



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

FRAGMENTACIÓN DE  $SF_6$  POR COLISIONES DE  
PROTONES A BAJAS ENERGÍAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

LUIS EDUARDO MAYORGA VILLALOBOS

TUTOR

DR. JUAN LÓPEZ PATIÑO



CIUDAD UNIVERSITARIA, Cd. Mx., 2020



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

*Dedicado a mis padres y hermano, por todo el apoyo incondicional que me han  
brindado desde el inicio.*

# Agradecimientos

Al proyecto *PAPIIT IN-115718 "Ionización y fragmentación de blancos moleculares en colisiones con protones a bajas energías"*, por el apoyo económico otorgado en todo el periodo de la elaboración de la tesis.

A la Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes, coordinadora del laboratorio de colisiones de la Facultad de Ciencias, U.N.A.M, por permitir hacer uso del colisionador lineal de bajas energías.

Al Dr. Juan López Patiño, por su tutoría y dirección del presente trabajo, así como todo su apoyo brindado como profesor durante la carrera.

A la Dra. Jannet Rodríguez Legorreta por su tiempo, paciencia y conocimiento brindado a lo largo de todo el trabajo en el laboratorio. También a la M. en I. Dalila Martínez Molina, por el soporte técnico ofrecido.

Al Dr. Luis Rodríguez Fernández y a la Dra. Alejandra López Suárez, por su valioso tiempo para la revisión y mejora de la tesis.

A mis amigas, Rebeca y Karla, porque fueron el apoyo y soporte que siempre estuvo ahí en el transcurso de la carrera. A mi amigo Aldo, por ayudarme en parte del análisis del presente trabajo. Y a mis demás amigos: Memo, Karen, Dowi, Pedro y Vanessa.

# Resumen

En el presente trabajo se obtuvieron las **secciones transversales relativas** (*RCS*, por sus siglas en inglés) asociadas a la formación de iones positivos derivados a partir de la interacción entre un haz de protones y un blanco compuesto del gas  $SF_6$ . Se aseguró que la interacción se mantuviera dentro del régimen de **colisiones simples**.

Para el análisis de los fragmentos producidos por las colisiones, se utilizó el método de tiempo de vuelo, (que es una técnica derivada de la espectrometría de masas) el cual está instalado en un **colisionador lineal** de bajas energías (1 a 10 keV) que se encuentra en la Facultad de Ciencias de la U.N.A.M.

Los experimentos se hicieron con valores de 2.5 a 10 keV; en intervalos de 0.5 keV, en total se hicieron tres corridas para cada uno de los valores anteriores en diferentes días, cuidando siempre que se mantuvieran las mismas condiciones para la detección de tiempo de vuelo de los iones.

Los iones detectados mediante este método fueron:  $SF_5^+$ ,  $SF_4^+$ ,  $SF_3^+$ ,  $SF_2^+$ ,  $SF^+$ ,  $SF_2^{++}$ ,  $SF^{++}$ ,  $S^+$  y  $F^+$ . El más abundante de todos estos fue el ion  $SF_5^+$  ya que su *RCS* representa aproximadamente un 70 % de la total y el menos abundante fue el ion  $F^+$  que representa aproximadamente un 2 %. La baja abundancia del  $F^+$  puede ser atribuida a su alta electronegatividad, lo cual ocasiona que éste forme enlaces rápidamente con alguna molécula o átomo de su alrededor, siendo difícil que sean detectados individualmente. También, algo interesante que se pudo observar de los resultados fue que no se detectó el ion  $SF_6^+$  lo cual se le puede atribuir a su configuración electrónica o bien por su tiempo de vida el cual podría ser muy corto.

Hay que destacar que este es el primer trabajo en el mundo donde se obtienen experimentalmente las *RCS* asociadas a la formación de iones positivos del  $SF_6$ .

# Introducción

Uno de los problemas principales que se ha estado abordando desde la perspectiva de la física contemporánea, inclusive en años recientes, es entender cómo funciona la interacción entre partículas elementales. El bombardeo entre ellas es uno de los métodos que se usa frecuentemente para poder investigar estructuras, sus interacciones y sus diversos parámetros, así como su energía, momento orbital, espines, distancias relativas, etc<sup>1</sup>.

Algunos de los mayores logros de este método fueron los trabajos de *Rutherford* que culminaron con el establecimiento del modelo atómico planetario. Este ejemplo es importante porque muestra que mediante experimentos de dispersión de partículas por blancos conocidos podemos, no sólo averiguar la naturaleza y particularidades de la interacción, sino también se puede determinar la estructura de los elementos involucrados en el proceso dispersivo<sup>1</sup>.

La necesidad de disponer de instrumentos para generar un haz con el cual el experimentador pudiera controlar el tipo de partícula que lo conforma (ya sean protones, deuterones, alfas, etc.) como su energía y flujo, fue lo que originó el invento de esos instrumentos a los cuales se les llamó **aceleradores de partículas**. La satisfacción de construir el primer acelerador de partículas para bombardear núcleos y producir la primera reacción nuclear controlada totalmente por el hombre, provocó que se comenzaran a desarrollar una gran cantidad de estudios usando diferentes energías (ya sean altas o bajas) y diferentes iones o partículas para conformar el haz<sup>2</sup>. En el presente trabajo nos enfocaremos en las colisiones que se han hecho utilizando protones como proyectiles (haz de protones). Este tipo de colisiones pertenecen al estudio de

interacciones de ion-molécula, las cuales han recibido mucha atención en diferentes áreas; tales como ciencia de materiales, plasmas, fenómenos astrofísicos, medicina, reacciones en la atmósfera superior, etc<sup>3</sup>.

Para introducir al lector en el presente trabajo, se mostrará a continuación la estructura del mismo. En el primer capítulo se dará una breve introducción de la importancia de las colisiones de haces con protones y del gas  $SF_6$ . Después, en el capítulo dos, se hablará un poco sobre teoría de colisiones, secciones transversales y espectrometría de masas aplicando la técnica de tiempo de vuelo, método utilizado en el presente trabajo.

Una vez dadas las definiciones más importantes, en el capítulo tres y cuatro, se proseguirá con el desarrollo experimental, donde se menciona el procedimiento con el cual se produce el haz de protones para luego reaccionar con el gas de estudio y detectar los fragmentos derivados de las colisiones. En el capítulo cinco, se describirán los pasos para el cálculo de las  $RCS$  para luego, en el capítulo seis, presentar los resultados y conclusiones del trabajo.

# Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	III
Introducción	V
<b>1. Antecedentes</b>	<b>1</b>
I. Importancia de las colisiones de haces con protones . . . . .	1
II. Hexafluoruro de azufre $SF_6$ . . . . .	3
<b>2. Marco teórico</b>	<b>6</b>
I. Colisiones . . . . .	6
II. Secciones transversales . . . . .	8
III. Espectrometría de masas . . . . .	9
III.1. Tiempo de vuelo . . . . .	10
<b>3. Desarrollo experimental</b>	<b>12</b>
I. Producción del haz . . . . .	13
II. Fragmentación del gas y el sistema de tiempo de vuelo . . . . .	17
<b>4. Caracterización</b>	<b>23</b>
I. Fuente de enfoque . . . . .	23
II. Codo de diez grados . . . . .	26
III. Selección del haz de iones . . . . .	27
IV. Determinación de tiempo de vuelo . . . . .	30

IV.1. Región de colisión simple . . . . .	31
<b>5. Adquisición de las secciones transversales</b>	<b>32</b>
I. Incertidumbres . . . . .	34
<b>6. Resultados y análisis</b>	<b>36</b>
I. El espectro de tiempo de vuelo . . . . .	36
II. La nula abundancia del ion $SF_6^+$ . . . . .	39
III. Las secciones transversales relativas . . . . .	40
IV. Espectros de tiempo de vuelo a diferentes energías . . . . .	46
<b>7. Conclusiones</b>	<b>49</b>

# Índice de figuras

1.1. a) Capas electrónicas del átomo de azufre. b) Capas electrónicas para el átomo de flúor. c) Diagrama de Lewis para la estructura de la molécula $SF_6$ , donde los electrones que comparte el azufre con los átomos de flúor están marcados con rojo. . . . .	4
3.1. Partes principales que conforman el acelerador que se encuentra en la Facultad de Ciencias de la U.N.A.M. . . . .	12
3.2. Esquema de la estructura del colisionador lineal. . . . .	13
3.3. Esquema del interior de la fuente de nitrito de boro donde se provoca la descarga. . . . .	14
3.4. Esquema donde se muestran algunas de las principales partes que conforman el cañón. . . . .	16
3.5. Filtro de velocidades. . . . .	16
3.6. Cámara de reacción. . . . .	18
3.7. Foto de la zona de reacción y detección del acelerador de la Facultad de Ciencias U.N.A.M. . . . .	19
3.8. Sistema de tiempo de vuelo. . . . .	20
3.9. Sincronización del pulso mediante un generador de funciones. . . . .	21
4.1. Corriente de iones $i_b$ en función del voltaje de enfoque $V_E$ para un $V_A$ de 5 keV. . . . .	24
4.2. Corriente de iones $i_b$ en función del voltaje de enfoque $V_E$ para un $V_A$ de 10 keV. . . . .	25

4.3. Corriente de iones $i_b$ en función de $V_\theta$ para un voltaje $V_A$ fijo de 8 keV.	26
4.4. Corriente de iones $i_b$ en función de $V_\theta$ para un voltaje $V_A$ fijo de 8 keV.	27
4.5. Corriente de iones $i_b$ en función de $V_\theta$ para un voltaje $V_A$ fijo de 8 keV.	29
6.1. Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 5 keV sin la identificación de iones. . . . .	36
6.2. Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 5 keV con la identificación de iones. . . . .	37
6.3. Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 5 keV	38
6.4. a) $SF_6$ ionizado. b) El azufre al ya no tener un electrón para crear un enlace con el flúor, éste se termina desprendiendo, ocasionando así la producción de una molécula de $SF_5^+$ y un átomo de $F$ suelto. . . . .	39
6.5. Secciones transversales relativas y total de todos los iones producidos por la interacción $H^+$ con $SF_6$ . . . . .	41
6.6. $RCS$ altas de los iones producidos por la interacción $H^+$ con $SF_6$ . . .	42
6.7. Secciones transversales relativas de los fragmentos producidos por la interacción $H^+$ con $SF_6$ . . . . .	43
6.8. a) Espectro de tiempo de vuelo obtenido por la interacción de electrones con energías de 200 eV con $SF_6^{14}$ . b) Espectro de tiempo de vuelo obtenido por la interacción de $H^+$ con $SF_6$ a una energía de 5 keV. Los iones encerrados en recuadros rojos en el espectro a) son los que no aparecen en el espectro b) y viceversa. . . . .	45
6.9. Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 9 keV.	47
6.10. Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 7 keV.	47
6.11. Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 3 keV.	48

# Capítulo 1

## Antecedentes

### I. IMPORTANCIA DE LAS COLISIONES DE HACES CON PROTONES

Unas de las aplicaciones en el área de la astrofísica es que se ha observado que las propiedades ópticas y espectrales de las celdas solares que se encuentran en los satélites que mandan al espacio exterior suelen ser degradadas debido a la irradiación de protones que se encuentran en el cinturón de radiación de la Tierra<sup>4</sup>. Se han hecho estudios en los cuales se han irradiado celdas solares de *GaAs/Ge* y *GaInP/GaAs/Ge* con protones a distintas energías y se ha concluido que la irradiación de protones a **bajas energías** causa más daño a este tipo de celdas. También se ha hecho con poliamida, ya que las películas de este material son frecuentemente usadas para las superficies externas de naves espaciales como recubrimiento de control térmico<sup>5</sup>.

Los análisis con haces de iones a bajas energías son usados frecuentemente para métodos no destructivos de análisis de superficies en varios campos de la ciencia y tecnología. Por ejemplo, la interacción de iones de hidrógeno se ha implementado para el análisis de la estructura de superficies de cristales<sup>6</sup>, como también se ha estudiado la interacción con grafeno el cual es un material muy prometedor para aplicaciones en nano-tecnología hoy en día<sup>7</sup>. De la misma manera hay estudios del daño debido a la radiación inducida por protones en vidrios metálicos como el metal *W*, el cual puede ser un gran candidato para aplicaciones de reactores nucleares por sus excelentes

propiedades físicas y químicas<sup>8</sup>.

En el área de la medicina, son muy importantes las colisiones para la terapia de cáncer con protones; se utilizan para matar células cancerígenas. En la literatura se pueden encontrar estudios donde se hacen colisionar proyectiles de  $H^+$  con moléculas de agua (debido a que el 70 % del cuerpo humano está constituido de ella) y se ha logrado ver que estas desencadenan una cascada de reacciones que llegan a generar iones secundarios, radicales libres y dispersión de electrones. Estos productos pueden llegar al ADN de las células y ocasionarle daños irreparables<sup>9</sup>. Por otro lado, se ha estudiado el impacto de protones con algunos elementos para calcular las *secciones transversales* de producción de rayos  $x$  en capas internas. Esto es importante para probar algunas teorías y para usar estas secciones transversales para simular tratamientos médicos por dosimetría<sup>10</sup>.

Existen otras aplicaciones que se encuentran en el área de investigación de plasma de fusión termonuclear y en la rama de radiolisis y radiobiología<sup>11,12</sup>.

Un gran número de moléculas simples han sido estudiadas por colisiones de protones. Por ejemplo, en el acelerador utilizado en el presente trabajo también se han hecho varios estudios con  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$  y  $CH_4$ , entre otras, usando haces de protones a energías de 1 a 10  $keV$ . Aun así hay mucho que estudiar sobre procesos de colisión, especialmente a bajas energías<sup>3</sup>.

Recientemente, en el acelerador donde se llevó a cabo el presente trabajo, se irradiaron muestras de  $ZnO$  por medio de un haz de  $Ar^+$  y  $H^+$ , así como también, en otro trabajo paralelo se irradiaron  $TLD$  que son dosímetros utilizados en protección radiológica. Todo lo anterior con el fin de estudiar sus propiedades físicas, ópticas y eléctricas después de ser bombardeados.

En la mayoría de trabajos experimentales que se encuentran en la literatura, se ha trabajado con la dispersión de electrones en  $SF_6$  para el cálculo de sus secciones

transversales totales y parciales<sup>13-17</sup>. Esto puede ser debido a que es muy utilizado por la industria en el sector eléctrico, y dado que es un gas invernadero con el mayor potencial de calentamiento de la Tierra y una vida media atmosférica larga, lo cual provoca que se estén buscando otras alternativas para sustituirlo. Son carentes los trabajos en donde se ha tratado con algunos iones, solo se pudo encontrar uno en donde se trabajó con  $H_2^+$  y donde se obtuvieron las secciones totales y diferenciales de la captura electrónica simple y doble de la interacción de protones con  $SF_6$ <sup>18</sup>. Sin embargo no se encontraron más estudios donde se trabajará con protones, por lo cual sería de gran interés estudiar y obtener más información sobre la interacción  $H^+$  con  $SF_6$ .

A continuación se mencionarán las propiedades, aplicaciones e importancia de esta molécula.

## II. HEXAFLUORURO DE AZUFRE $SF_6$

El gas hexafluoruro de azufre ( $SF_6$ ) se sintetizó por primera vez en los laboratorios de la *Facultad de Farmacia de París* en 1900 por *Moissan* y *Lebeaun*. Este gas es notablemente estable y es derivado de una reacción del flúor (obtenido por electrólisis) con azufre<sup>19</sup>.

La estructura del  $SF_6$  es debida a que cada átomo de flúor ( $F$ ) posee 7 electrones en su última capa de valencia, por lo cual solo necesita un electrón para poder alcanzar su estabilidad sugerida por la *regla del octeto*. Por otro lado, el azufre ( $S$ ) posee seis electrones de valencia, por lo que cada átomo de flúor queda enlazado con cada uno de los seis electrones de la última capa del azufre, formando así  $SF_6$ .

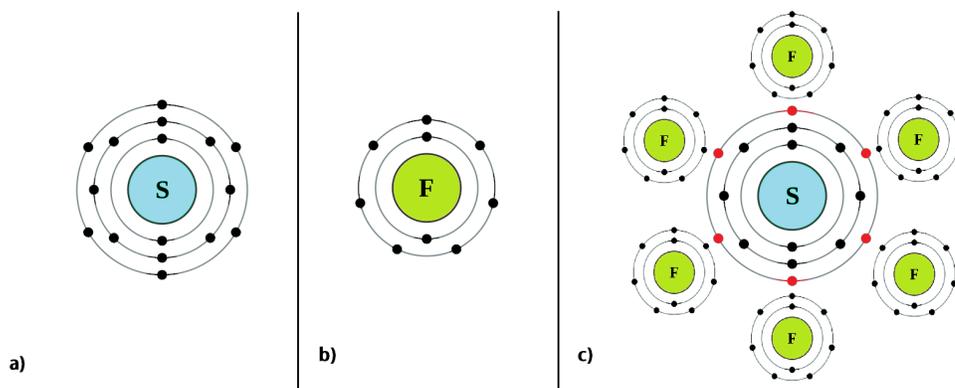


Figura 1.1: a) Capas electrónicas del átomo de azufre. b) Capas electrónicas para el átomo de flúor. c) Diagrama de Lewis para la estructura de la molécula  $SF_6$ , donde los electrones que comparte el azufre con los átomos de flúor están marcados con rojo.

A partir de 1937 el  $SF_6$  comenzó a ser utilizado por la industria. En el sector eléctrico, debido a sus propiedades eléctricas por su baja conductividad, el 80 % de la producción mundial de  $SF_6$  es para la fabricación y operación de equipos de potencia como interruptores de corriente, líneas de transmisión, transformadores y subestaciones encapsuladas. Por otro lado, por sus propiedades térmicas, en la industria metalúrgica se utiliza en los procesos de desgasificación del aluminio, de purificación del magnesio y fusión de magnesio con sus aleaciones. En la industria electrónica se usa en el proceso de plasma en la manufactura de semiconductores. También sirve como trazador en estudios ambientales, y en la rama de la medicina ayuda a detectar ciertos problemas de salud<sup>19</sup>.

Sin embargo, a pesar de que  $SF_6$  es conocido como un gas no tóxico en condiciones normales de temperatura y presión, en grandes cantidades puede llegar a ocasionar asfixia (si se encuentra en un espacio cerrado) debido a su alta densidad, lo cual provoca un desplazamiento de oxígeno<sup>20</sup>.

Por otra parte, en los últimos años se ha llegado a la conclusión que es el gas de *efecto invernadero* con el mayor potencial de calentamiento de la Tierra (*PCT*) registrado ante el Panel Intergubernamental de Cambio Climático, con un valor de

*RF* (Radiative Forcing) de  $0.0029 \text{ Wm}^{-2}$  y una vida media atmosférica que ronda entre los 1120 y 1475 años, por lo que pequeñas emisiones de dicho gas contribuyen notablemente al calentamiento global<sup>21 22</sup>.

# Capítulo 2

## Marco teórico

### I. COLISIONES

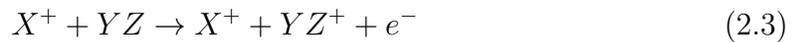
Para describir una colisión se debe comenzar con dos sistemas aislados uno del otro; el primero será del *proyectil*, el cual es acelerado y dirigido hacia el segundo sistema que se le denomina *blanco* (éste puede ser un gas, un cristal, una placa delgada, etc.) el cual en su mayoría de veces, se puede considerar en reposo ya que su velocidad es despreciable respecto a la del proyectil<sup>1</sup>. Hay que aclarar que también existen trabajos experimentales en donde el blanco es acelerado hacia el proyectil, sin embargo, en el presente trabajo solo nos enfocaremos en el primer caso.

Debido a las colisiones que se producen entre ellos, las partículas de bombardeo son dispersadas y salen del blanco en todas las direcciones posibles. En general pueden ocurrir *tres* tipos de situaciones: a la primera situación se le conoce como **colisiones elásticas**, en las cuales las partículas proyectil son dispersadas con la misma energía interna con que incidieron (no cambia el estado cuántico interno de las partículas); la segunda puede ser debido a **colisiones inelásticas**, donde hay un cambio en la energía interna de las partículas del blanco, ya sea en el caso de excitación vibracional y rotacional, etc. (cambia el estado cuántico interno de las partículas del blanco). Por último, dentro de las mismas colisiones inelásticas pueden ocurrir **reacciones**, en donde ya sea que las partículas blanco o proyectil cambien su estructura atómica o

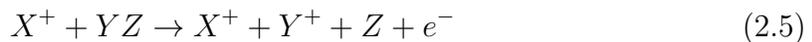
molecular. En estos procesos pueden ocurrir varios fenómenos, así como la ionización, captura electrónica, recombinación, transferencia de carga, etc<sup>23,24</sup>.

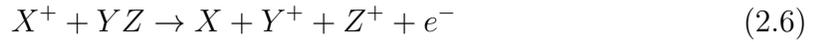
En el presente trabajo las reacciones entre partículas con un gas es de sumo interés, y en este caso las reacciones se pueden dividir en dos procesos, los *disociativos* y los *no disociativos*. En el primer caso, ocurre solamente la pérdida o ganancia de electrones, la estructura nuclear de las moléculas del gas. Sin embargo esto no sucede en el segundo caso, aquí se generan nuevos fragmentos. En nuestro caso solo el blanco es el que se fragmenta, ya que se aceleran protones a bajas energías (en el orden de *keV*) y estas no son lo suficientemente altas para ocasionar la fragmentación de un protón .

A continuación se mencionarán algunos de los procesos más importantes de las reacciones para el presente trabajo. Para los procesos *no disociativos* puede suceder la captura electrónica simple o doble y la ionización, las cuales se pueden expresar de la siguiente manera:



Para los procesos *disociativos* se tiene la captura electrónica simple disociativa, ionización disociativa y ionización con captura electrónica.





En general ocurren más procesos que pueden contener combinaciones de los ya mencionados, también otros como transiciones electrónicas, excitación, etc.

## II. SECCIONES TRANSVERSALES

Un parámetro importante que se obtienen al estudiar o al llevar en práctica la dispersión de partículas, es la **sección eficaz** o **sección transversal de dispersión**. Esta cantidad tiene dimensiones de área y se puede entender como el número de partículas contadas en la unidad de tiempo por cada partícula que incide sobre la unidad de área del blanco en la unidad de tiempo. En términos más sencillos: describe la probabilidad de que dos partículas interactúen bajo ciertas condiciones u ocurra una reacción en particular. Algunas de esas condiciones podrían ser la energía con la que se acelera el haz, el ángulo en el que colisionan con el blanco y de la estructura de éste último.

Se puede generalizar el concepto definiendo una sección para cada proceso. Matemáticamente la sección transversal asociada al proceso puede expresarse de la siguiente manera:

$$\sigma_{if} = \frac{N_f}{N_i nl} \quad (2.7)$$

donde  $N_i$  son el número de partículas que son lanzadas hacia el blanco caracterizadas por un parámetro  $i$ ,  $nl$  es el número de partículas del blanco por unidad de área, y  $N_f$  el número de partículas que fueron dispersadas en un estado  $f$  y que fueron detectadas.

Con el paso del tiempo han ido surgiendo diferentes formas para poder medir las secciones transversales, el surgimiento de nuevas técnicas depende totalmente de los avances tecnológicos que se han ido desarrollando. Por lo regular se combinan varias

técnicas para poder desarrollar un estudio ya que éstas son complementarias entre sí. Alguna de estas técnicas son por medio de atenuación del haz y otra por medio de mediciones angulares. No se entrará en detalle en estas técnicas ya que el presente trabajo se basa en otra técnica la cual será descrita detalladamente más adelante.

Las razones por las cuales la obtención de secciones transversales se hacen por medio de métodos experimentales es porque hay pocos modelos teóricos que coincidan con los resultados experimentales debido a la complejidad matemática contenida en la teoría de colisiones. Hay demasiados factores que intervienen dentro de ellas y es demasiado complejo incluirlos en dichos modelos, ocasionando que los resultados varíen significativamente con los resultados obtenidos en un experimento. Sin embargo, a pesar de que se recurren a varias aproximaciones teóricas, se debe tomar en cuenta que su validez dependerá de varios factores como las partículas que intervienen, la energía con la que incide el proyectil, etc.

Hay que resaltar que la enorme importancia de las secciones transversales es que nos dan un resumen de todas las posibilidades de los procesos que ocurren en una colisión.

### III. ESPECTROMETRÍA DE MASAS

En 1913, J. J. Thompson construyó el primer *espectrómetro de masas*, en el cual los iones eran separados por sus distintas trayectorias parabólicas en campos electromagnéticos, y la detección era registrada por los choques de los iones en una pantalla fluorescente o en una placa fotográfica. Años después, Francis W. Aston, diseñó un espectrómetro de masas que mejoró la resolución en un orden de magnitud, permitiendo a Aston estudiar isótopos.

La espectrometría de masas (*MS* por sus siglas en inglés) es una herramienta espectroscópica analítica enfocada principalmente en la descomposición de especies moleculares y atómicas de acuerdo con su relación *masa – carga*. Los fragmentos obtenidos son detectados por algún dispositivo adecuado y por medio de éste se ob-

tiene un espectro. Este espectro dará información bidimensional que representa un parámetro relacionado con la abundancia de los diferentes tipos de iones en función de la relación masa-carga de cada uno de ellos. La espectrometría de masas puede ser usada para el análisis de muchos tipos de muestras, desde unidades elementales hasta grandes proteínas y polímeros.

Algunas de las ventajas de esta técnica es que tiene una alta sensibilidad, es bastante rápida, puede identificar una sustancia en presencia de otras similares y nos da un análisis cualitativo y cuantitativo. Tiene varias aplicaciones en las áreas de la química, física, astronomía, geología, biología, criminalística, etc<sup>25,26,27</sup>.

### III.1. Tiempo de vuelo

La técnica de *tiempo de vuelo* (*TOF* por sus siglas en inglés) es una ramificación de la espectrometría de masas, sin embargo, no se basa en la desviación de las trayectorias de los iones, sino en la medición del tiempo que tardan en recorrer cierta distancia. Por lo que solo requieren de la presencia del campo eléctrico que acelera los iones, siendo innecesarios los electrodos de desviación. Cuando un ion es acelerado por un campo eléctrico, el tiempo que tarda en recorrer desde su formación hasta el detector se le denomina tiempo de vuelo  $T$ , cierta distancia depende de la intensidad del campo y de su relación *masa – carga*  $T(m/q)$ . Por tanto, al ionizar una molécula, los fragmentos con menor masa y mayor carga llegarán primero al detector, mientras que los más pesados llegarán al último<sup>28</sup>.

Por medio de estos tiempos es posible determinar los fragmentos generados al romper una molécula, a través del espectro que se va generando, donde cada pico de éste estará asociado con un tipo particular de ion. También el área bajo la curva de cada pico del espectro estará asociada con la cantidad de iones producidos de cada especie.

La medición de estos tiempos requiere aparatos con una gran resolución electróni-

ca, ya que las velocidades entre iones parecidos difieren muy poco entre sí. Esto hace necesario que los espectrómetros de masas de tipo *TOF* incorporen circuitos muy rápidos y precisos.

Sin lugar a dudas, la mayor ventaja de la técnica *TOF* frente al resto, es la velocidad con la que pueden registrarse los espectros de masas. También goza de la ventaja de que su precisión depende de la circuitería electrónica instalada en el detector, en lugar de la estabilidad de los campos magnéticos necesarios en los sistemas analizadores de otros aparatos.

## Capítulo 3

# Desarrollo experimental

Los experimentos se llevaron a cabo en un *colisionador lineal* de bajas energías (en un intervalo de 1 a 10 keV) que se encuentra en la Facultad de Ciencias de la U.N.A.M.

El acelerador cuenta con *tres partes principales*: la primera es donde se produce el haz de iones, la otra región es donde ocurre la reacción y por último, se tiene la zona de detección.



Figura 3.1: Partes principales que conforman el acelerador que se encuentra en la Facultad de Ciencias de la U.N.A.M.

En la zona donde se produce el haz, se encuentra un **Cañón de iones** tipo

*Colutron* modelo G1, ahí se encuentra la fuente de iones, un conjunto de **lentes electrostáticas** tipo *Einzel* y un **filtro de velocidades** tipo *Wien*. En la zona de reacción se introduce el blanco y es donde se efectúan las colisiones de éste con el haz de iones que fue elegido previamente. Y, por último, la zona de detección está dividida en dos partes: en la primera se hace el conteo y la selección de los fragmentos del haz, y en la segunda el análisis de los fragmentos generados a partir del blanco.

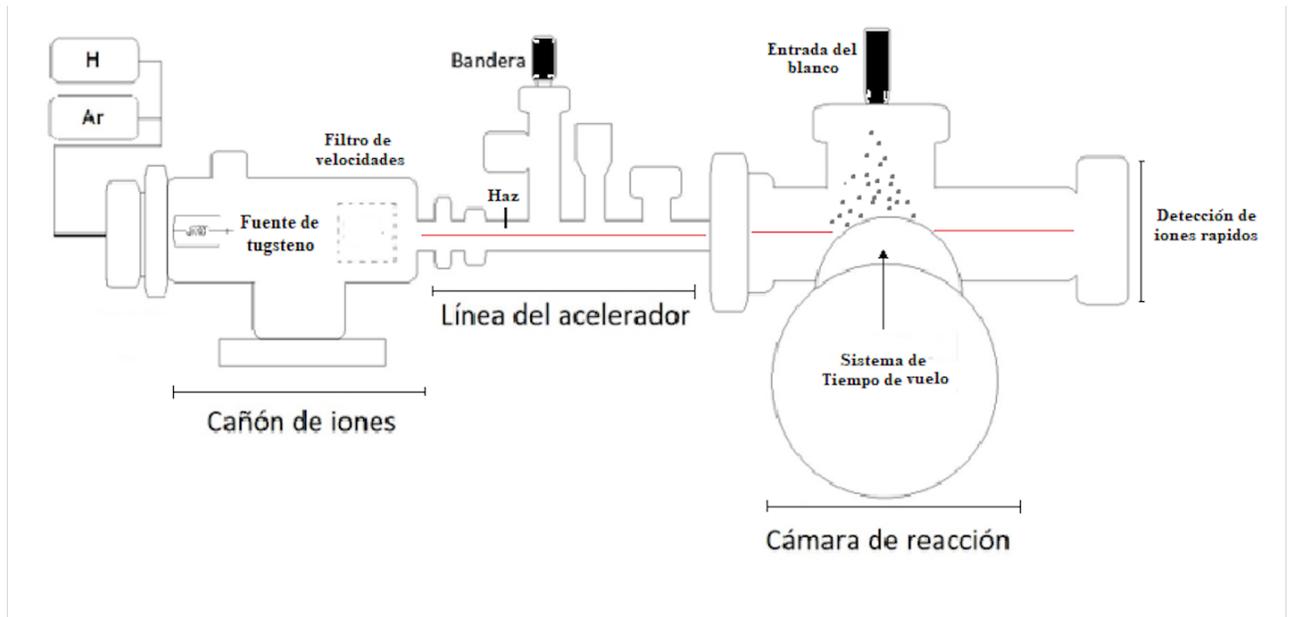


Figura 3.2: Esquema de la estructura del colisionador lineal.

## I. PRODUCCIÓN DEL HAZ

Al interior de la fuente de iones de nitrato de boro se encuentra un filamento de tungsteno y un ánodo en el extremo contrario. Al filamento se le aplica una corriente de aproximadamente 10 A, éste se calienta debido a dicha corriente y se liberan electrones por emisión termoiónica, esto es, los electrones de las capas exteriores adquieren suficiente energía para dejar el filamento. Estos termoelectrones, al aplicar una diferencia de potencial de aproximadamente 90 V, son acelerados hacia el ánodo. Después se introduce una mezcla de gases de  $Ar$  y  $H_2$ , una vez adentro, se genera una

descarga en arco para producir los iones. Cuando los electrones son acelerados hacia el ánodo, comienzan a colisionar con la mezcla de gases que fue introducida. Debido a esta interacción, los electrones comienzan a ionizar al gas creando diferentes tipos de iones tales como  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  y  $Ar^+$  entre otros.

El uso de  $H_2$  es debido a que es la molécula más sencilla para poder obtener protones, al ser fragmentada. Por otro lado, el uso de  $Ar$  es debido a que es un elemento muy estable (gas noble) y nos ayuda a provocar la descarga suficiente para provocar un plasma.

Ya hecha la descarga y producido el plasma, el conjunto de placas electrostáticas extraen y enfocan a los iones generados anteriormente. Este conjunto de placas electrostáticas consta de tres electrodos cilíndricos concéntricos que se conocen como *lentes Eiznel*. El segundo de ellos tiene la función de enfocar los iones y se le aplica un voltaje de aproximadamente  $840 V$  por cada  $kV$  de voltaje de aceleración. Por otro lado, el primer y tercer electrodo tienen la función de acelerar los iones con energías de entre uno a diez  $keV$ .

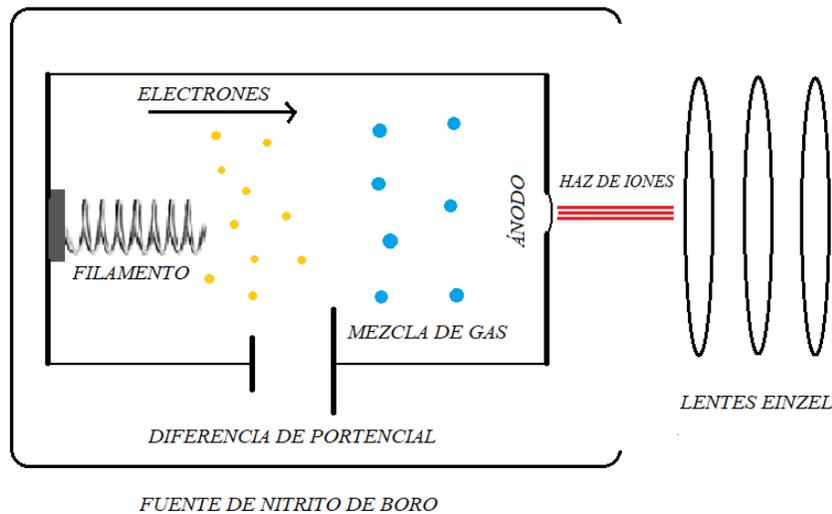


Figura 3.3: Esquema del interior de la fuente de nitrato de boro donde se provoca la descarga.

El último paso de la zona donde se produce el haz es donde se encuentra el filtro

de velocidades tipo Wien, donde se selecciona el tipo de iones de los cuales van a conformar el haz. Este filtro, es un dispositivo que consta de dos placas electrostáticas paralelas y verticales que producen un campo eléctrico  $\vec{E}$  y un par de electroimanes para generar un campo magnético  $\vec{B}$ , los cuales son perpendiculares entre sí para contrarrestar sus fuerzas, y a su vez, perpendiculares a la velocidad  $\vec{v}$  de los iones. La fuerza total que sienten estos iones cuando atraviesan el filtro de velocidades está dada por la Fuerza de Lorentz:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.1)$$

Como se requiere que la partícula no sienta ninguna fuerza para que no pueda ser desviada por ninguno de los dos campos, su rapidez debe cumplir con lo siguiente:

$$v = E/B \quad (3.2)$$

Si alguno de los iones no cumple con dicha condición, entonces serán desviados; las partículas con mayor velocidad se desviarán en el sentido de la fuerza magnética y las de menor velocidad se desviarán en el sentido de la fuerza eléctrica, chocando así con las paredes del filtro de velocidades y evitando que el ion salga de éste.

Sabiendo que la energía cinética de una partícula en presencia de un campo eléctrico está dada por:

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2 = qV_A \quad (3.3)$$

si se despeja la velocidad y se sustituye en la ecuación 3.2 se tiene:

$$\frac{2qV}{m} = (E/B)^2 \quad (3.4)$$

Desarrollando y haciendo algunas sustituciones, se llega a la siguiente relación *masa – carga*:

$$\frac{m}{q}(V_A, i_m, V_f) = CV_A \frac{i_m^2}{V_f} \quad (3.5)$$

donde  $V_f$  es el voltaje aplicado a las placas electrostáticas,  $i_m$  la corriente aplicada al electroimán,  $V_A$  el voltaje aplicado al ion para tener una velocidad  $v$ , y por último,  $C$  es una constante que depende de la geometría del filtro y se expresa como  $C = 2(dk)^2$ , donde  $d$  es la distancia que hay entre las placas electrostáticas y  $k$  una constante de proporcionalidad entre  $i_m$  y  $B$  dada<sup>29</sup>.

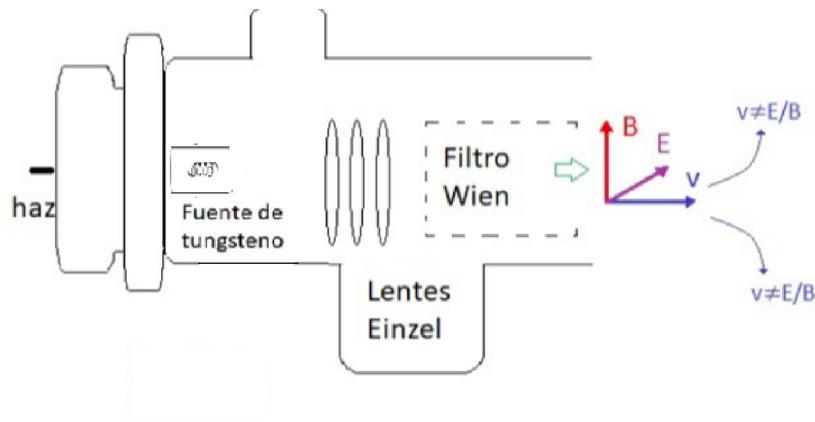


Figura 3.4: Esquema donde se muestran algunas de las principales partes que conforman el cañón.

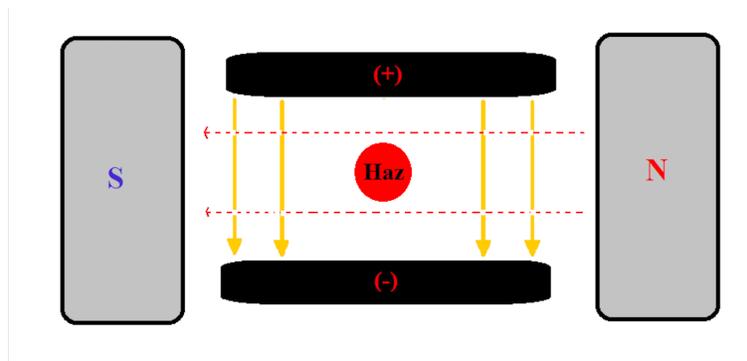


Figura 3.5: Filtro de velocidades.

Después del filtro de velocidades, el colisionador cuenta con una pequeña desviación de *diez grados*. Los iones seleccionados que logran atravesar el filtro son desviados estos grados de su trayectoria por medio de dos placas electrostáticas. El papel de esta pequeña desviación del haz es debido a que, si algún fotón que se produjo en la fuente logra atravesar el filtro de velocidades (ya que éstos al no tener carga no se ven afectados por ninguno de los campos del filtro) choque con las paredes del colisionador y así no logre llegar a interactuar con el blanco ni con los detectores.

Antes de que el haz llegue a la zona de reacción, pasa por dos colimadores que son discos concéntricos con una apertura de  $2\text{ mm}$ , los cuales están separados  $43\text{ cm}$ .

## II. FRAGMENTACIÓN DEL GAS Y EL SISTEMA DE TIEMPO DE VUELO

El haz finaliza su recorrido llegando a la zona de reacción. En esta zona, el gas que se utilizará como blanco, es introducido desde la parte superior y en forma vertical, de tal manera que la dirección con la que fluye sea ortogonal a la dirección del haz. El flujo del gas es generado por la diferencia de presiones que hay entre el contenedor del gas y el interior del acelerador. La cantidad de gas es controlada por medio de una válvula de alta resolución y monitoreada por un medidor de presión de cátodo frío (PTR-225).

El principal componente de la zona de reacción es el sistema de tiempo de vuelo que en resumen es un arreglo de tres placas electrostáticas cilíndricas concéntricas y un tubo de enfoque. Estas placas van a acelerar los fragmentos que provengan del blanco en dirección ortogonal al haz, guiándolos hacia una de las zonas de detección y produciendo así un espectro de tiempo de vuelo.

Cuando el haz interactúa con el blanco se producen diferentes partículas las cuales podemos dividir en tres grupos:

1. **Iones rápidos:** estos iones son los fragmentos resultantes del haz.

2. **Iones lentos:** son los fragmentos generados a partir del blanco.
3. **Fotones:** estos se producen por medio de las transiciones que hay en los diferentes niveles electrónicos de los átomos que conforman al gas blanco.

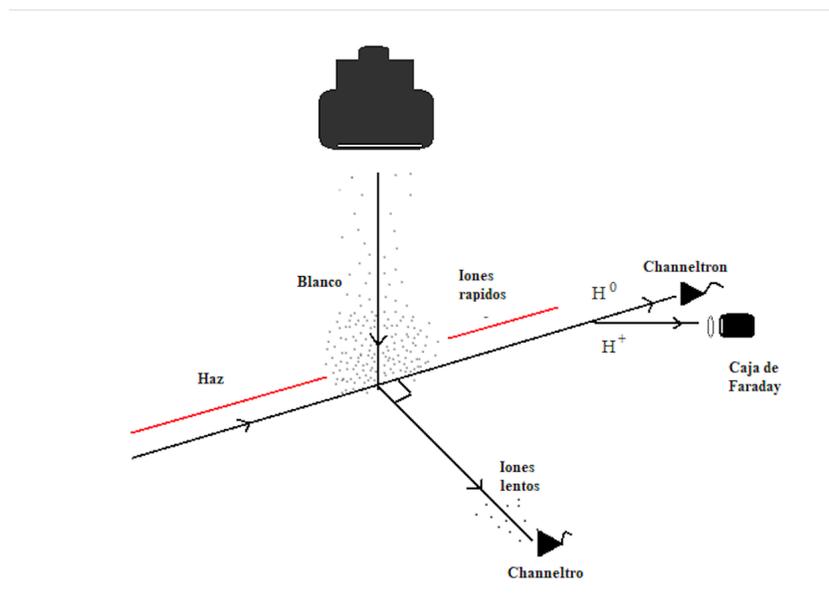


Figura 3.6: Cámara de reacción.

Los **iones rápidos** poseen la misma velocidad del haz, básicamente si éste es de protones, éstos terminan siendo  $H^+$ ,  $H^0$  y también se pueden producir  $H^-$ . Los  $H^+$  son debido a que no cambian su estado de carga a pesar de que interactúen con el blanco terminando con el mismo estado de carga eléctrica inicial. Sin embargo, los  $H^0$  son debido a la captura electrónica, es decir, los protones que forman el haz capturan un electrón de algún átomo del blanco y se neutraliza.

Para detectar los  $H^+$ , después de que logran atravesar la zona donde ocurre la reacción, son desviados aproximadamente 15 grados por medio de un par de placas verticales a las cuales se les aplica cierto voltaje. Esto es para que los  $H^+$  sean guiados hasta una caja de Faraday la cual va a medir la corriente absoluta de los  $H^+$ . Por otra parte, para detectar los  $H^0$  se coloca un multiplicador de electrones en dirección

en la que se trasladaba el haz. Este multiplicador de electrones produce una cascada electrónica cada vez que alguna partícula o partículas inciden sobre de él, otorgándonos así, una forma de tener un conteo de partículas  $H^0$  que llegan al detector después de la colisión por unidad de tiempo.

Los **iones lentos** son los de mayor interés en este trabajo, ya que se generan a partir del blanco. El motivo por el cual se les llama así es porque básicamente quedan con velocidad nula después de ser generados. Estos iones son acelerados hacia un detector CEM el cual está conectado a una tarjeta multicanal modelo MCS-32 Ortec. Esta tarjeta puede utilizar hasta 64000 canales para hacer escaneos, cada canal cuenta con una apertura temporal mínima de aproximadamente 100 ns. La dirección en la que se aceleran los iones lentos es de manera ortogonal a la dirección del haz y a la dirección en la que se introduce el blanco. Aquí es cuando se hace uso del sistema de *tiempo de vuelo*.



Figura 3.7: Foto de la zona de reacción y detección del acelerador de la Facultad de Ciencias U.N.A.M.

El sistema de tiempo de vuelo está compuesto por tres electrodos,  $D_1$ ,  $D_2$  y  $D_3$ ,

en forma de discos concéntricos de siete centímetros de diámetro y con una apertura de un centímetro en el centro de cada uno. También cuenta con un cilindro hueco  $L$ . Todos ellos colocados como se muestra en el siguiente esquema:

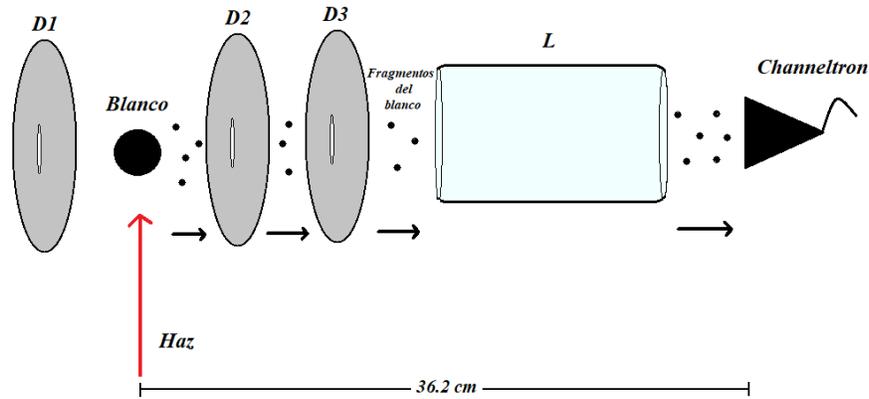


Figura 3.8: Sistema de tiempo de vuelo.

El papel de los electrodos es acelerar y enfocar los fragmentos derivados del blanco al aplicarles distintos voltajes. El principal objetivo del disco  $D_1$  es acelerar los iones lentos aplicándole un voltaje pulsado  $V_1$  el cual se logra por medio de una fuente pulsadora (*DEIPVX* – 4140) que convierte un voltaje inicial continuo en una señal cuadrada; esta fuente pulsadora a su vez está conectada a un generador de funciones (*Keithley LXI* – 3390) con el cual se pueden controlar las características de la señal cuadrada como su frecuencia y ancho de pulso. Para los electrodos restantes se eligen diferentes voltajes continuos  $V_2$ ,  $V_3$  y  $V_L$  y su principal objetivo es enfocar los iones lentos acelerados por  $V_1$ .

La necesidad de un voltaje pulsado es lograr separar los fragmentos en su relación *masa – carga* y así formar un espectro de tiempo de vuelo. Para lograrlo, se aceleran los iones un intervalo de tiempo  $t_0$  (alrededor a 500 *ns*) el cual tiene que ser menor que el tiempo de vuelo  $T$  (del orden de varios  $\mu s$ ) que es el tiempo que tardan en

llegar al detector desde su formación. Los iones generados en el intervalo de tiempo  $t_0$  serán los únicos registrados, por otro lado, no habrá un conteo de los residuos de las colisiones ya que éstos se dispersarán aleatoriamente. Ya recolectados los fragmentos generados durante el pulso se dejará pasar un tiempo lo suficientemente largo para volver a aplicar el voltaje  $V_1$  y así comenzar nuevamente el proceso de adquisición.

El voltaje  $V_1$  tiene que sincronizarse con el inicio de adquisición de la tarjeta multicanal para que el tiempo de adquisición coincida con el tiempo de vuelo de los iones. Es importante aplicar siempre el mismo voltaje  $V_1$  para que cada fragmento obtenga diferente aceleración dependiendo su relación masa-carga y así un  $T$  distinto. Esto provocará señales bien definidas en determinados canales produciendo un espectro. Cada uno de los picos de este espectro se encuentra asociado a un tipo particular de ion, mientras que el área bajo la curva de cada pico (la intensidad de cada uno de ellos) está relacionada con la cantidad de iones de cada especie.

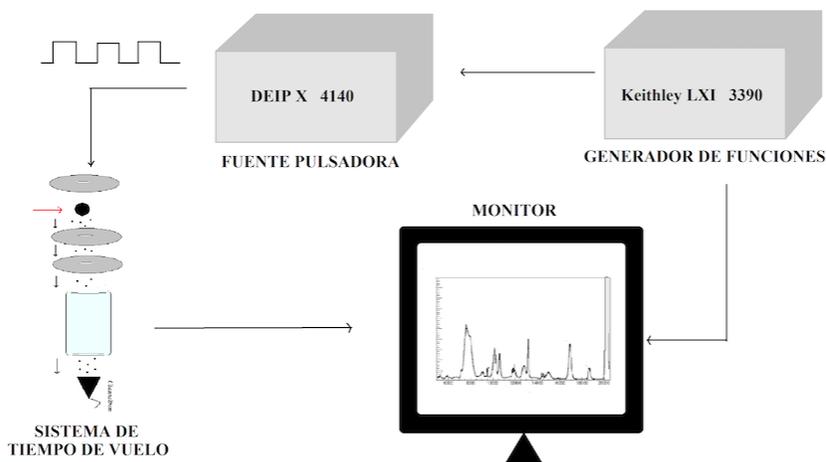


Figura 3.9: Sincronización del pulso mediante un generador de funciones.

Es de suma importancia mencionar que el acelerador cuenta con un sistema de **alto vacío**, esto para que moléculas innecesarias (en su mayoría residuos de aire) no intervengan en el proceso de ionización, para que los electrones no pierdan energía

cinética al chocar con éstos y, lo más importante, para que no intervengan con la reacción del haz con el blanco. Como dentro del acelerador se necesita tener un *camino libre medio* de aproximadamente *dos metros*, se utilizan cuatro bombas de vacío: para alcanzar un vacío primario de alrededor de  $10^{-2}$  Torr, se utilizan dos bombas mecánicas; y para el vacío secundario de aproximadamente  $10^{-7}$  Torr, se utilizan dos bombas turbo-moleculares.

# Capítulo 4

## Caracterización

Una parte importante del presente trabajo es la caracterización de varios parámetros del acelerador para poder obtener los valores óptimos de estos, ya que sus variaciones intervienen en los resultados finales del experimento. Dichos valores se obtuvieron mediante diferentes pruebas que se mostrarán a continuación.

También cabe mencionar, que cada caracterización se hizo alterna al experimento. Sin embargo, sirvieron para tener un conocimiento previo de dónde poder encontrar las condiciones adecuadas para llevarlo a cabo, ya que los valores no varían de forma significativa durante el experimento.

### I. FUENTE DE ENFOQUE

Como se mencionó en la sección de *Desarrollo Experimental*, dentro del cañón se encuentra una fuente de iones la cual contiene un conjunto de lentes electrostáticas tipo *Einzel*, dos de ellas (la primera y la tercera del arreglo) acelera los iones, mientras que la segunda se encarga de enfocar a éstos. A las lentes se le aplican dos voltajes diferentes; un voltaje  $V_A$  para las dos lentes que se encargan de acelerar los iones y un voltaje  $V_E$  para la lente de enfoque la cual ayuda a redireccionar los iones que llegan a ser dispersados en el proceso de la aceleración.

La herramienta más importante para llevar a cabo la caracterización es la bandera, que es una lámina de cobre colocada de tal manera de que su área transversal sea ortogonal a la dirección del haz de iones. Puede desplazarse hacia arriba o hacia abajo con ayuda de un tornillo milimétrico (este desplazamiento va de 1 mm y en total se desplaza 25.4 mm). La bandera se conecta a un electrómetro analógico Keithley 610-CR en el cual se hace registro de la corriente de los iones que inciden en ella. Entonces, primero se elige un valor fijo para el voltaje de aceleración  $V_A$  y después se va variando el voltaje  $V_E$ , de esta manera, con ayuda del electrómetro que está conectado a la bandera se va registrando la dependencia de la corriente  $i_b$  que llega a la bandera con el voltaje  $V_E$  y así se puede graficar dicho comportamiento y encontrar el valor máximo de la corriente (éste será el valor óptimo para el voltaje  $V_E$ ). Esto se hizo para voltajes enteros y fijos de  $V_A$  (0, 1, 2, ..., 10 kV), a continuación se muestran algunas gráficas obtenidas.

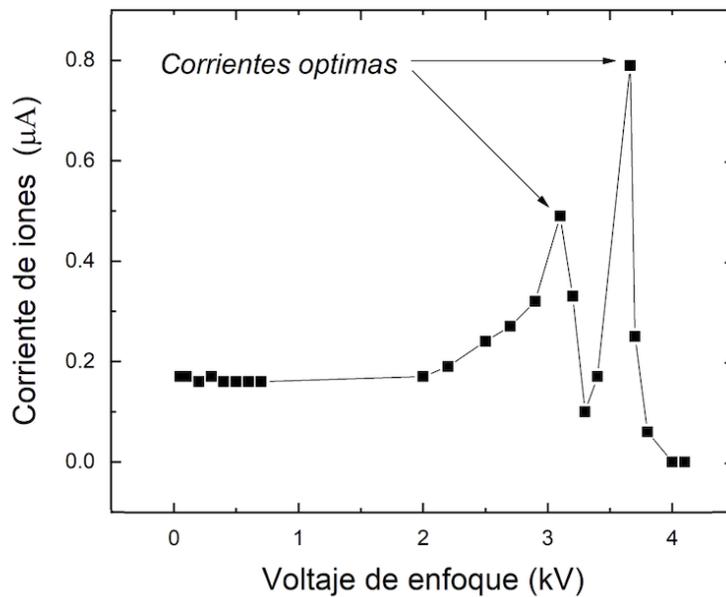


Figura 4.1: Corriente de iones  $i_b$  en función del voltaje de enfoque  $V_E$  para un  $V_A$  de 5 keV.

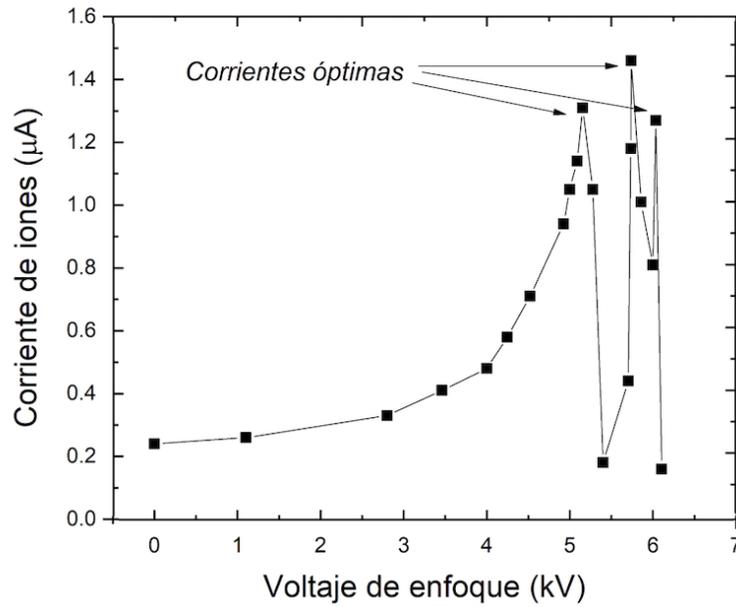


Figura 4.2: Corriente de iones  $i_b$  en función del voltaje de enfoque  $V_E$  para un  $V_A$  de 10 keV.

Para la primera gráfica el mayor máximo se obtuvo para un voltaje de  $V_{E_1} = 3.015$  kV, sin embargo se puede observar otro en  $V_{E_2} = 3.746$  kV

Por otro lado, para la segunda gráfica se pueden observar tres máximos, el mayor máximo se obtuvo para un voltaje de  $V_{E_1} = 4.986$  kV, y los otros dos para  $V_{E_2} = 5.980$  kV y  $V_{E_3} = 6.010$  kV

Podemos ver que se obtienen varios máximos, sin embargo, se intenta escoger el más grande y el que muestre más estabilidad en la corriente que llega a la bandera, de lo contrario, nuestros resultados finales se verán afectados ya que todos estos parámetros intervienen en todo momento con el experimento.

## II. CODO DE DIEZ GRADOS

A la salida del filtro de velocidades se encuentra una pequeña desviación de diez grados, esto para que cualquier fotón que haya logrado atravesar el filtro impacte con las paredes del colisionador. Al aplicar un voltaje  $V_\theta$  a dos placas verticales y paralelas que tienen una separación de aproximadamente 3 centímetros entre ellas, el haz puede ser desviado un ángulo  $0 \leq \theta \leq 10$ . Es por esta razón que se debe de buscar el valor óptimo de  $V_\theta$  para el cual atraviesen la mayor cantidad de iones que conforma nuestro haz sin que choquen con las paredes del colisionador.

Para empezar, se hace uso de los valores óptimos encontrados previamente para la fuente de enfoque  $V_E$  y se dejan fijos al igual que su respectivo voltaje  $V_A$ . Hecho esto, se comienza a variar el voltaje de la fuente de diez grados  $V_\theta$  hasta encontrar una corriente máxima registrada en el multímetro que está conectado a la bandera. De la misma manera, esto se hizo para voltajes  $V_A$  de 0 a 10 kV y a continuación se muestran algunas de las gráficas obtenidas.

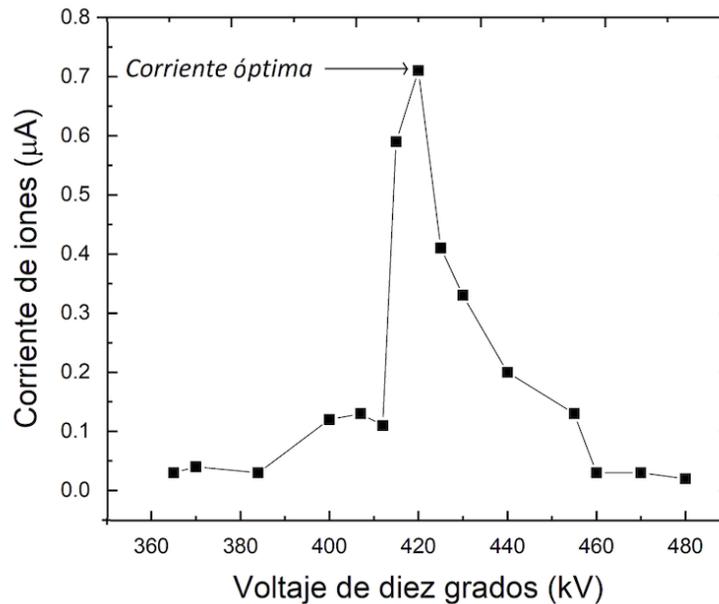


Figura 4.3: Corriente de iones  $i_b$  en función de  $V_\theta$  para un voltaje  $V_A$  fijo de 8 keV.

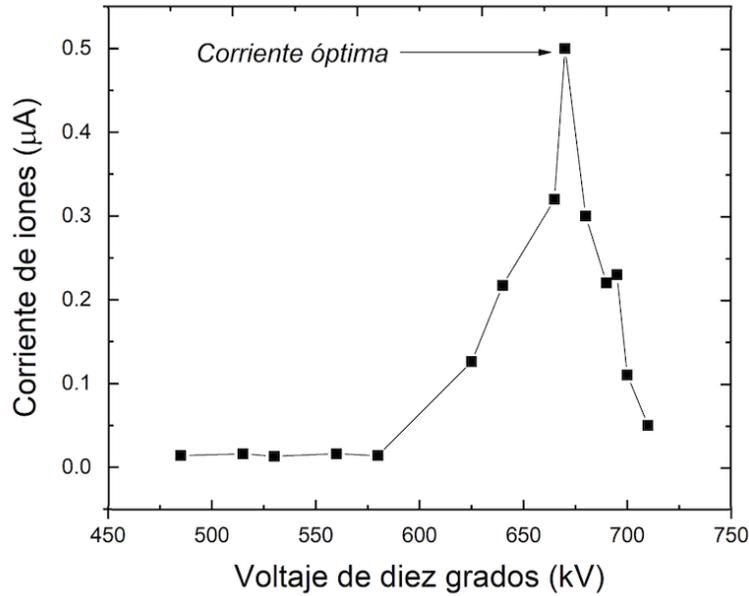


Figura 4.4: Corriente de iones  $i_b$  en función de  $V_\theta$  para un voltaje  $V_A$  fijo de 8 keV.

Para la primera gráfica se registró una corriente máxima de  $i_b = 0.71 \mu A$  para un voltaje  $V_\theta = 420 keV$ . Por otra parte, para la segunda gráfica se registró una corriente máxima de  $i_b = 0.5 \mu A$  para un voltaje  $V_\theta = 670 keV$ .

Esto también se hizo para voltajes enteros y fijos de  $V_A$  (0, 1, 2, ..., 10 kV) con sus respectivos valores óptimos de  $V_E$  que fueron obtenidos previamente en su respectiva caracterización

### III. SELECCIÓN DEL HAZ DE IONES

Anteriormente se mencionó que por medio de el filtro de velocidades tipo Wien se pueden seleccionar la clase de iones que conformaran el haz. Para esto se hace uso de todos los valores óptimos que se encontraron anteriormente y se dejan fijos ( $V_A$ ,  $V_E$  y  $V_\theta$ ), sin embargo, también se mencionó que el filtro de velocidades cuenta con un campo eléctrico  $E$  controlado por un voltaje  $V_f$  así como un campo magnético  $B$  al

cual se le aplica una corriente  $i_m$  a un electroimán. Este último es el que irá variando y se irá registrando la corriente incidente en la bandera, de tal forma que  $i_b$  estará en función de  $i_m$  la cual toma valores entre 0 a 3 A. Esto también se hizo para voltajes fijos de  $V_A$  y tomando en cada caso distintos valores para  $V_f$  (80 V, 110 V, 150 V, 180 V, 220 V, 250 V y 290 V).

Para el análisis de los espectros se ocupó un software especializado en espectrometría llamado *PeakFit* para hacer un ajuste gaussiano y para poder obtener información de los espectros obtenidos. En teoría, cada pico corresponde a un conjunto de masas de un mismo tipo de ion; eje de las ordenadas nos da una abundancia relativa del respectivo ion, por otro lado, el eje de las abscisas se tiene la relación  $m/q$ . Teniendo en cuenta esto, los picos van aumentando conforme van aumentando las masas de los iones. Por ejemplo, el último pico debe corresponder al  $Ar^+$  y el primero debería corresponder al  $H^+$ . Entonces, sustituyendo los datos obtenidos por medio de PeakFit para el  $Ar^+$  en la ecuación (4.5) y dividiendo entre sí misma sin la sustitución de ningún dato, se obtiene la siguiente expresión:

$$m = m_{Ar} \frac{i_m^2}{i_{Ar}^2} \quad (4.1)$$

donde  $m_{Ar}$  es la masa del argón,  $i_m$  la corriente correspondiente a cada pico e  $i_{Ar}$  la corriente correspondiente al pico del argón. Con esto podemos conocer a qué ion le corresponde cada pico mostrado en los espectros.

Llevando a cabo los cálculos, con la ecuación anterior se pueden identificar los iones que tienen dicho valor; se obtuvieron los iones mostrados en el siguiente espectro:

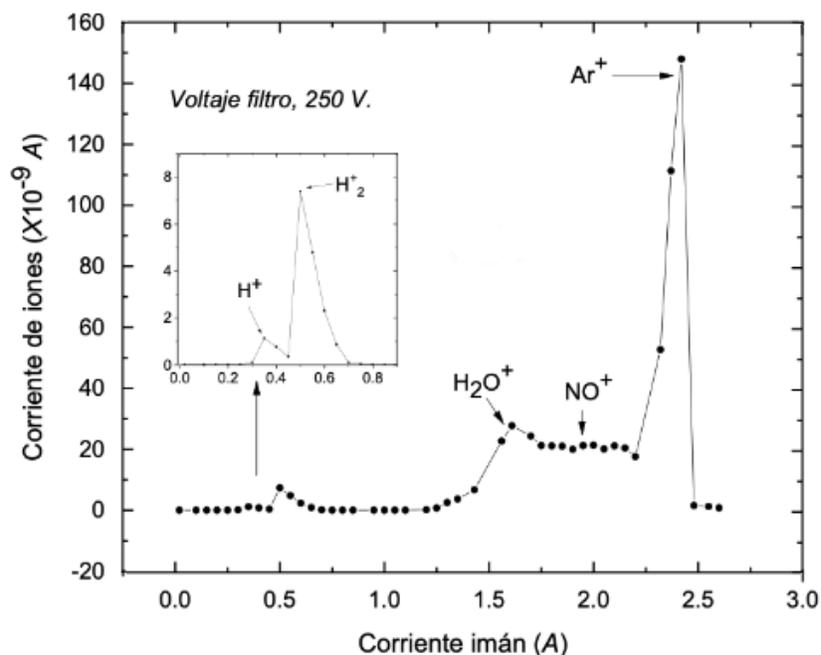


Figura 4.5: Corriente de iones  $i_b$  en función de  $V_\theta$  para un voltaje  $V_A$  fijo de 8 keV.

Se pueden hacer varias observaciones del espectro obtenido. Se puede ver cómo conforme va aumentando la corriente  $i_m$  se van registrando iones con mayor masa, esto de forma discreta, ya que solo para valores específicos de  $i_m$  el filtro de velocidades deja pasar solo una clase de ion; a otra corriente distinta no dejará pasar algo, es por eso que se observan los máximos y el registro nulo de corriente en la bandera.

Por otro lado, la altura y ancho de cada máximo corresponde a la concentración relativa de cada ion, por ende, se muestra la presencia del  $Ar$  es la que predomina, mientras que para  $H^+$  su concentración es mínima. Como se observa una mayor concentración de  $H_2^+$  que de  $H_3^+$  y  $H^+$ , se puede concluir que el proceso que más ocurre es la ionización.

La presencia de  $H_2O^+$  y de  $NO^+$  es debido al vapor de agua y al aire que queda en el acelerador, a pesar de que se alcanza un alto vacío siempre quedarán residuos de contaminantes como los ya mencionados; sin embargo se procura que éstos sean de la mínima cantidad posible. Ya identificados los iones que muestra el espectro solo queda

fijarse en la corriente  $i_m$  para la cual se obtiene el tipo de ion con el que se quiere trabajar para dejarse fija, en este caso, para el cual se obtiene un haz compuesto de  $H^+$ .

El espectro de la figura 4.5 solo es un ejemplo de varios que se obtuvieron, en sí se analizaron espectros para todos los valores de  $V_A$  (de 1 a 10  $kV$ ) y para distintos valores de  $V_f$  (100, 150, 200, 250 y 290  $V$ ).

#### IV. DETERMINACIÓN DE TIEMPO DE VUELO

Para determinar el tiempo de vuelo se toman en cuenta varios parámetros, estos son los siguientes: el tiempo  $t_0$  de duración del pulso, el voltaje  $V_1$  con el que se aceleran los fragmentos que provienen del blanco, la separación entre los discos uno y dos ( $2d$ ) y la distancia total  $L$  que recorren los fragmentos del blanco desde que son formados hasta que llegan al detector. Entonces, la energía cinética que tiene el ion cuando es acelerado por el voltaje  $V_1$  está dada por:

$$\frac{1}{2}mv^2 = qV_1 \implies v = \sqrt{\frac{2qV_1}{m}} \quad (4.2)$$

El tiempo en el que tarda el ion en recorrer una distancia  $L$  (desde su formación hasta los detectores) estará dado por la siguiente expresión:

$$T = L\sqrt{\frac{m}{2qV_1}} \quad (4.3)$$

De esta manera, el tiempo de vuelo tendrá una proporcionalidad con la relación *masa – carga* de la siguiente manera:

$$T = \sqrt{\frac{m}{q}} \quad (4.4)$$

Sin embargo, si el pulso termina antes de que la partícula salga de la región del campo eléctrico, la expresión del tiempo de vuelo con la carga y la masa del ion queda de la siguiente manera:

$$T\left(\frac{m}{q}\right) = \frac{2dlm}{V_1 t_0 q} + \frac{t_0}{2} \approx \frac{2dLm}{V_1 t_0 q} \quad (4.5)$$

Concretamente, se obtiene la siguiente dependencia lineal:

$$T \propto \frac{m}{q} \quad (4.6)$$

En la ecuación (4.5),  $2d$  es la separación entre los discos uno y dos;  $t_0$  es la duración del pulso (en el presente trabajo este fue de  $500 \text{ ns}$ ); mientras que  $L$  sería la distancia que recorren los iones lentos desde su formación hasta que son detectados.

Nótese que es evidente que entre mayor sea la masa del ion, éste tardará más en llegar a los detectores (su tiempo de vuelo será mayor). También que entre mayor sea el voltaje  $V_1$ ,  $T$  se verá reducido.

#### IV.1. Región de colisión simple

Es de importancia mencionar que para poder efectuar las mediciones de las secciones transversales hay que definir con precisión la cantidad de partículas del blanco que entran a la zona de reacción, lo cual es equivalente a la presión  $P$  que se mide dentro del acelerador. La cantidad de moléculas del blanco tiene que ser la suficiente para obtener una buena definición en el espectro de tiempo de vuelo, siempre cuidando que las colisiones se efectúen dentro del régimen de **colisión simple**.

Hablamos de colisión simple cuando las partículas blanco interaccionan una a una con las partículas que conforman el blanco, en términos más formales, cuando las fracciones de partículas generadas  $F_i$  en las colisiones son proporcionales a la presión  $P$ , por lo que se tiene que encontrar la región lineal  $F_i(P)$  para poder obtener el intervalo de presiones en donde se mantenga el régimen de colisiones simples. Esta caracterización ya se ha realizado previamente en otros trabajos<sup>29</sup>.

# Capítulo 5

## Adquisición de las secciones transversales

Ya encontrando los valores óptimos de todos los parámetros necesarios que intervienen con el experimento, se inició con el procedimiento para obtener las secciones transversales que son de interés dentro del presente trabajo. Se hicieron pruebas con los valores de 2.5 a 10  $keV$  en intervalos de 0.5  $keV$ , y en total se hicieron tres sesiones experimentales para cada uno de los valores anteriores (en diferentes días) con las mismas condiciones para la detección del tiempo de vuelo. En el presente trabajo se hace referencia a una sesión como una toma completa de las medidas, cuidando en todo momento que la presión se mantuviese en 24.5  $\mu Torr$  garantizando que las colisiones se *mantuvieran* dentro de la *regin de colisin simple*.

Se midieron las secciones transversales *relativas* asociadas a la formación de cada ion positivo debido a la interacción  $H^+$  con  $SF_6$ . Cuando se obtienen los espectros de tiempo de vuelo, éstos se analizan con el software *PeakFit* 4.0 con el cual se hacen los respectivos ajustes gaussianos de cada máximo. Hecho esto, se obtiene el área bajo la curva  $A(X^+)$  de cada máximo  $X^+$  y se divide entre la *corriente* y la presión, dando como resultado la sección transversal relativa a la formación del ion positivo correspondiente ( $X^+$ ). Cabe señalar que para cada energía se tomaron espectros de adquisición residual, esto para poder sustraer el ruido del espectro de tiempo de vue-

lo. Es decir, para el espectro generado al irradiar el gas  $SF_6$  con  $H^+$  se obtenía un área  $A(X^+)$  para cada ion  $X^+$ . Sin embargo, esta área es una contribución del área generada debido a la interacción de los protones con el blanco  $A_B(X^+)$  más el área originada por las interacciones con algunos contaminantes que permanecen dentro del acelerador  $A_r(X^+)$ .

Para determinar el área generada únicamente por la contribución del blanco  $A_B$  (que es la que nos interesa), se tiene que cerrar la válvula del gas hasta que se regrese a la presión base en el momento que se termina el registro del espectro. Después se tiene que esperar hasta que se obtenga un nuevo equilibrio de presión y también de corriente, que por lo general no cambia considerablemente respecto a la corriente inicial ( $i \approx i_r$ ). Con esto, se puede obtener el espectro para obtener  $A_r(X^+)$ , que al restarle  $A$  se obtiene un espectro más limpio de área  $A_B(X^+)$ . A partir de esto, se puede obtener un área efectiva  $A_\sigma(X^+)$  al normalizar  $A_B(X^+)$  de la siguiente manera:

$$A_\sigma(X^+) = \frac{A/i - A_r/i_r}{P - P_r} = \frac{\Delta A/i}{P - P_r} \quad (5.1)$$

En donde  $\Delta A = A - A_r$  y  $P_r$  e  $i_r$  son la presión y la corriente base que se obtienen al cerrar la válvula del gas; mientras análogamente,  $P$  e  $i$  es la presión y corriente cuando la válvula esta abierta.

La importancia que reside en encontrar  $A_\sigma(X^+)$  es debido a que esta cantidad es proporcional a la sección transversal absoluta  $\sigma(X^+)$ . Al área  $A_\sigma(X^+)$  se le llamará **sección transversal relativa** en el presente trabajo y es calculada mediante la ecuación 5.1, donde las presiones y corrientes pueden ser medidas por medio de nuestro sistema experimental, mientras que las áreas  $A(X^+)$  y  $A_r(X^+)$  pueden ser obtenidas mediante el software *PeakFit*.

No es posible obtener  $\sigma(X^+)$  de forma directa debido al sistema experimental utilizado en el presente trabajo; se tienen que seguir una serie de pasos que se men-

cionarán a continuación.

Una de las razones por las cuales no nos es posible obtener directamente la **sección transversal absoluta** es porque no podemos determinar el número de partículas por unidad de área  $nl$  que conforman el blanco, ya que no se conoce la presión de ingreso del gas, solo conocemos la presión global de toda la cámara de reacción y sabemos que ésta es proporcional a  $nl$ . Otra de las razones es que no se conoce el número de partículas neutras que inciden sobre el detector frontal.

A pesar de esto, como el objetivo del presente trabajo es conocer las secciones asociadas a la formación de iones positivos a partir del blanco, se puede hacer una normalización tomando en cuenta algunos trabajos previos en donde se hayan hecho conteos de los fragmentos rápidos. Sin embargo, no se han encontrado trabajos previos ni recientes en donde se haya trabajado con  $H^+$  y  $SF_6$  para encontrar dichas secciones, por lo que en el presente trabajo solo se limitará a presentar los resultados obtenidos.

## I. INCERTIDUMBRES

La incertidumbre asociada a  $A_\sigma$  (la cual denominaremos  $\delta A_\sigma$ ) viene dada por una contribución experimental  $\delta_E$  y otra estadística  $\delta_S$ . La incertidumbre experimental es asociada a la medición de la presión  $P$  registrada dentro del acelerador y a la medición de la corriente  $i$  del haz de protones. El área  $A$  es proporcional a estas dos cantidades ( $P$  e  $i$ ), es decir, podemos expresar esta relación proporcional de la siguiente manera:

$$A(X^+) = \alpha Pi \quad (5.2)$$

donde  $\alpha$  es una constante de proporcionalidad. Esto implica que al sacar la incertidumbre experimental se tiene que:

$$\delta_E A(X^+) = \alpha(P\delta i + i\delta P) \quad (5.3)$$

Si se divide toda la expresión entre  $A$  y utilizando la expresión de la ecuación (5.2), se obtiene lo siguiente:

$$\frac{\delta_E A(X^+)}{A} = \frac{\alpha(P\delta i + i\delta P)}{A} \Rightarrow \frac{\delta i}{i} + \frac{\delta P}{P} \quad (5.4)$$

La expresión (5.4) nos arroja un resultado *adimensional*, estaremos hablando de una incertidumbre porcentual. La incertidumbre estadística es debida a que la obtención de  $A_\sigma$  es calculada mediante de un promedio (ya que se hicieron tres corridas para cada energía); este promedio tiene una desviación estándar asociada  $\delta_S A$ . Si esta desviación estándar se divide entre el área promedio  $A$  obtenida para cada ion  $X^+$  también se obtiene una incertidumbre porcentual; por lo que la incertidumbre asociada a cada  $RCS$  vendrá dada por:

$$\delta_\sigma A(X^+) = \sqrt{(\delta_S A)^2 + (\delta_E A)^2} \quad (5.5)$$

Dado que la presión  $P$  no fluctuaba considerablemente mientras se registraban los espectros y que también la precisión de los medidores de presión es de un 4%. Ocurre lo mismo para la corriente  $i$ , ésta se mantuvo estable para las medias y altas energías, por lo que se le puede atribuir un 1% de incertidumbre. Sin embargo, para el intervalo de bajas energías que van de 2.5 a 3  $keV$  las variaciones eran mayores y más considerables, por lo que se le asocia un error del 7% y 13%.

Para la incertidumbre estadística, la cual fue obtenida por medio de promedios calculados en *Origin*, las incertidumbres en general estuvieron alrededor del 20%. Dado esto, se podría concluir que los datos experimentales tienen una certeza  $\delta_\sigma A(X^+)$  que va desde el 25% para mediciones a energías mayores a 2.5 y 3  $keV$  y del 38% para energías mayores a estas dos últimas.

# Capítulo 6

## Resultados y análisis

### I. EL ESPECTRO DE TIEMPO DE VUELO

Como se mencionó anteriormente, por medio del espectro característico de tiempo de vuelo se pudieron observar los diferentes tipos de iones positivos que fueron producidos al colisionar  $H^+$  con  $SF_6$ . A continuación se muestra un espectro obtenido a una energía de interacción de  $5\text{ keV}$ .

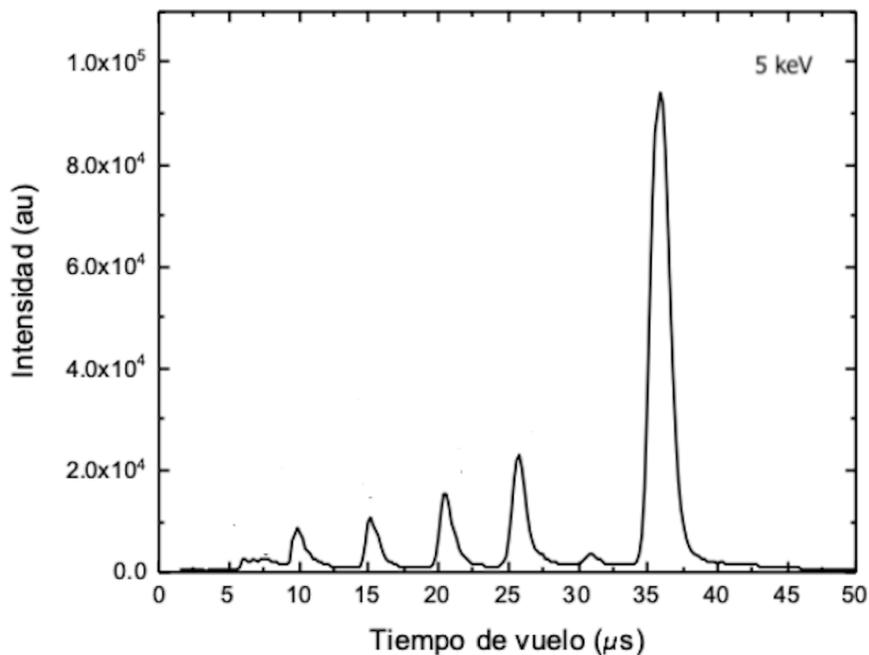


Figura 6.1: Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de  $5\text{ keV}$  sin la identificación de iones.

Cabe decir que al ser un espectro **característico** de tiempo de vuelo, se obtiene uno distinto para cada valor energético.

Para la identificación de los iones se graficaron las relaciones de  $m/q$  de los iones  $SF_5^+$ ,  $SF_4^+$ ,  $SF_3^+$ ,  $SF_2^+$ ,  $SF^+$ ,  $SF_2^{++}$ ,  $SF^{++}$ ,  $S^+$  y  $F^+$  contra su valor esperado de tiempo de vuelo correspondiente. La gráfica obtenida fue la siguiente:

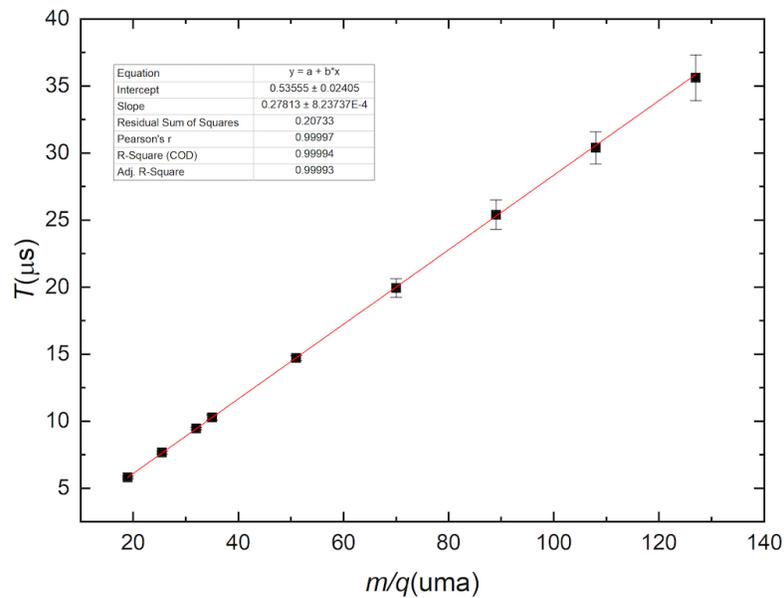


Figura 6.2: Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de  $5 \text{ keV}$  con la identificación de iones.

La relación obtenida estuvo dentro del régimen lineal  $T = a(m/q) + b$ , por lo cual la relación corresponde a la mostrada en la ecuación (5.5). Sabiendo esto, se verificó que efectivamente los iones correspondían a cada uno de los picos del espectro de tiempo de vuelo. Los valores obtenidos de la ecuación de la recta del ajuste lineal en  $a$  fue de 0.2781 y de  $b$  de 0.5355, con un coeficiente de ajuste de prácticamente 1. Estos mismos iones se produjeron para todas las energías de interacción aplicadas mostrando el mismo comportamiento en todas.

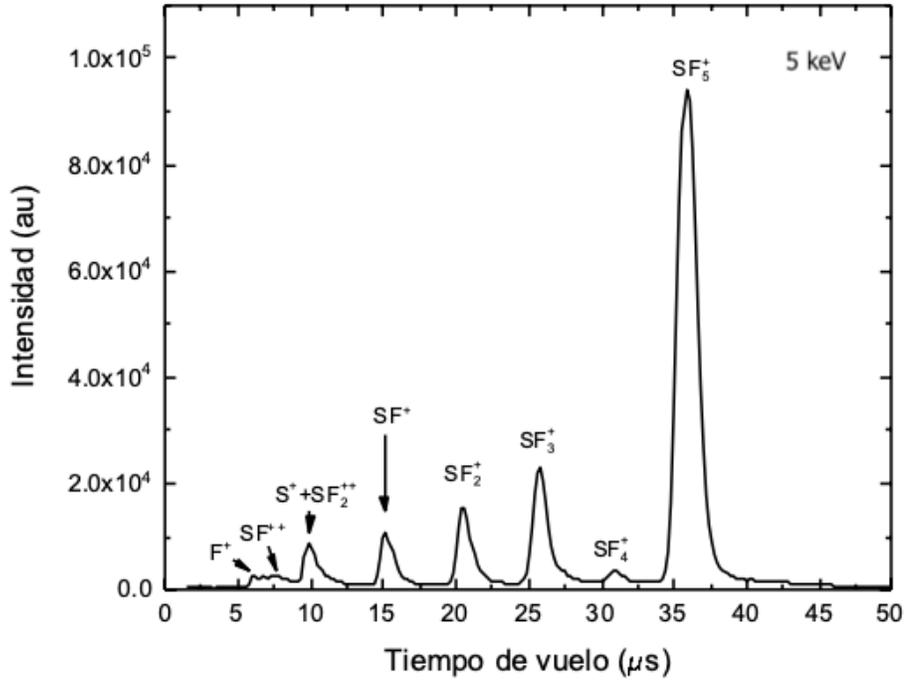
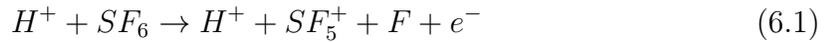


Figura 6.3: Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 5 *keV*

Teniendo conocimiento de los fragmentos producidos, se les pueden asociar distintos *procesos* individuales debido a la interacción entre  $H^+$  con  $SF_6$ . Es importante mencionar que debido a la técnica aplicada no se pudo diferenciar los procesos que dan la formación de cada fragmento, ya que se le pueden asociar a éste procesos distintos. Por ejemplo, para la producción de  $SF_5^+$  pudo deberse a productos de la ionización o captura electrónica simple (en ambos casos disociativa):



Como ya se mencionó anteriormente, no se puede distinguir de qué proceso individual deriva cada fragmento, ya que éste puede ser producto de más de un proceso o hasta combinaciones de varios, por lo que en el presente trabajo solo se obtuvieron

las secciones transversales asociadas a la *formacin* de los diferentes iones positivos. Las moléculas neutras simplemente permanecieron inmóviles en la cámara de reacción, ya que solo se aceleran los iones positivos para ser detectados. Otra cosa que podemos observar en el espectro de tiempo de vuelo es que el ion que más se produce al colisionar  $H^+$  con  $SF_6$  es el  $SF_5^+$ , mientras que el de menos abundancia es el  $F^+$ .

Algo que también es importante mencionar es que los fragmentos detectados son derivados de procesos *disociativos*, es decir, no se detectó la presencia del ion  $SF_6^+$  el cual derivaría de un proceso no disociativo.

## II. LA NULA ABUNDANCIA DEL ION $SF_6^+$

Si se ioniza la molécula de  $SF_6$  provocará que se rompa un enlace con un átomo de flúor, y dado que el flúor es un elemento con una alta electronegatividad, éste buscará rápidamente la manera de enlazarse con algún otro átomo que éste a su alrededor para alcanzar estabilidad.

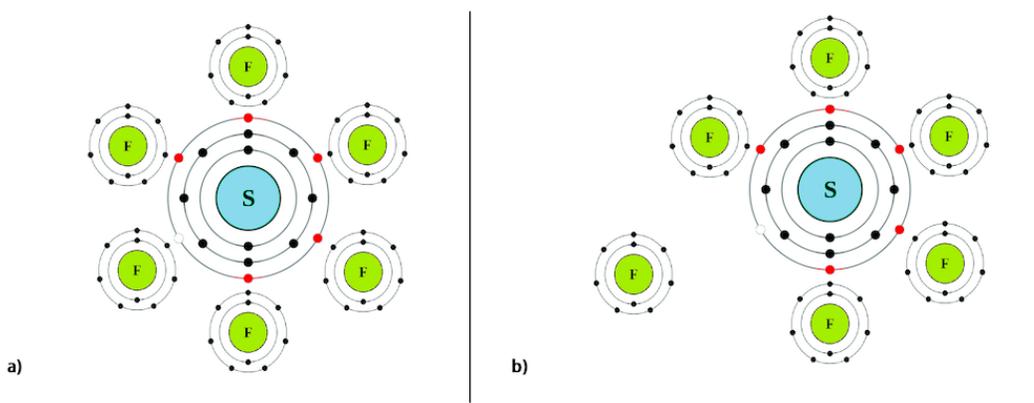


Figura 6.4: a)  $SF_6$  ionizado. b) El azufre al ya no tener un electrón para crear un enlace con el flúor, éste se termina desprendiendo, ocasionando así la producción de una molécula de  $SF_5^+$  y un átomo de  $F$  suelto.

Con estos hechos se pueden explicar varias cosas. La primera podría ser el por qué no se logra formar el ion  $SF_6^+$  o bien, que su tiempo de vida es tan corto que no se puede detectar en el laboratorio. La segunda, es la razón por la cual el ion

$SF_5^+$  es el más abundante según nuestras detecciones; el  $SF_6^+$  se desintegra liberando un átomo de  $F$ ; también, la alta electronegatividad del  $F$  puede explicar por qué es el ion de menor abundancia en los espectros de tiempo de vuelo, ya que es muy fácil que este ion forme algún enlace con alguna molécula u otro ion. Por último, también se puede explicar por qué el ion  $SF_3^+$  es el segundo ion más abundante, ya que su configuración hace que tanto el azufre como el flúor cumplan con la regla del octeto.

En algunos trabajos encontrados en la literatura en donde se hicieron reaccionar algunos iones con  $SF_6$ , también registraron la ausencia del ion  $SF_6^+$ , haciendo mención que una de las posibles causas es debido a que esta molécula es inestable ya que la transferencia de carga directa puede estar acompañada con una excitación de la molécula provocando una descomposición. También se menciona que estos iones solo pueden ser observados experimentalmente a bajas energías<sup>13,14</sup>.

### III. LAS SECCIONES TRANSVERSALES RELATIVAS

Las secciones transversales se calcularon tomando para cada máximo, el área bajo la curva  $X^+$  y se dividió entre la presión (aprox.  $20 \mu Torr$ ) y la corriente (del orden de  $10 nA$ ) que se registraron en ese momento; a su vez se restaba la señal residual. Esto se hizo para cada energía de interacción. En total se realizaron tres corridas experimentales para después promediar los resultados.

A continuación se muestra la gráfica de las secciones transversales obtenidas para cada energía de todos los iones producidos por la interacción  $H^+$  con  $SF_6$ .

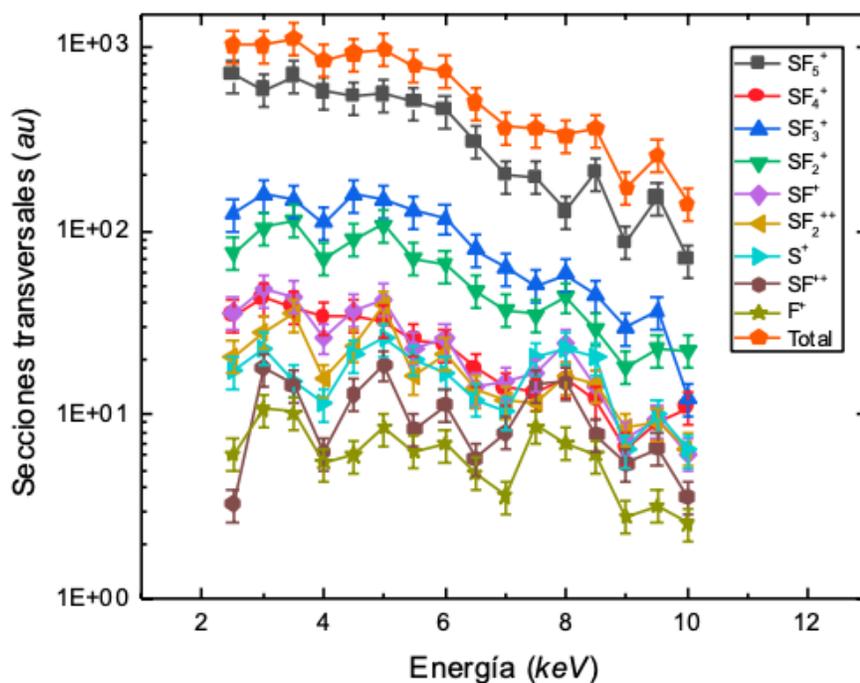


Figura 6.5: Secciones transversales relativas y total de todos los iones producidos por la interacción  $H^+$  con  $SF_6$ .

Vemos que todas las secciones transversales de los iones muestran un comportamiento decreciente oscilante respecto a la energía de interacción sin excepción. De hecho, la sección transversal relativa total (la suma de todas las  $RCS$ ) decae aproximadamente un 80 % de su valor inicial de 2.5 a 10  $keV$ . También se puede observar que la formación de  $SF_5^+$  predomina sobre la formación de todos los demás iones ya que su sección transversal relativa representa aproximadamente un 70 % de la total. Para hacer mejor el análisis se dividiría la gráfica en dos partes, en las  $RCS$  altas y bajas, (*figuras* 6.6 y 6.7) respectivamente.

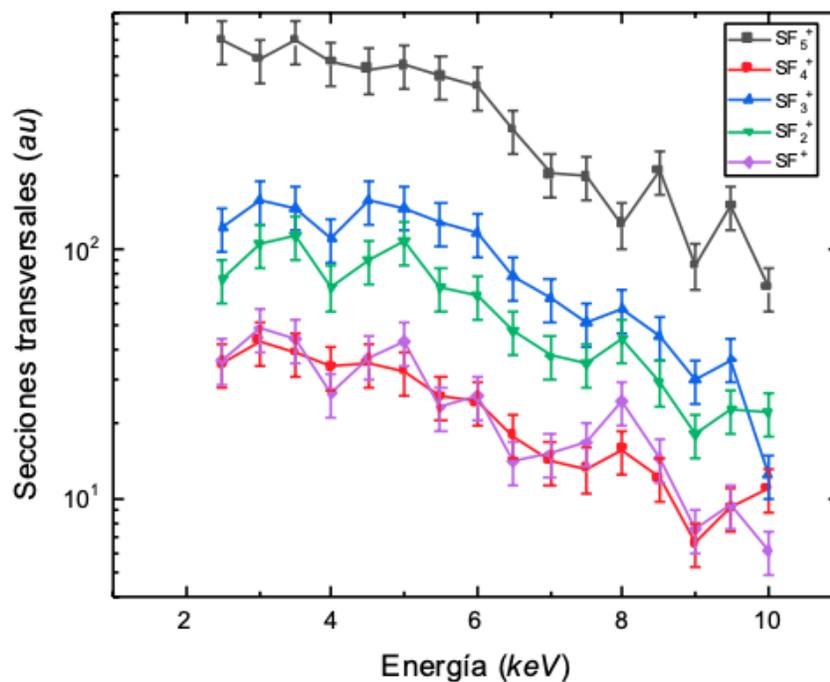


Figura 6.6: *RCS* altas de los iones producidos por la interacción  $H^+$  con  $SF_6$ .

Como ya se mencionó en el párrafo anterior, la formación de  $SF_5^+$  predomina, mientras que la formación de  $SF_4^+$  y  $SF^+$  son semejantes entre sí en casi todo el intervalo de energías, excepto en  $8\text{ keV}$  y  $10\text{ keV}$  donde la diferencia es más notable. En el caso de los iones  $SF_2^+$  y  $SF_3^+$  su similitud no es tan grande como los dos anteriores ya mencionados, también alcanzan un máximo en  $3\text{ keV}$  exceptuando al ion  $SF_5^+$  y  $SF_2^+$  donde sus máximos los alcanzan en  $2.5\text{ keV}$  en  $3.5\text{ keV}$  respectivamente. En cuanto al mínimo, para  $SF_4^+$  y  $SF_2^+$  se alcanza en  $9\text{ keV}$ , para los otros se alcanza en los  $10\text{ keV}$ .

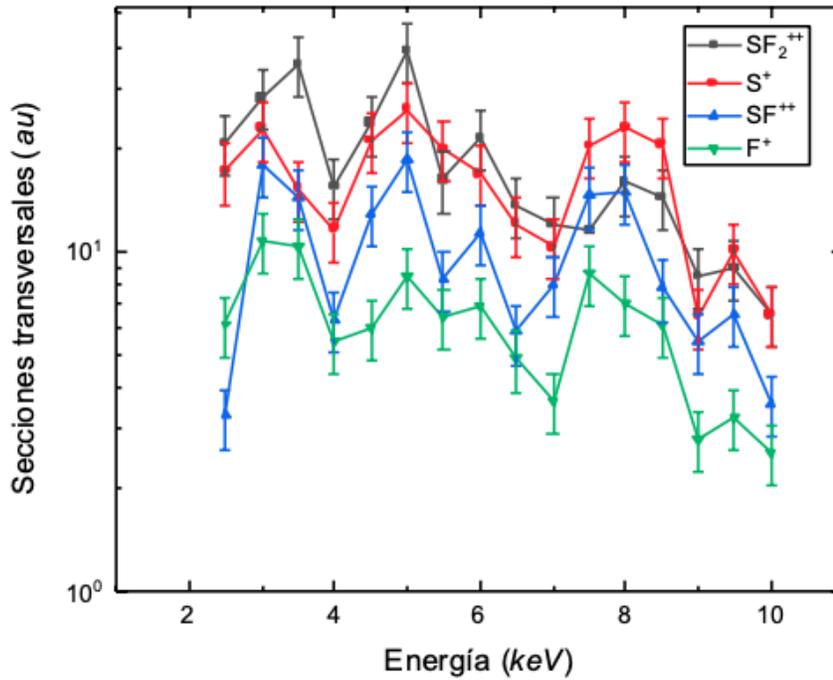
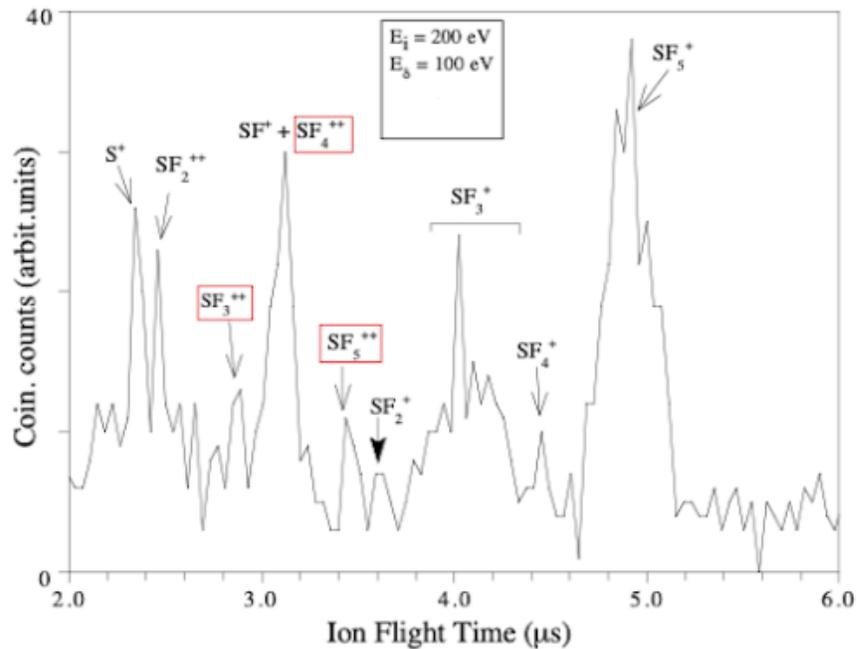


Figura 6.7: Secciones transversales relativas de los fragmentos producidos por la interacción  $H^+$  con  $SF_6$ .

Para los iones de los cuales se obtuvieron secciones transversales más bajas, la producción de  $SF_2^{++}$  predomina sobre los demás solo en el intervalo de 2.5 a 7  $keV$ , después el que predomina es el ion  $S^+$  en el intervalo de 7.3 a 10  $keV$ . Para los máximos,  $S^+$  lo alcanza aproximadamente en 3  $keV$  mientras que los otros en 5  $keV$  aunque se puede observar que para  $SF^{++}$  toma el mismo valor máximo en 3  $keV$ . En cuanto a los mínimos, todos toman su valor en 10  $keV$  excluyendo solamente  $SF^{++}$ , donde su valor mínimo lo alcanza en 2.5  $keV$ .

A pesar de que las secciones transversales relativas de todos los iones producidos tienden a decaer, el comportamiento de los de  $RCS$  más grandes decaen de manera uniforme, caso contrario a los de  $RCS$  más bajas las cuales van oscilando hasta que decaen finalmente.

En la mayoría de los trabajos experimentales, se han hecho con dispersión de electrones en  $SF_6$  para el cálculo de sus secciones transversales totales y parciales, solo en pocos se ha tratado con algunos iones. De la bibliografía revisada solo se encontró un trabajo con  $H_2^+$  donde se obtuvieron secciones totales y diferenciales de captura electrónica simple y doble de la interacción de protones con  $SF_6$  en un intervalo de energía de de 1 a 5  $keV$ . Sin embargo, se encontraron similitudes en los espectros de tiempo de vuelo de algunos trabajos de la interacción de electrones con  $SF_6$ . A continuación se hará una comparación del espectro de  $TOF$  obtenido en el presente trabajo con otro obtenido por la interacción de electrones<sup>14</sup>.



a)

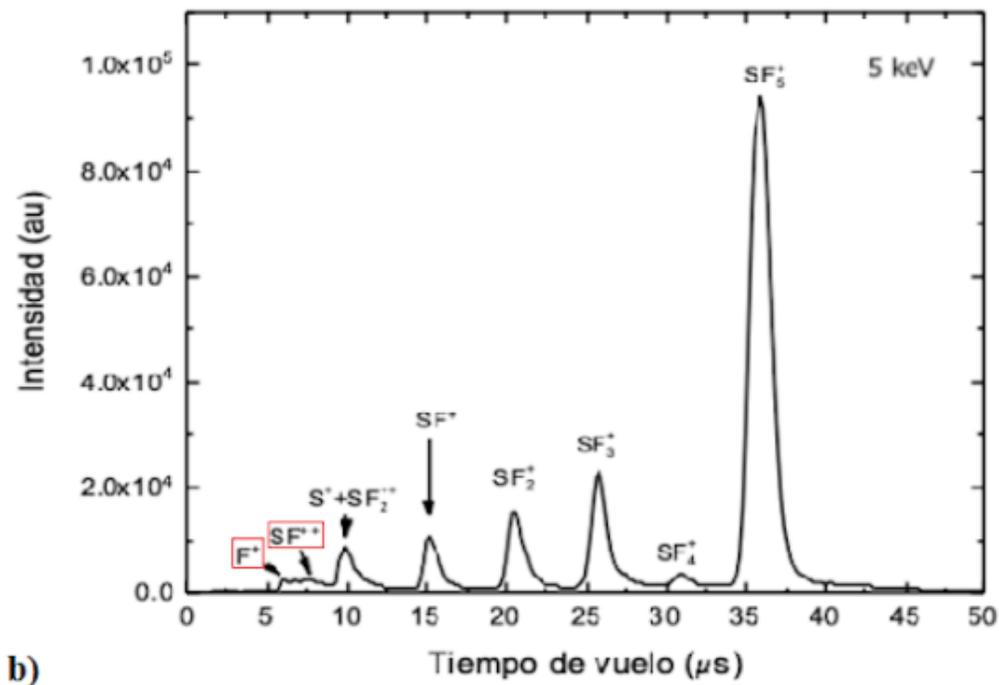


Figura 6.8: a) Espectro de tiempo de vuelo obtenido por la interacción de electrones con energías de 200 eV con  $SF_6$ <sup>14</sup>. b) Espectro de tiempo de vuelo obtenido por la interacción de  $H^+$  con  $SF_6$  a una energía de 5 keV. Los iones encerrados en recuadros rojos en el espectro a) son los que no aparecen en el espectro b) y viceversa.

Se puede observar que en todos los espectros de vuelo obtenidos por la interacción de electrones con  $SF_6$  aparecen casi todos los iones que se forman por la interacción con protones, exceptuando los iones  $SF^{++}$  y  $F^+$ . Sin embargo hay más abundancia de iones positivos doblemente ionizados cuando se interactúa con electrones, tales como  $SF_5^{++}$ ,  $SF_4^{++}$  y  $SF_3^{++}$ . Volviendo a las similitudes, en ambos espectros el ion más abundante sigue siendo el  $SF_5^+$  así como el segundo más abundante de los ionizados es el  $SF_3^+$ ; también sigue siendo evidente la baja abundancia del  $SF_4^+$ . Una clara diferencia entre los espectros es la nula formación del ion  $SF^{++}$  y  $F^+$  cuando se hace interactuar electrones, caso contrario cuando interactúa con  $H^+$ .

La diferencia de formación de iones que hay entre los espectros de vuelo puede ser debido a las partículas con las que se hace colisionar el gas  $SF_6$  (electrones o protones), así como a las energías con las que se hicieron interactuar. Por ejemplo, puede que cuando las partículas interactúan con el gas  $SF_6$  a energías del orden de  $eV$  se forman iones como  $SF_5^{++}$ ,  $SF_4^{++}$  y  $SF_3^{++}$ , pero hay una nula formación de  $SF^{++}$  y  $F^+$ , caso contrario cuando se interactúa con partículas o iones con energías del orden de  $keV$ .

También es curioso observar que en ambos espectros no se observa la formación de  $SF_6^+$ , por lo que se podría descartar la posibilidad de que la formación de este ion dependa del tipo de partículas con las que se hace interaccionar la molécula  $SF_6$ . Para reafirmar esto, se tendrían que hacer varios trabajos con diferentes tipos de partículas dentro un mismo intervalo de valores de energías de interacción.

#### IV. ESPECTROS DE TIEMPO DE VUELO A DIFERENTES ENERGÍAS

A continuación se muestran otros espectros de tiempo de vuelo que se obtuvieron para distintas energías.

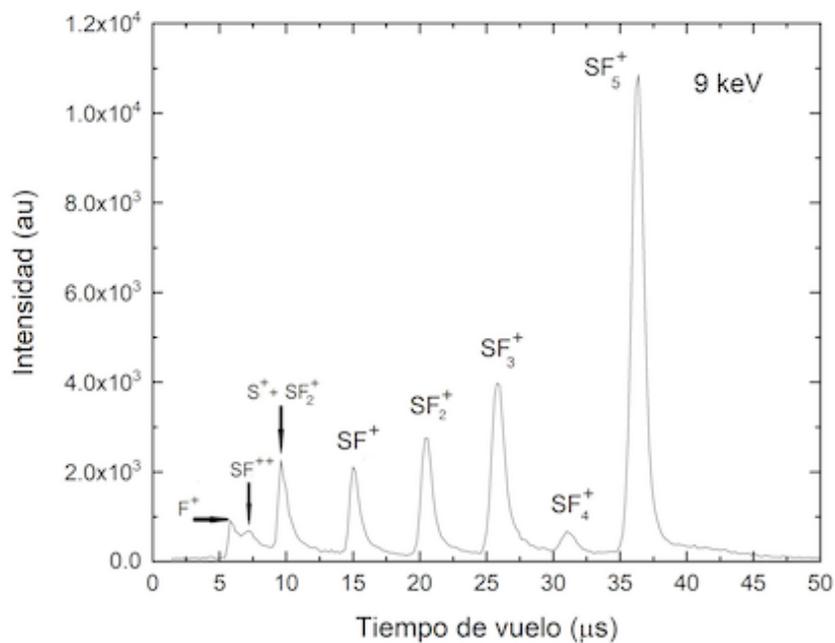


Figura 6.9: Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 9 keV.

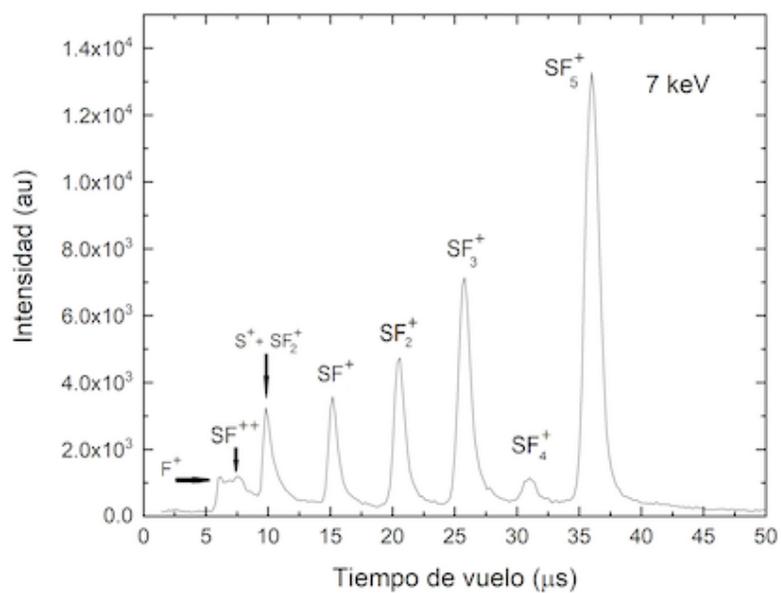


Figura 6.10: Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 7 keV.

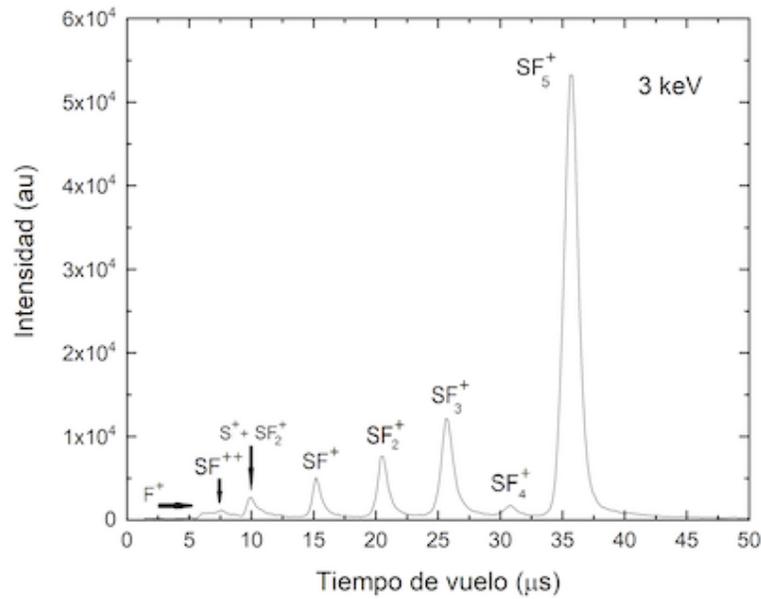


Figura 6.11: Espectro característico de tiempo de vuelo para una energía de 3 keV.

Se puede observar como la producción de iones positivos va decayendo conforme va aumentando la energía, tal y como se muestra en la gráfica de las secciones transversales de la *Figura 6.5*. También hay que destacar que los mismos iones se forman en el mismo tiempo de vuelo y lo único que cambia es la formación relativa de cada uno de ellos.

# Capítulo 7

## Conclusiones

Se obtuvieron las *secciones transversales relativas* asociadas a la formación de iones positivos derivados de la interacción entre protones y el gas  $SF_6$ , con valores de energía de 2.5 a 10  $keV$  en intervalos de 0.5  $keV$ . Se aseguró que las mediciones se mantuvieran dentro del régimen de *colisiones simples*, utilizando la técnica de espectrometría de masas de tiempo de vuelo.

A partir de los espectros de tiempo de vuelo se encontró que los iones positivos generados a partir de la interacción  $H^+$  con  $SF_6$  fueron:  $SF_5^+$ ,  $SF_4^+$ ,  $SF_3^+$ ,  $SF_2^+$ ,  $SF^+$ ,  $SF_2^{++}$ ,  $SF^{++}$ ,  $S^+$  y  $F^+$ . Con estos espectros se pudo observar que el ion generado con mayor abundancia fue el  $SF_5^+$  y el de menor abundancia el  $F^+$ .

Se pudo observar en los resultados que todos los fragmentos detectados derivan de procesos *disociativos* y no se detectó la presencia del ion  $SF_6^+$ . Esto se le puede atribuir a su configuración electrónica, lo cual ocasiona que sea inestable, por lo que su tiempo de vida es muy corto siendo casi imposible detectarlo en el laboratorio. Se observó que en otros trabajos tampoco fue detectado y también se menciona que estos iones solo podrían ser observados experimentalmente a bajas energías.

La ausencia de  $SF_6^+$  también podrían explicar la gran abundancia del ion  $SF_5^+$  sobre los demás y la baja abundancia de  $F^+$ .

Todas las secciones transversales relativas de los iones mostraron un comportamiento decreciente respecto a la energía de interacción sin excepción, la sección transversal relativa total decae aproximadamente un 80 % de su valor inicial de 2.5 a 10  $keV$ ; también la formación de  $SF_5^+$  predomina sobre la formación de todos los demás iones ya que su sección transversal relativa representa aproximadamente un 70 % de la total.

A pesar de que las secciones transversales relativas de todos los iones producidos tienden a decaer, el comportamiento de los de  $RCS$  más grandes decaen de manera uniforme, caso contrario a los de  $RCS$  más bajas las cuales van oscilando hasta que decaen finalmente.

Las secciones transversales *totales* no se obtuvieron debido a las limitantes experimentales en la cámara de reacción y a la medición de presión con la que ingresa el gas  $SF_6$ , lo cual nos limita calcularlas directamente.

Se observaron algunas similitudes con los espectros de vuelo que se obtuvieron en algunos trabajos de la interacción de electrones con  $SF_6$ . En estos espectros aparecen casi todos los iones que se forman por la interacción con protones exceptuando los iones  $SF^{++}$  y  $F^+$ , sin embargo se observa más abundancia de iones positivos doblemente ionizados cuando se interactúa con electrones, tales como  $SF_5^{++}$ ,  $SF_4^{++}$  y  $SF_3^{++}$ . En ambos espectros el ion más abundante sigue siendo el  $SF_5^+$  así como el segundo más abundante de los ionizados es el  $SF_3^+$ ; también sigue siendo evidente la baja abundancia del  $SF_4^+$ . Otra clara diferencia entre los espectros es la nula formación del ion  $SF^{++}$  y  $F^+$  cuando se hace interactuar electrones con  $SF_6$ , caso contrario cuando interactúa con protones. También es interesante mencionar que en ambos espectros tampoco se detectó el ion  $SF_6^+$ .

Las diferencias de formación de iones que hay entre los espectros de vuelo pueden asociarse a las partículas con las que se hace colisionar el gas  $SF_6$  (electrones o pro-

tones), sin embargo, también se le puede atribuir a las energías con las que se hacen interactuar. Se tendría que experimentar variando dichos parámetros para comprobar lo ya mencionado.

# Bibliografía

- [1] De la Peña L. **Introducción a la Mecánica Cuántica, Vol II.** Facultad de Ciencias U.N.A.M., México, 1977.
- [2] Fernando Alba Andrade. **Aceleradores de partículas.** Instituto de Física U.N.A.M., México, 1970.
- [3] Cong-Zhang Gao, Jing Wang, Feng-Shou Zhang. **Dynamics of protons collisions with acetylene, ethylene and ethane at 30 eV.** Chemical Physics 410 (2013), pp. 9-18.
- [4] Q.Q. Lei, A. Aierken, M. Heini, X.B. Shen, X.F. Zhao, R.T. Hao, J.H. Mo, Y. Zhuang, Q. Guo. **150 KeV proton irradiation effects on photoluminescence of GaInAsN bulk and quantum well structures.** Optical Materials 97 (2019) 109375.
- [5] L.S. Novikov, E.N. Voronina, V.N Chernik, L.A. Zhiyakov, N.P. Chirskaya. **Combined impact of 500 keV protons and oxygen plasma on polyimide.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 410 (2017), pp. 60-67.
- [6] D. Bulgadaryan, D. Sinelnikov, V. Kurnaev, N. Efimov, P. Borisjuk, Y. Lebedinskii. **Application of keV-energy proton scattering for thin film analysis.** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B 438 (2019), pp. 54-57.
- [7] M. Ćosić, S. Petrović, N. Nešković. **The forward rainbow scattering of low energy protons by a graphene sheet.** Nuclear Inst, and Methods in Physics Research B 422 (2018), pp. 54-62.

- [8] Xiaonan Zhang, Xianxiu Mei, Yingmin Wang, Younian Wang, Jianrong Sun. **The study of irradiation damage induced by proton in metallic glass  $Ni_{62}Ta_{38}$  and metal  $W$ .** Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B 436 (2018), pp.1-8.
- [9] A.J. Privett, J.A. Morales. **Electron nuclear dynamics of proton collisions with DNA/RNA bases at  $E_{Lab} = 80$  keV: A contribution to proton cancer therapy research.** Chemical Physics Letters 603 (2014), pp. 82-88.
- [10] Pablo Daniel Pérez, Tabatha Pamela Rodríguez Cabello, Jorge Carlos Trincavelli, Sergio Suárez. **L Shell X-ray production cross sections for  $Sr$  and  $Mo$  by proton impact.** Radiation Physics and Chemistry. Radiation Physics and Chemistry 154 (2019), pp. 21-25.
- [11] Hicham Agueny, Jan Petter Hansen, Alain Dubois, Abdelkader Makhoute, Abdelmalek Taoutioui, Nicolas Sisourat. **Electron capture, ionization and excitation cross sections for keV collisions between fully stripped ions and atomic hydrogen in ground and excited states.** Atomic Data and Nuclear Data Tables 129-130 (2019) 101281.
- [12] J.Y. Chesnel, Z. Juhász, E. Lattouf, J.A. Tanis, B.A. Huber, E. Bene, S.T.S. Kovács, P.Herczku, A. Méry, J.C. Pouilly, J. Rangama, B. Sulik. **Anion emission from water molecules colliding with positive ions: Identification of binary and many-body processes.** Physical Review A 91 (2015). Doi:10.1103.
- [13] Ted L. Williams, Lucia M. Babcock, Nigel G. Adams. **Dissociative charge transfer in reactions of  $CCL_4$  and  $SF_6$  with ions having recombination energies between 6.4 eV and 24.5 eV.** International Journal of Mass Spectrometry 185/186/187 (1999), pp. 759-772.
- [14] A. H. Al-Nasir, M. A. Chaudhry, A. J. Duncan, R. Hippler, D. M. Campbell, H. Kleinpoppen. **Doubly differential cross sections for the ionization of the  $SF_6$  molecule by electron impact.** J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 29 (1996), pp. 1849–1859.

- [15] A. Zecca, G. Karwasz, R.S. Brusa. ***SF<sub>6</sub> absolute total electron scattering cross section in the 75-4000 eV energy range***. Chemical Physics Letters 199 (1992).
- [16] Zandee, J. Verberne, J. Reuss. **The total collision cross section of oriented *H<sub>2</sub>* cattered by *N<sub>2</sub>*, *CO<sub>2</sub>*, *CH<sub>4</sub>*, *SF<sub>6</sub>*, *C(CH<sub>3</sub>)<sub>4</sub>*, *CF<sub>4</sub>*, *N<sub>2</sub>O* and *CO<sub>2</sub>* derivation of anisotropic potential parameters**. Chemical Physics 26 (1977), pp. 1-8.
- [17] H. Martínez, J. de Urquijo, C. Cisneros, I. Alvarez. **Single and double electron capture of *H<sup>+</sup>* in *SF<sub>6</sub>* in the energy range 1 to 5 keV**. Physics Letters A 146 (1990).
- [18] B.E. Fuentes, A. Tejada, H. Martínez. **Dissociative capture and collision-induced dissociation of *H<sub>2</sub><sup>+</sup>* in *SF<sub>6</sub>***. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007), pp. 197–199.
- [19] D. Koch. ***SF<sub>6</sub> properties, and use in MV and HV switchgear, no. 188***. Schneider Electric, Francia, 2003.
- [20] Flores R., Delgado F., Romero V. **Aplicaciones del *SF<sub>6</sub>* en la Industria Eléctrica y su Impacto en el Medio Ambiente**. Ingeniería, Revista Académica de la FI-UADY, 16-3, 2012, pp. 229-241.
- [21] Tamás Kovács, Wuhu Feng, Anna Totterdill, John M. C. Plane, Sandip Dhomse, Juan Carlos Gómez-Martín<sup>1</sup>, Gabriele P. Stiller, Florian J. Haenel, Christopher Smith, Piers M. Forster, Rolando R. García, Daniel R. Marsh, and Martyn P. Chipperfield. **Determination of the atmospheric lifetime and global warming potential of sulfur hexafluoride using a three-dimensional model**. Atmos. Chem. Phys. 17 (2017), pp. 883–898.
- [22] Core Writing Team, Pachauri, R.K and Reisinger, A. **Climate Change 2007: Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change**. IPCC, Geneva, Switzerland, 2007, p. 104.

- [23] Deepak M. **Physics of Ion Impact Phenomena**. Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [24] Massey H. S. **Collisions Between Atoms and Molecules at Ordinary Temperatures**. University College, London, 1949.
- [25] Ayala Bretón Camilo, Regil Hernández Rubén. **Secuenciación de proteínas por espectrometría de masas**. Instituto de Biotecnología U.N.A.M., Morelos, 2004.
- [26] Q. Georgina Duarte Lisci. **Espectrometría de Masas**. Facultad de Química U.N.A.M., México, 2015.
- [27] Elena Fernandez Lopez, Luis Manuel Cuadra Rodríguez. **Espectrometría de Masas**. Museo Natural de Ciencias Naturales, España, 2018.
- [28] A. Requena, R. Quintanilla, J.M. Bolarín, A. Vázquez, A. Bastida, J. Zúñiga, L.M. Tomás. **Nuevas Tecnologías y Contaminación de Atmósferas, para PYMEs. Vol 1-6**. Universidad de Murcia, España, 2008.
- [29] Juan López Patiño. **Procesos disociativos en colisiones de protones a bajas energías en gases atmosféricos**. Tesis Facultad de Ciencias U.N.A.M., México, 2016.