MANUALES COLUTRON, RESEARCH CORPORATION, FUENTE DE IONES, LENTES EINZEL Y FILTRO DE VELOCIDADES BOULDER, COLORADO, 1975, USA.
  - [23]. E. PEREZ Z. TESIS PROFESIONAL, FACULTAD DE CIENCIAS UNAM, 1975.
  - [24]. L. WAHLIN, NUCL. INST. AND METHODS 55, 27 (1969).
  - [25]. H. MARTINEZ, TESIS PROFESIONAL, FACULTAD DE CIENCIAS, UNAM, 1980.
  - [26]. MANUAL MKS, BARATRON ELECTRONIC PRESSURE METER, BUELINGTON MASSACHUSETTS, 1972, USA.
  - [27]. RAY AND BARNETT, JOURNAL APPL. PHYS. 42,3260 (1971).
  - [28]. G. HARROWER, REV. SCI. INSTR. 26, 850 (1955).
  - [29]. I. DOMINGUEZ LOPEZ, TESIS PROFESIONAL, FACULTAD DE CIENCIAS, UNAM, 1988.
  - [30]. CRANDALL, RAY AND CISNEROS, REV. SCI. INSTR. 46, 562, (1975)
  - [31]. N. G. UTTERBACK AND T. GRIFFITH, REV. SCI. INSTR. 37,866 (1966).
  - [32]. CANALES. ANALISIS DE ERRORES, FACULTAD DE CIENCIAS, UNAM. 1980.
  - [33]. E. W. MDANIEL, ATOMIC COLLISIONS, (JHON WILEY & SONS NEW YORK, 1989) P. 655.656. □
-