



# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS  
FACULTAD DE CIENCIAS

*“DETECCIÓN DE LOS FRAGMENTOS DEL  
BLANCO EN LA COLISIÓN DE PROTONES  
A BAJAS ENERGÍAS EN AIRE”*

## T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE  
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

P R E S E N T A :

**Juan López Patiño**

*Director de tesis:*

Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga

*Comité tutorial:*

Dr. Farook Bashir Yousif

Dr. Ramiro García García

**pcf**

posgrado en ciencias físicas  
u n a m

MÉXICO, D. F.

2011



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.

# ÍNDICE

<b>RESUMEN.....</b>	<b>1</b>
<b>INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>3</b>
<b>CAPÍTULO 1. ASPECTOS BÁSICOS SOBRE COLISIONES Y TIEMPO DE VUELO.....</b>	<b>5</b>
1.1 Colisiones.....	5
1.2 Reacciones.....	5
1.2.1 Reacciones que producen Ionización.....	5
1.2.2 Transferencia de carga.....	6
1.2.2.1 La teoría adiabática.....	8
1.3 El tiempo de vuelo.....	8
1.4 Colisión de protones en aire.....	9
<b>CAPÍTULO 2. DESCRIPCIÓN EXPERIMENTAL.....</b>	<b>10</b>
2.1 Consideraciones generales.....	10
2.2 El cañón.....	10
2.2.1 La fuente de iones.....	11
2.2.2 Sistema de aceleración.....	12
2.2.3 Filtro de velocidades.....	12
2.3 Cámara de reacción.....	14
2.3.1 Sistema de interacción.....	14
2.4 Línea del acelerador.....	16
2.5. Sistemas auxiliares.....	17
2.5.1 Fuentes de voltaje.....	17
2.5.2 Sistema de vacío.....	18
2.5.3 Sistema de enfriamiento.....	19
2.5.4 Sistema de inyección de gas.....	20
2.5.5 Detección y adquisición de datos.....	21
2.6 Esquema del acelerador.....	22
<b>CAPÍTULO 3. CARCTERIZACIÓN DEL ACELERADOR Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE TIEMPO DE VUELO.....</b>	<b>23</b>
3.1 Procedimiento experimental.....	23
3.2 La caracterización del acelerador.....	24
3.2.1 El haz de protones.....	24
3.2.1.1 Caracterización de $i_m$ , la obtención de protones.....	24
3.2.1.2 Voltaje de enfoque.....	27
3.2.1.3 Voltaje de las placas deflectoras de diez grados.....	30
3.2.2 Generación del haz.....	33
3.3 Construcción del sistema de interacción y adquisición de señal.....	34
3.3.1 Creación del sistema de interacción.....	34
3.3.1.1 Simulación con dos discos.....	35
3.3.1.2 Simulación con tres discos.....	35
3.3.1.3 Simulación con seis discos.....	38

<b>CAPÍTULO 4. SEÑALES DEBIDO A LOS FRAGMENTOS DEL AIRE.....</b>	<b>42</b>
4.2 La detección.....	42
4.1.1 La detección: 3 keV.....	42
4.1.2 La detección: 4 keV.....	44
4.1.3 La detección: 5 keV.....	46
4.1.4 La detección: 6 keV.....	47
4.1.5 La detección: 7 keV.....	48
<b>CAPÍTULO 5. ANÁLISIS Y CONCLUSIONES.....</b>	<b>51</b>
5.1 Los fragmentos.....	51
5.2 Detección de los fragmentos.....	52
5.3 Conclusiones generales y perspectivas.....	57
<b>APÉNDICES.....</b>	<b>59</b>
A. Apéndice A, La obtención de protones.....	59
A.1 Cálculo de $k$ .....	59
A.2 El haz de protones.....	61
B. Apéndice B, Voltaje de enfoque.....	63
B.1 Caracterización del voltaje de enfoque.....	63
C. Apéndice C, Voltaje de las placas deflectoras de diez grados.....	65
C.1 Caracterización del voltaje de diez grados.....	65
D. Apéndice D, mezcla óptima del gas.....	67
D.1 Mezcla optima de Ar + H <sub>2</sub> .....	67
E. Apéndice E, Creación del sistema de Tiempo de Vuelo.....	68
E.1 La simulación computacional con dos discos.....	68
E.2 La simulación computacional con tres discos.....	68
E.3 La simulación computacional con seis discos.....	69
F. Apéndice F, Equipo experimental.....	70
F.1 Equipo experimental.....	70
<b>REFERENCIAS.....</b>	<b>71</b>

## **RESUMEN**

Se presentan los resultados de la caracterización de varios parámetros relacionados con el cañón de iones del acelerador lineal de bajas energías de la Facultad de Ciencias de la UNAM. En particular, se encontraron los valores óptimos de los parámetros que afectan tanto a la generación del haz, como su intensidad. Así mismo se muestran las primeras señales de los fragmentos producidos en las colisiones de protones, a energías entre 3 y 7 keV, en aire. Las señales fueron registradas en un osciloscopio y se compararon con los datos obtenidos con una simulación computacional.

## **ABSTRACT**

The results of the characterization of several parameters related with the ion gun of the low energy linear accelerator of the faculty of science, UNAM are presented. In particular, the optimum values of the parameters that affect the generation of the beam, as well as its intensity were found. Also, the first signals between 3 and 7 keV, with air are shown. The signals were registered in a scope and were compared with the data obtained with a computational simulation.

# INTRODUCCIÓN

La mecánica cuántica y la electrodinámica cuántica se han erigido como las teorías que tratan de entender el mundo atómico y molecular, pero la complejidad matemática intrínseca a ellas, ha hecho que en la mayoría de los casos no se pueda llegar a algún nuevo resultado de manera exacta. En este contexto, la teoría de la dispersión se convierte en un método relevante en el estudio de un gran número de sistemas físicos, ya que va de la mano con toda la vastedad de experimentos en colisiones que se realizan actualmente, haciendo que los aceleradores de partículas sean una de las herramientas experimentales más utilizadas.

De esta manera, el proyecto de la construcción del acelerador que se encuentra en el Taller de Colisiones de la Facultad de Ciencias de la UNAM adquiere una gran relevancia, ya que en él se realizarán investigaciones en el campo de la Física Atómica y Molecular. Este proyecto se lleva a cabo desde hace cinco años, a partir de entonces se comenzó con el armado de las partes principales del acelerador (el cañón y la cámara de reacción), así como de la instalación de cada uno de los componentes necesarios para su operación.

Las primeras investigaciones dentro del acelerador estarán dirigidas a la realización de colisiones de haces de iones positivos ( $H^+$ ,  $H_2^+$ , etc.), incidiendo en un blanco gaseoso de estudio, con energías de aceleración de entre 1 y 10 keV, todo esto utilizando como método de detección y análisis la técnica de Tiempo de Vuelo (TOF por sus siglas en inglés). Mediante esta técnica se pretende hacer la identificación y el conteo relativo de los fragmentos formados durante la colisión del blanco en consideración, es decir, se busca realizar la espectrometría de masas del blanco y, a su vez, encontrar las reacciones más favorecidas (disociación, transferencia de carga, ionización, etc.) en la colisión particular que se esté realizando.

En particular, se plantean dos objetivos en el presente trabajo. El primero de ellos se refiere a la búsqueda de los valores óptimos, de los parámetros que intervienen en la generación de un haz lo más intenso posible, compuesto únicamente por protones. Para ello, se analiza la variación en la intensidad de la corriente del haz de iones, en función de tres parámetros distintos: uno de ellos garantiza la composición del haz, mientras que los otros dos, intervienen directamente en la intensidad del mismo. El segundo, es presentar las primeras señales, obtenidas en la colisión particular de protones contra moléculas de aire. Las señales, corresponden a las generadas por los fragmentos incidentes dentro de un detector multiplicador de electrones (CEM). Para esto, se hicieron varios conteos del número de pulsos detectados en un osciloscopio, durante un intervalo temporal determinado, en función de otro de los parámetros del sistema, que se relaciona con la dirección y el enfoque que siguen los fragmentos en su trayectoria rumbo al detector; y a partir de estos resultados, se hizo una comparación con un simulador computacional, el cual genera campos electrostáticos y reproduce trayectorias de partículas cargadas.

Es esa la dirección que se sigue en el presente trabajo. En el primer capítulo se discuten algunos aspectos teóricos necesarios para el entendimiento del experimento; entre otros conceptos, se da una introducción a la teoría de las colisiones y se explica en qué consiste la técnica de Tiempo de Vuelo. Después, en el capítulo dos, se hace una descripción general del acelerador y de todas las partes que lo conforman y contribuyen en su funcionamiento. Ya dentro del capítulo tres, se discute la construcción y optimización del sistema de interacción, así como también la caracterización de diversos parámetros que afectan directamente la generación y la intensidad de corriente del haz de protones. En el capítulo cuatro, se presentan las primeras señales detectadas de los

fragmentos del blanco de la colisión entre protones y aire, para energías de entre 3 y 7 keV. Por último, en el capítulo cinco se discuten en detalle los resultados obtenidos en la detección de los fragmentos y se dan algunas conclusiones.

# CAPÍTULO 1

## ASPECTOS BÁSICOS SOBRE COLISIONES Y TIEMPO DE VUELO

### 1.1 Colisiones

Para realizar un estudio de colisiones atómicas y moleculares, se puede estructurar la situación general como la siguiente. Utilizando una técnica adecuada se produce un haz de partículas, en el cual es posible controlar su energía, y se acelera contra un blanco (otro conjunto de partículas, o bien algún cuerpo con un tipo de estructura bien definida) que en la mayoría de las ocasiones se encuentra en reposo dentro del laboratorio. Como consecuencia, se producen varios tipos de interacciones que se llevan a cabo en la región donde se encuentra el blanco, la cual se conoce como la región de interacción. Así, los proyectiles entrantes interactúan de diferentes maneras al llegar al objetivo y algunos de ellos son modificados y dispersados, en principio, en todas las direcciones permitidas por la colisión [1]. Es posible clasificar a grandes rasgos, en tres, los diferentes tipos de procesos que pueden ocurrir desde un punto de vista fenomenológico. En los primeros procesos, la energía interna de las partículas no cambia (colisiones elásticas); en los segundos, tienen lugar procesos inelásticos en los que interviene un cambio en la energía interna de las partículas (excitación electrónica, excitación vibracional y excitación rotacional), y por último se encuentran aquellas interacciones en las que hay un cambio estructural en una o en ambas partículas participantes en la colisión, también conocidas como reacciones: ionización, recombinación, transferencia de carga, captura electrónica, etc.[2]

Independientemente de cuál sea el proceso, los productos que resultan de las interacciones son monitoreados por detectores, que se eligen dependiendo de las partículas esperadas y de la propiedad particular que se quiera estudiar, colocados lejos de la región de interacción (región asintótica). La idea es que a partir de las mediciones de las cantidades registradas en dichos detectores se puedan inferir características, tanto extrínsecas como intrínsecas de las partículas involucradas. [2]

### 1.2 Reacciones

Los procesos de estudio más importantes dentro del presente trabajo son precisamente las reacciones. En las reacciones, al menos alguna de las partículas que intervienen en la colisión cambia su estructura atómica o molecular. En una reacción siempre se tienen inicialmente uno o varios reactantes y se obtienen después de que se efectúe la interacción uno o varios productos. En particular, para procesos en los que el haz está conformado por iones y el blanco por un gas compuesto por moléculas neutras se pueden encontrar fenómenos como: ionización, autoionización, ionización múltiple, transferencia de carga captura electrónica, captura electrónica múltiple, disociación, etc. [3], [4]

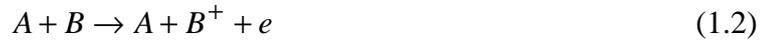
#### 1.2.1 Reacciones que producen ionización

Uno de los procesos más frecuentes dentro del conjunto de las reacciones es el de ionización. En estos procesos el blanco pierde uno o más electrones debido a la interacción, dentro de las colisiones existen dos posibles caminos distintos que llevan a la ionización.

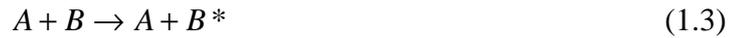
El primero consiste en una ionización múltiple; el blanco pierde varios electrones sin que ocurra ningún otro evento, una esquematización de la situación general en la cual A es el proyectil y B el blanco es:



Evidentemente el blanco queda de esta manera cargado positivamente mientras que  $q$  electrones se desprenden de él. El proceso puede ocurrir tanto de manera directa, sin que haya pasos intermedios para llegar al resultado final, como de forma indirecta, donde ocurren varios procesos previos. En el caso particular donde solamente se desprende un electrón, sin que ocurra algún evento intermedio se conoce como ionización simple directa, el cual se esquematiza a continuación:

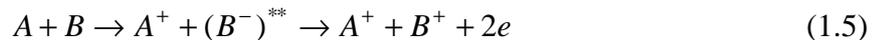


Cuando se desprende de igual manera un solo electrón pero ahora ocurre un proceso intermedio se dice que existe ionización simple indirecta. En este proceso el proyectil golpea al blanco dejándolo en un estado excitado que no será estable, por lo cual éste a su vez, regresará a su estado base, y en ese punto se puede generar la pérdida de un electrón:



de donde al considerar en conjunto estos dos procesos se obtiene la ionización.

El segundo proceso ocurre en conjunto con un fenómeno conocido como captura electrónica o recombinación resonante, en el cual primero un electrón de un átomo es capturado por un átomo del blanco, dejando a éste último en un nivel de energía doblemente excitado e inestable, que puede llegar a permitir la emisión de dos electrones.



Es interesante hacer notar que si inicialmente el blanco estaba en el estado electrónico  $i$  y pasa al estado  $j$  entonces la condición para que ocurra la captura (conocida como condición de resonancia) es que la energía de colisión coincida con la energía de resonancia, la cual está definida como:

$$E_{res} = E(j) - E(i) \quad (1.6)$$

Expresión a partir de la cual se puede calcular la sección eficaz asociada, en términos de la probabilidad de transición electrónica del estado inicial al final. [5]

### 1.2.2 Transferencia de carga

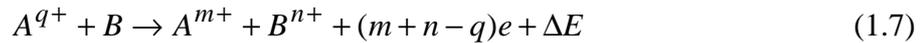
Otro posible y muy frecuente proceso que puede ocurrir en una colisión es el de transferencia de carga. En este fenómeno un electrón pasa de una de las partículas interactuantes a la otra. Desde hace ya casi medio siglo el interés por esta forma particular de interacción ha ido aumentando debido a su aplicabilidad en situaciones

muy variadas: desarrollo de detectores de partículas, trabajos en donde se involucran sistemas de láseres de longitud de onda corta, física atmosférica, así como a plasmas de alta temperatura. [5]

Una de las condiciones para que ocurra la transferencia de carga es que el proyectil sea “lento”, lo cual quiere decir que su velocidad relativa sea del orden de la velocidad orbital de los electrones externos del blanco. Para hacer un estudio mas detallado es conveniente suponer que en el transcurso de tiempo en el que se lleva a cabo la colisión, se crea una molécula transitoria conformada de las partículas involucradas; de esta manera la captura electrónica se puede interpretar como una transición electrónica dentro de esa supuesta molécula. De esa forma, los mecanismos dominantes en la transferencia de carga recaerán en el conjunto de las llamadas transiciones adiabáticas.

De todos los parámetros que participan en este proceso, se puede resaltar la importancia de algunos en específico: por un lado como ya se mencionó está la velocidad relativa de colisión, y por el otro la energía con la que incide el proyectil, a los cuales se suman la carga del proyectil y el número de electrones disponibles en ambas partículas.

La representación de la situación general se da en términos de la siguiente reacción (se incluye además la transferencia múltiple):



Donde  $\Delta E$  representa el defecto de energía asociado al canal de reacción involucrado, el cual también es conocido como el cambio total de la energía interna de las partículas y está dado por:

$$\Delta E = I(A^{m+}) - E_i + I(B^{n+}) - E_j \quad (1.8)$$

En la que  $I(A^{m+})$  e  $I(B^{n+})$  representan las energías de ionización de ambas partículas, mientras que  $E_i$  y  $E_j$  corresponden a las energías asociadas a los posibles estados excitados que dichas partículas tengan estas después de la colisión.

Si se define a  $E_{in}$  como la energía inelástica del proceso, a  $E_0$  la energía de incidencia del proyectil y a  $\Delta K$  como el cambio en la energía cinética, entonces por conservación se debe cumplir:

$$E_{in} - E_0 = \Delta E - \Delta K \quad (1.9)$$

o bien, despejando el defecto de energía se llega a:

$$\Delta E = \Delta K + E_{in} - E_0 \quad (1.10)$$

Lo cual es útil ya que a partir de hacer mediciones del cambio en la energía cinética (lo cual se puede lograr experimental y teóricamente), se obtiene información directamente sobre los potenciales de ionización de las moléculas involucradas. [5], [6]

### 1.2.2.1 La teoría adiabática

El planteamiento cuántico correspondiente a la solución del problema de la transferencia de carga entre iones y moléculas es excesivamente complejo y es un tema de actualidad en el ámbito de la investigación. [6]

Sin embargo, Massey propuso un tratamiento válido dentro de la región de bajas energías, en el sentido de que la velocidad relativa de los iones es lenta. Él observó que en esta región se cumplía que la sección diferencial era pequeña y que además exhibía un máximo en función de dicha velocidad y después decaía. [6], [7]

Este método es conocido como criterio adiabático y propone la existencia de una región adiabática en donde no hay energía relativa al movimiento (recuérdese que en este intervalo la velocidad de impacto es mucho menor que la velocidad orbital de los electrones en el blanco), entonces el tiempo de colisión es comparable con el tiempo de transición, el cual aumenta considerablemente con respecto a la velocidad orbital.

En un tratamiento general el tiempo de colisión resulta que es inversamente proporcional a la velocidad  $v$  de impacto el cual se puede escribir como:

$$T_c = \frac{a}{v} \quad (1.11)$$

donde  $a$  es el parámetro de impacto. Por otro lado el tiempo de transición es puesto en términos generales como función de la energía:

$$T_t = \frac{h}{|\Delta E|} \quad (1.12)$$

Por lo que la condición para la región adiabática, es que  $T_c \geq T_t$ , lo que implica:

$$v \leq \frac{a|\Delta E|}{h} \quad (1.13)$$

La expresión anterior caracteriza la región adiabática. Esta región ha sido ampliamente estudiada experimentalmente en colisiones entre iones y distintos átomos como Hidrógeno, Argón y Helio, entre otros, principalmente por Hasted y Stedeford. [6], [7], [8]

### 1.3 El Tiempo de Vuelo

Una de las técnicas experimentales bastante recurrida en el marco de las colisiones, y en específico en la espectrometría de masas, es la del Tiempo de Vuelo. Esta técnica se aplica en la identificación y conteo de los fragmentos resultantes en una colisión determinada.

Se sabe que las partículas cargadas, colocadas en un lugar donde exista una diferencia de potencial, serán aceleradas dependiendo tanto de su masa como de su carga; si la región del espacio donde existe este potencial está confinada, las partículas cargadas ahí inmersas alcanzarán una velocidad máxima, que se mantendrá después de salir de dicha región, ya que estarán libres de fuerzas externas. Esta velocidad máxima  $v$  se relaciona con el voltaje aplicado  $V$  por medio de:

$$\frac{mv^2}{2} = qV \quad (1.14)$$

Donde  $q$  es la carga de la partícula y  $m$  es su masa. De esta relación se obtiene, para cada fragmento, el tiempo de vuelo  $t$  dado por:

$$t = \frac{d}{v} \quad (1.15)$$

Este tiempo corresponde precisamente a lo que tarde dicho fragmento, en llegar al detector a partir del momento de su formación (el tiempo esperado es del orden de varios microsegundos [9]); aquí  $d$  es la distancia total recorrida por el fragmento (en el acelerador en particular  $d = 33.6$  cm). Así las cosas, el tiempo de vuelo se puede reescribir, usando las ecuaciones anteriores, como:

$$t = k \sqrt{\frac{m}{q}} \quad (1.16)$$

donde  $k$  es una constante que depende de  $V$  y  $d$ , que por lo general son parámetros conocidos del sistema experimental.

Esto es, el tiempo de vuelo depende, para una carga determinada, de la raíz del valor de la masa, con lo cual diferentes fragmentos tendrán diferentes tiempos de detección, situación que permite hacer la identificación y el conteo relativo de los distintos fragmentos de dichas colisiones. Es claro que debido a esta estructura entre la relación de la masa y el tiempo de vuelo, las partículas más masivas tardarán un tiempo mayor en llegar al detector comparado con lo que tardarán las más ligeras.

#### 1.4 Colisión de protones en aire

La idea básica del experimento, es generar iones y acelerarlos en un intervalo de energías de entre tres y siete keV, con el objetivo de encontrar el valor de los parámetros que permitan obtener un haz estable, con intensidad máxima, y compuesto únicamente por protones. Después de haber conseguido el haz con las características anteriores, se busca efectuar la colisión en aire y registrar la señal debida a los fragmentos generados.

En este sentido, el presente trabajo será un previo a la futura espectrometría de masas que se realice para esta colisión en particular, ya que en principio, las señales registradas se deberán a las distintas clases de partículas formadas en la colisión:  $N^+$ ,  $N_2^+$ ,  $C^+$ ,  $O^+$ ,  $CO^+$ ,  $O_2^+$ ,  $CO_2^+$ , etc. Mismas que se producen en las reacciones que afectan a los componentes del aire, tales como  $N$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $O_2$ , etc. Esta identificación se hará utilizando precisamente la técnica de Tiempo de Vuelo.

# CAPÍTULO 2

## DESCRIPCIÓN EXPERIMENTAL

### 2.1 Descripción del acelerador

El acelerador está formado por dos componentes principales, a saber: un cañón de iones; donde se crea, acelera y selecciona el haz proyectil y una cámara de reacción: donde se suministra el gas blanco y se llevan a cabo las colisiones. Ambos elementos están interconectados por medio de un tubo circular de acero inoxidable no magnético, conocido como la línea del acelerador, y es precisamente el lugar por donde viaja el haz de protones del cañón hacia la cámara de reacción. Además de estos componentes, en el acelerador se encuentran distintos equipos auxiliares para lograr su buen funcionamiento: un sistema de enfriamiento, un sistema de creación y medición de vacío, un sistema de inyección de gas, un sistema de detección y adquisición de datos así como varias fuentes de poder necesarias para generar los distintos campos que se utilizan en el experimento.

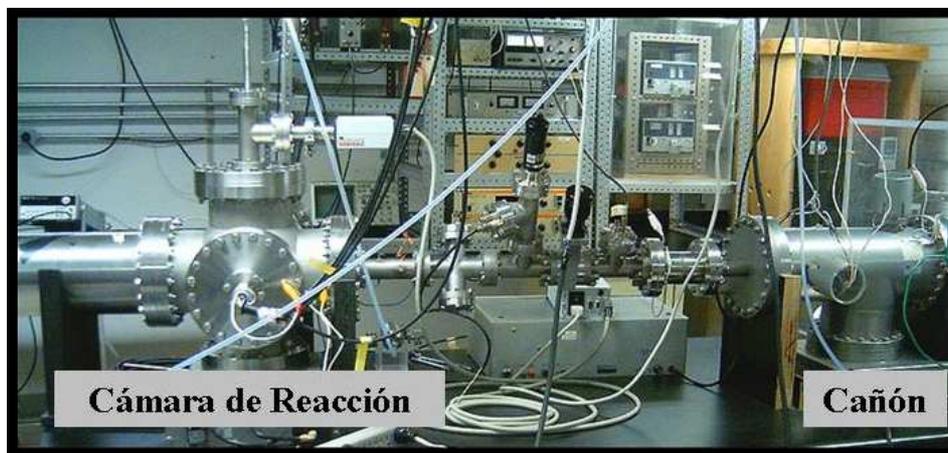


Figura 2.1 El Acelerador.

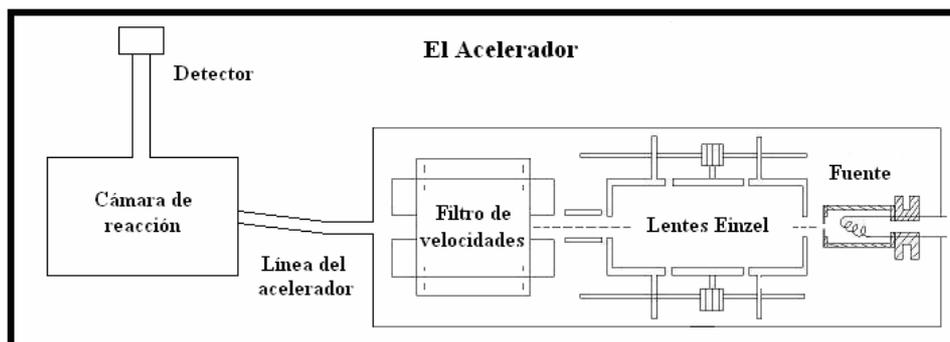


Figura 2.2 Diagrama del Acelerador, vista superior.

### 2.2 El cañón

El lugar en donde se genera el haz es el cañón. Ahí es donde en conjunto los iones son creados y acelerados; y a su vez son seleccionados los protones que se utilizan para las colisiones. Para ello, el cañón cuenta con varios elementos con diferentes funciones cada uno de ellos, y en conjunto, definen totalmente en cuanto a masa, carga y energía cinética se refiere, el haz de partículas a colisionar. Los elementos a los que se hace referencia son: la fuente de iones, el sistema de aceleración y enfoque, y por último el filtro de velocidades.



Figura 2.3 Cañón, Colutron modelo G1.

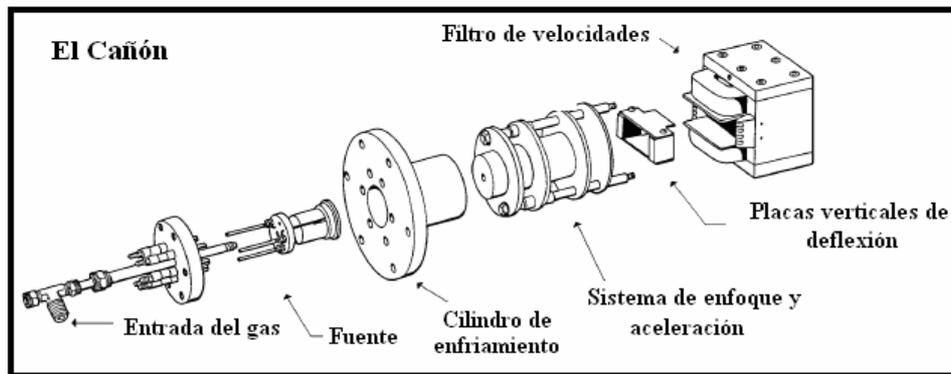


Figura 2.4 Esquema del Cañón.

### 2.2.1 La fuente de iones

En la fuente de iones se crea el haz proyectil. Consiste de un filamento de tungsteno en donde se aplica una diferencia de potencial de alrededor de 20 V, generando una corriente continua de hasta 15 A. Esta corriente interacciona con los átomos del filamento provocando la emisión de fotones y electrones en todas direcciones. Además, la fuente misma forma parte de un arreglo electrostático, en donde el filamento sirve como cátodo y un pequeño disco metálico de 1.7 mm de diámetro juega el papel de ánodo (por este orificio es precisamente por donde pasan los iones producidos en la fuente hacia la parte interna del cañón y posteriormente son acelerados), entre los cuales se aplica un voltaje de hasta 150 V (entre el filamento y el ánodo) con la finalidad de acelerar los electrones emitidos contra los gases que se desean ionizar, Ar y H<sub>2</sub> [10]. Durante el bombardeo se obtienen los protones a partir de la molécula de H<sub>2</sub>, mientras tanto el Ar sirve como apoyo a la descarga eléctrica ya que es un gas noble y ayuda a aumentar de manera considerable la intensidad de la corriente eléctrica generada por los iones [11].

Los gases son introducidos en la fuente por medio del sistema de inyección del cañón, el cual consiste de una cruz canalizadora de acero inoxidable conectada a ambos tanques de almacenamiento. Las conexiones de los gases hacia la cruz de suministro fueron diseñadas en el propio laboratorio y permiten el paso y el control de cada uno de los gases a través de dos válvulas de precisión.

Cabe destacar que el filamento está colocado en un recipiente de nitrato de boro, el cual es un material capaz de soportar altas temperaturas (con valores por arriba de 1000 °C), y vacíos suficientemente grandes (presiones del orden de 10<sup>-8</sup> torr), con lo cual se permite la ionización de diversos gases incluyendo el H<sub>2</sub>. [11]

### 2.2.2 Sistema de aceleración

Una vez que los iones salen de la región de la fuente, son acelerados y enfocados por un arreglo de lentes Einzel (Figura 2.5).

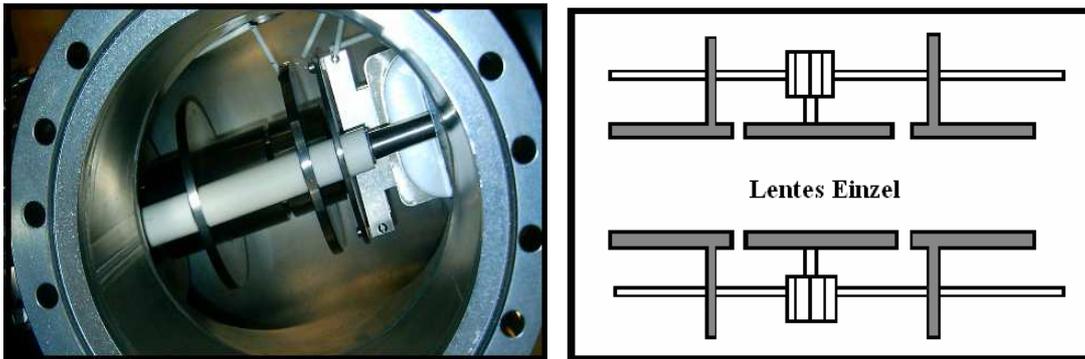


Figura 2.5 Fotografía y Diagrama lateral de los lentes Einzel.

El arreglo Einzel consiste de tres discos metálicos paralelos y verticales, con orificios concéntricos para permitir el paso del haz, alineados sobre el mismo eje. De la misma forma en que las lentes ópticas pueden redireccionar y enfocar los rayos de luz incidentes en ellas, los campos electrostáticos generados en placas metálicas influyen en las trayectorias de las partículas cargadas. En ese sentido, las lentes Einzel sirven como un arreglo que permite manipular la dirección del haz de iones.

El voltaje aplicado al primer disco está entre 1 y 10 kV con respecto al ánodo y es el que acelera el haz y juega el papel de parámetro principal dentro del experimento; además este voltaje ayuda a arrancar de la fuente los iones positivos; mientras que, el segundo disco, conocido como lente de enfoque, es puesto a un voltaje de aproximadamente dos terceras partes del voltaje de aceleración, y su función es confinar el haz de iones que en principio tiende a dispersarse. El último disco es puesto al mismo potencial que el primero para mantener la aceleración de los iones. [10].

### 2.2.3 Filtro de velocidades

Hasta este punto del cañón, en principio se ha conseguido un haz poco disperso de iones positivos, pero es claro que habrá distintas clases de partículas emitidas por la fuente:  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $Ar^+$ , etc. Con la finalidad de obtener un haz limpio, en el sentido de que sólo se tenga un tipo de proyectiles, es necesario hacer uso de un filtro para que sólo los iones específicos con la energía deseada sean enviados hacia la cámara de reacción.

Dos placas paralelas verticales electrostáticas y dos electroimanes, también paralelos (horizontales), son los componentes principales de este filtro, conocido como filtro de velocidades (filtro Wien). A los electroimanes se les inducen sendas corrientes para garantizar que en la región entre ellos se forme un campo magnético con dirección vertical desde un electroimán hasta el otro. Es precisamente en esta región donde se introducen las placas paralelas electrostáticas, las cuales al inducirles un voltaje, crean un campo eléctrico uniforme, perpendicular tanto al campo magnético como a la dirección del haz; es decir, entre la dirección del haz, la dirección del campo eléctrico producido en las placas y la dirección del campo magnético generado por los electroimanes se forma una triada ortogonal.

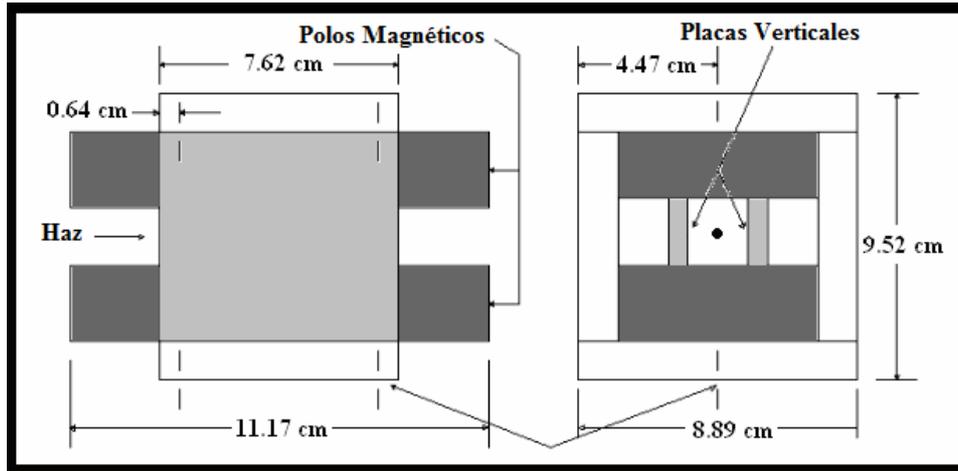


Figura 2.6 Esquema lateral y frontal del Filtro de Velocidades.

Cuando las partículas cargadas atraviesan la región de los campos, éstas sienten tanto la fuerza eléctrica como la fuerza magnética, debido a las placas electrostáticas y al electroimán simultáneamente. Ambas fuerzas son direccionalmente opuestas y vienen regidas por la fuerza de Lorentz:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

Para que las partículas no se desvíen y sigan su trayectoria es necesario que la fuerza neta actuando sobre ellas sea nula (de lo contrario chocarán con el propio acelerador) lo cual exige que se cumpla:

$$E = vB \quad (2.2)$$

Esto es, la condición para que las partículas sigan su trayectoria inalteradas se traduce en una condición en su velocidad, la cual a su vez, está relacionada con su energía cinética mediante:

$$\frac{1}{2}mv^2 = qV_a \quad (2.3)$$

donde  $q$  es la carga del ion,  $V_a$  es el voltaje de aceleración y  $m$  su masa. Por lo tanto para que no haya deflexión, la masa de los iones y los campos eléctrico y magnético del filtro de velocidades deben estar relacionados por medio de la siguiente ecuación:

$$m = 2qV_a \left( \frac{B}{E} \right)^2 \quad (2.4)$$

Ahora bien, se pueden controlar los valores de  $E$  y  $B$  ya que son parámetros indirectos del equipo experimental, con lo que en principio se tiene la capacidad de filtrar el haz, eliminando todos aquellos iones que no sean de interés y dejando pasar única y exclusivamente los protones para efectuar las colisiones. En una primera aproximación en las placas paralelas se supone un campo eléctrico constante, por lo cual es posible escribir:

$$V_f = Ed \quad (2.5)$$

donde  $V_f$  es el voltaje aplicado en las placas el cual toma valores de hasta 300 V y  $d$  es la separación entre ellas,  $d = 1.78$  cm.

Por otro lado, también en primera aproximación, se considera el campo magnético generado por los electroimanes dentro de la región lineal, esto es, proporcional a la corriente inducida en ellos:

$$B = ki_m \quad (2.6)$$

Con  $i_m$  la corriente circulante dentro de los electroimanes y  $k$  una constante. De lo anterior, es posible reescribir la masa de los iones elegidos en términos de los parámetros controlables experimentalmente,  $i_m$ ,  $V_f$  y  $V_a$  como:

$$m = 2qV_a \left( \frac{dki_m}{V_f} \right)^2 \quad (2.7)$$

Ya que todas las cantidades del miembro derecho de la ecuación son parámetros manipulables del sistema experimental, o bien, cantidades conocidas, a partir de ellas se puede elegir el ion específico requerido para hacer la colisión de acuerdo al valor de su masa.

### 2.3 Cámara de reacción

La siguiente parte del acelerador es la cámara de reacción. La cámara es precisamente el lugar en donde se llevan a cabo las colisiones que se desean estudiar. En esta región se introduce un dispositivo de inyección para el gas blanco, además de contener el sistema de interacción en el cual se aceleran los fragmentos de la colisión hasta el detector.

#### 2.3.1 Sistema de interacción

El sistema de interacción corresponde al corazón mismo del experimento ya que es el lugar en donde se realizan las colisiones y se aceleran los fragmentos del blanco hasta el detector. Está formado por seis discos metálicos a los cuales se les pueden aplicar distintos voltajes. Estos discos son idénticos, cada uno de ellos tiene un diámetro exterior de 7 cm y un orificio central de sólo 1 cm de diámetro, y su espesor es de solamente 0.1 cm. Cada disco tiene una retícula cuadrangular de cobre que cubre la región del orificio central, esto con la finalidad de homogenizar el campo eléctrico en la región de interacción. Los discos se encuentran alineados en un eje horizontal, sostenidos por espaciadores de teflón, perpendicular a la dirección del haz (que en principio pasa por el centro de cada uno de ellos) y llega hasta el detector Channeltron, la región de interacción está precisamente a la mitad del primero y segundo disco, justo a la altura de la intersección entre el haz y el eje. A continuación (figura 2.7) se muestra una fotografía de uno de los discos, junto con otra donde se observa el arreglo electrostático que conforma el sistema de interacción.



Figura 2.7 Sistema de interacción.

La separación entre el primero y segundo disco es de 2 cm, mientras del segundo al sexto disco hay una distancia subsiguiente de 0.5 cm entre ellos. En la región de interacción los fragmentos son acelerados gracias a los distintos voltajes que se aplican a las placas y la finalidad es dirigirlos y enfocarlos hacia el detector. La distancia promedio que viajarán estos fragmentos es de 33.6 cm (tomando como referencia un punto en medio de los discos 1 y 2). De esta manera, el tiempo que tarden en llegar los fragmentos, es decir el tiempo de vuelo, estará exclusivamente en función de su masa y de su carga (sección 1.3).

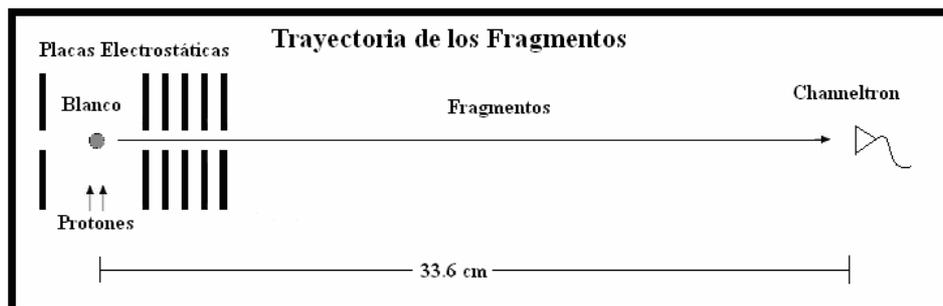


Figura 2.8 Trayectoria de los Fragmentos.

La garantía de tener seis discos en el arreglo es que, además de controlar la aceleración de los productos, se puede a su vez, confinar considerablemente el haz de fragmentos incidentes sobre el detector y con ello aumentar la señal registrada en el Channeltron (sección 3.3). El voltaje de aceleración al que se ven sometidos los fragmentos se aplica al primer disco (manteniendo el sexto a tierra), y se le dan valores de hasta 1500 V, mientras en los demás discos los voltajes aplicados varían con la finalidad de obtener una señal lo mas nítida posible, esto es, actúan como lentes de confinamiento.

Cabe señalar que debido a la necesidad de hacer una compatibilidad con la adquisición de datos, el voltaje de aceleración del disco uno se aplica de manera pulsada, con una frecuencia específica, misma que se obtiene gracias a un generador de pulsos de alto voltaje el cual se encuentra en sincronía con la tarjeta de adquisición de datos multicanal. La idea de producir un voltaje pulsado para la aceleración de los fragmentos reside en que para el Tiempo de Vuelo se debe garantizar que el instante en el cual se generan los fragmentos coincida con el instante en que se pone en marcha la detección, de lo contrario existiría un posible desfase entre los tiempos de vuelo reales de los fragmentos y los registrados en la tarjeta multicanal.

## 2.4 Línea del acelerador

La línea del acelerador, es el lugar por donde pasan los proyectiles desde la salida del filtro de velocidades en el cañón, hasta la región de interacción en la cámara de reacción. Está constituida por un tubo circular recto horizontal de acero inoxidable y con 5 cm de diámetro el cual tiene cerca de uno de sus extremos, el más cercano al cañón, un codo de diez grados de inclinación, por donde se deflectan los protones hacia la cámara de reacción. La longitud total de la línea es de aproximadamente 77 cm de largo.

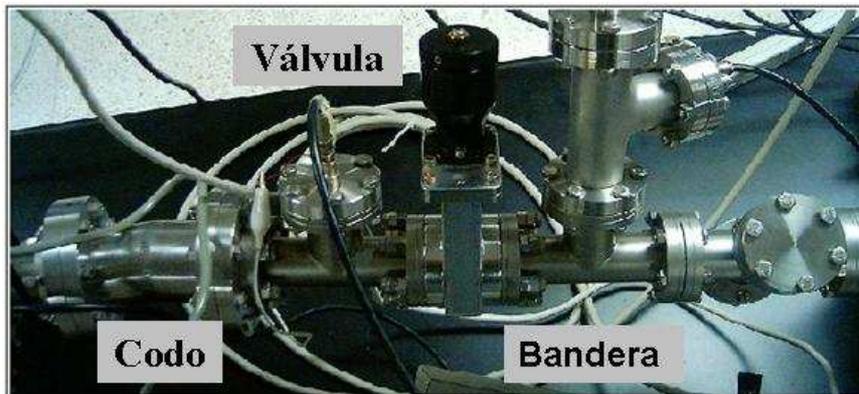


Figura 2.9 La línea del acelerador.

El codo de diez grados cumple con el objetivo de que los fotones generados en la fuente, no lleguen al detector y así no se afecten las mediciones. Dentro del codo hay insertadas un par de placas metálicas curvas paralelas colocadas verticalmente, con forma de dos secciones cilíndricas concéntricas con un doblar de precisamente diez grados, donde se crea un campo eléctrico que desvía las partículas cargadas hacia la cámara de reacción. Estas placas operan con un voltaje de hasta 2500 V dependiendo de la rapidez misma de los iones.

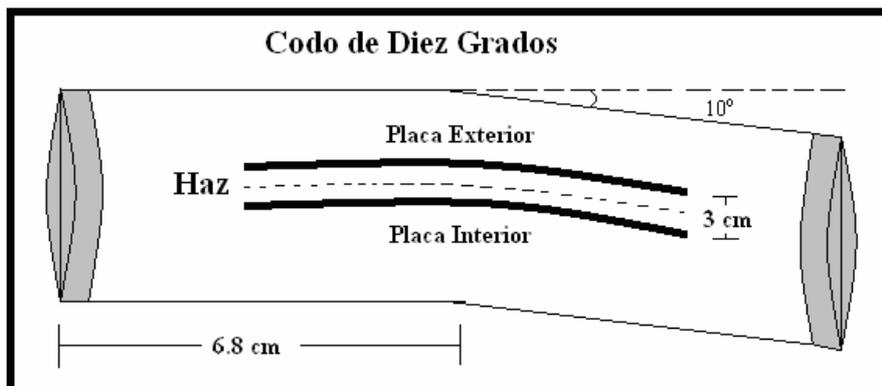


Figura 2.10 Codo de diez grados, vista superior.

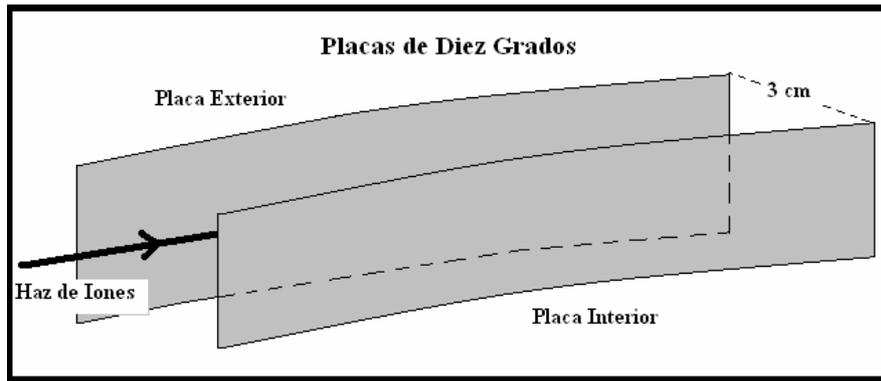


Figura 2.11 Placas de diez grados.

En la línea también se encuentran varios dispositivos auxiliares. Hay por ejemplo una válvula que sirve para aislar la región el cañón con la zona de la cámara de reacción con lo cual se pueden hacer mediciones y reparaciones de manera independiente. Se encuentra además una bandera a través de la cual se mide la corriente del haz de iones; y por último ya casi llegando a la parte que coincide con la cámara se encuentra un colimador de medio centímetro de diámetro, cuya función es confinar el haz de protones.

## 2.5. Sistemas auxiliares

Con la finalidad de garantizar una satisfactoria elaboración del experimento es necesario todo un conjunto de aparatos auxiliares que en su conjunto logren que las colisiones tengan lugar de una manera óptima y los fragmentos se puedan identificar fácilmente. Es por esto que el acelerador cuenta con varios accesorios con distintas funciones cada uno de ellos, los cuales se describen a continuación.

### 2.5.1 Fuentes de voltaje

Como ya se mencionó anteriormente, se requieren de varias fuentes de voltaje para llevar a cabo el experimento: Una que proporciona corriente al filamento de la fuente de iones, otra para el ánodo que acelera los electrones emitidos, la de aceleración que otorga energía al haz de iones, así como la de enfoque, las de campo eléctrico y magnético necesarias en el filtro de velocidades, la de las placas de los diez grados, las fuentes de aceleración para los fragmentos y por último las correspondientes al detector. Cabe destacar que la mayoría pertenecen a la región del cañón, las que alimentan a las placas del sistema de interacción corresponden a la zona dentro de la cámara de reacción y las que tienen que ver con el Channeltron son incluidas en la parte de la detección. A continuación se esquematiza el diagrama eléctrico de las fuentes en la región del cañón.

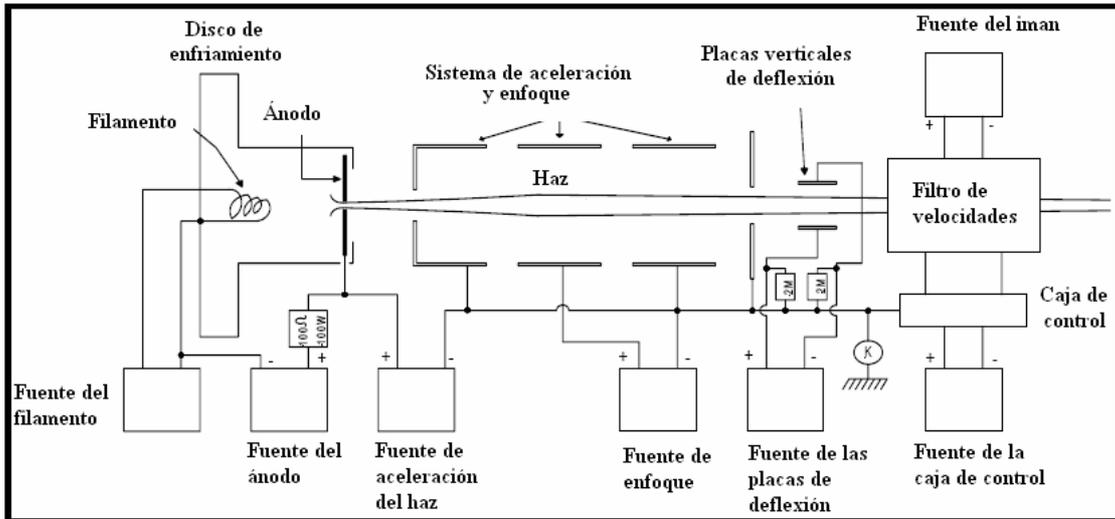


Figura 2.12 Diagrama eléctrico.

### 2.5.2 Sistema de vacío

Como ocurre siempre en experimentos de colisiones, un factor importante a considerar es el vacío dentro del acelerador. Sin éste, sería prácticamente imposible garantizar que el haz esté realmente bien definido en el momento de las interacciones. Para que el haz pueda llegar íntegro hasta la región de interacción, es necesario evitar choques contra otro tipo de partículas, para ello se requiere que el camino libre medio de los iones sea mayor que su recorrido total de lo contrario no se puede garantizar que el haz sea monoenergético. La física estadística muestra que en general, cuando una partícula viaja a través de un gas, el camino libre medio es inversamente proporcional a la densidad de dicho gas, más aun, siguiendo el tratamiento desarrollado por Loschmidt, de considerar a la molécula del gas como una esfera dura de radio  $r$ , junto con la corrección dada por Maxwell, se obtiene que: [12]

$$l = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n} \quad (2.8)$$

donde  $l$  denota el camino libre medio y  $n$  es la densidad, por lo cual es posible reescribir:

$$l = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi P d^2} \quad (2.9)$$

con  $d$  el diámetro de las moléculas del gas,  $T$  es la temperatura,  $P$  la presión y  $k$  es la constante de Boltzmann. Por ello para que  $l$  sea suficientemente grande comparado con el recorrido de los protones es necesario obtener presiones muy bajas.

En el acelerador se alcanza una presión de hasta  $3 \times 10^{-6}$  torr con la ayuda de cuatro bombas de vacío, dos bombas mecánicas y dos turbomoleculares. Como el trabajo se realiza a temperatura ambiente, al tomarse en cuenta que el diámetro de las moléculas de aire es de  $3.7 \times 10^{-10}$  m, se llega a que  $l$  tiene un valor de aproximadamente 17 m, casi 11 veces el recorrido del haz dentro del acelerador, suficiente para garantizar que el haz de protones llegue íntegro hasta la región de interacción. [12]

En general los valores para el vacío suelen ser distintos dependiendo del experimento que se lleve a cabo: existe el bajo vacío o vacío primario (entre  $10^{-1}$  torr hasta  $10^{-3}$  torr), el alto vacío o vacío secundario (en la región de  $10^{-3}$  torr y  $10^{-6}$  torr) y por último el

vacío ultra alto (presiones menores a  $10^{-6}$  torr). En particular para el funcionamiento del acelerador se requieren presiones del orden de  $10^{-6}$  torr que corresponde a la región del alto vacío por lo que con las cuatro bombas con las que se cuenta en el laboratorio es más que suficiente para alcanzarlo.

Las bombas mecánicas son adecuadas para alcanzar el vacío primario, y a su vez dan pauta a las bombas turbomoleculares para generar el alto vacío. En el laboratorio se cuenta con dos del tipo rotatorias, y se utilizan en primera instancia para llevar el vacío desde la presión atmosférica hasta un valor aproximado de 20 mtorr para que luego entren en funcionamiento las bombas turbomoleculares y llegar a vacíos del orden de  $10^{-6}$  torr. [13]



Figura 2.13 Bomba Mecánica y Bomba Turbomolecular.

Es importante verificar en todo momento que el vacío sea el adecuado a lo largo de todo el acelerador, para ello se cuenta con tres medidores de presión, un termopar y dos de ionización Bayard-Alpert o de cátodo caliente.

El medidor termopar registra presiones desde 1 torr hasta 1 mtorr, es ideal para medir el vacío primario y su función es monitorear la entrada de los gases ionizantes. Los otros dos medidores son colocados estratégicamente, uno en el cañón y el otro en la cámara y su diseño permite obtener mediciones en un intervalo de entre  $10^{-3}$  torr hasta  $10^{-10}$  torr. En ellos hay un filamento de iridio por el cual se hace pasar una corriente, de tal manera que la emisión electrónica generada en el filamento logra ionizar las moléculas del aire, éstas a su vez son atraídas por un colector de iones en forma de alambre fino; así la medida de corriente en el colector es un cuantificador del vacío.

Por último es necesario señalar que el acelerador se puede aislar totalmente del exterior ya que cuenta con dos compuertas electroneumáticas que mantienen la presión aún cuando las bombas dejan de funcionar.

### 2.5.3 Sistema de enfriamiento

Además de asegurar el vacío, también es necesario evitar que la fuente de iones se sobrecaliente y el filamento se rompa. Para lograr esta estabilidad en la temperatura, se utiliza una bomba que recircule constantemente agua fría al disco de enfriamiento. Este disco tiene la ventaja de que rodea a la fuente por dentro del cañón por lo que al circular el agua le va quitando calor de una manera continua al filamento. El refrigerador que se utiliza para enfriar el agua es tipo Schiller, elaborado con base en una hielera que sirve como contenedor en el mismo taller y ha sido previamente caracterizado para su uso experimental, ajustado a una temperatura promedio de  $4.8^{\circ}\text{C}$  suficiente para garantizar el enfriamiento de la fuente. [14]

### 2.5.4 Sistema de inyección de gas

Es claro que la forma en cómo se suministran los gases que se necesitarán en el experimento debe ser muy cuidadosa. Se requiere de bastante precisión tanto por el lugar donde se inyectan, como con la presión con que se introducen. Para los gases que producen el haz colisionador, Ar y H<sub>2</sub>, fue necesario instalar varias válvulas reguladoras debido a que los tanques de almacenamiento están sometidos a una alta presión. En primer lugar se colocaron dos válvulas primarias que sirven para regular el gas que sale directamente de los tanques de almacenamiento, después se colocó otro par de válvulas para tener una capacidad de inyección mucho más fina y así conseguir un control del orden de militorr en la inyección del gas. La conexión entre las válvulas secundarias y la fuente, es por medio de una cruz de acero inoxidable, conectada a su vez a los tanques de almacenamiento.

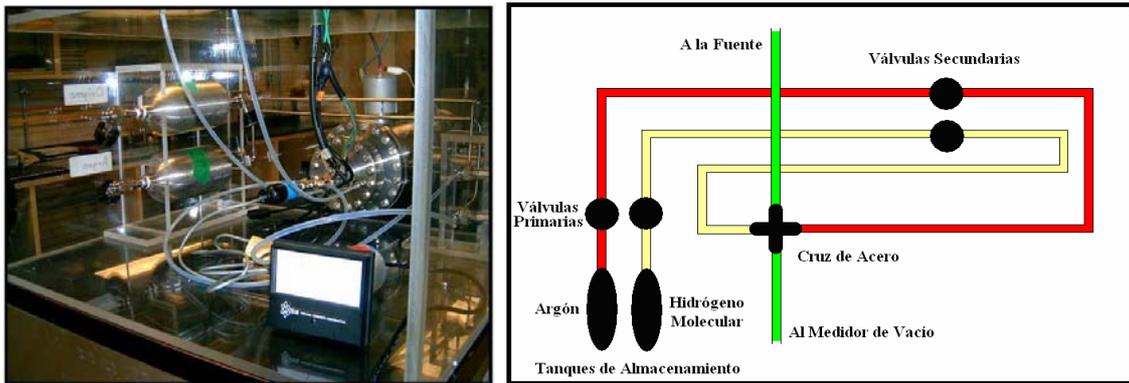


Figura 2.14 Fotografía y Esquema del sistema de inyección del gas proyectil.

En cuanto al gas blanco se refiere, se diseñó un inyector de gas formado por un tubo de acero con 31.2 cm de largo en cuyo extremo se colocaron 4 agujas de 3 mm de diámetro, y que justo, permite que la inyección del gas se realice de forma vertical y de manera bien confinada dentro de la cámara de reacción a sólo 3 mm por encima de donde se espera que pase el haz proyectil. El control de la cantidad de gas se hace por medio de una válvula y se registra en un medidor de presión colocado en la cámara de reacción, la precisión con que se controla la entrada de este gas es bastante fina y resulta del orden de  $10^{-7}$  torr. En la siguiente figura se muestra una fotografía del inyector.



Figura 2.15 Tubo de inyección del gas blanco.

### 2.5.5 Detección y adquisición de datos

Para la detección de los productos se utiliza un detector Channeltron modelo Galileo 4870, que es esencialmente un multiplicador de electrones (CEM). Los detectores Channeltron son sensibles tanto a las partículas cargadas, así como a los fotones. Estos

detectores están constituidos por un tubo de vidrio con 1mm de diámetro interno aproximadamente y dependiendo del modelo 2, 3 o 6 mm de diámetro externo. A continuación se presentan una fotografía y un diagrama del detector. [15]

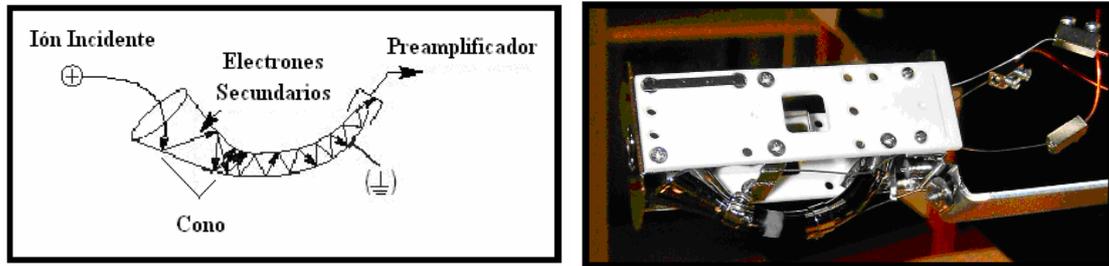


Figura 2.16 Esquema y fotografía del detector Channeltron.

Para que los iones positivos sean atraídos a la zona del cono e incidan en la parte interna del CEM, se aplica un voltaje positivo de hasta 1000 V a las placas deflectoras que se encuentran alrededor del Channeltron, al mismo tiempo que en el cono se induce un voltaje negativo de entre 2000 y 3000 V. Después que el ion incide sobre la superficie interior del tubo, el cual contiene un recubrimiento de un material semiconductor, se desprenden de dos a tres electrones, llamados electrones secundarios, estos a su vez son acelerados dentro del tubo de vidrio mediante un voltaje positivo, y vuelven a chocar, produciendo más electrones en un efecto de cascada, gracias a ello se llegan a arrancar hasta  $10^8$  electrones por cada ion incidente. Es claro que la corriente de iones que cae dentro del detector se amplifica de forma exponencial, generando así una señal de salida más intensa, misma que después se pasa a un preamplificador de respuesta rápida.

El preamplificador necesario para la adquisición de una señal pulsada, con pulsos del orden de microsegundos, es uno Ortec modelo VT 120 de respuesta rápida. El preamplificador recoge la señal del detector y la lleva a la computadora a través de una tarjeta multicanal donde se encuentra un programa para la manipulación de los datos.

La tarjeta de registro necesaria para la adquisición de datos es una tarjeta multicanal modelo MCS32, que junto con un pulsador de alto voltaje coordina la adquisición de los datos obtenidos. El MCS32 básicamente recibe la señal y elabora un conteo de los fragmentos dependiendo de la intensidad de la misma de la señal como función del tiempo. Su intervalo de operación alcanza el orden de los 100 ns y contiene 65536 canales para la adquisición de datos, con lo cual realiza la espectrometría de masas al agrupar el conteo de iones adquiridos en función del tiempo en que son detectados, elaborando así un histograma en donde cada punto corresponde a un Tiempo de Vuelo específico [16]. A partir de ahí, haciendo la previa relación del Tiempo de Vuelo se identifica la masa de dicho fragmento, además de que el área bajo la curva alrededor da una medición relativa de la cantidad de fragmentos formados en las colisiones.

## 2.6 Esquema general del acelerador

A continuación se presenta el esquema general del acelerador junto con los principales parámetros que influyen durante todo el procedimiento experimental previo a la caracterización del mismo (figura 2.17 y tabla 2.1):

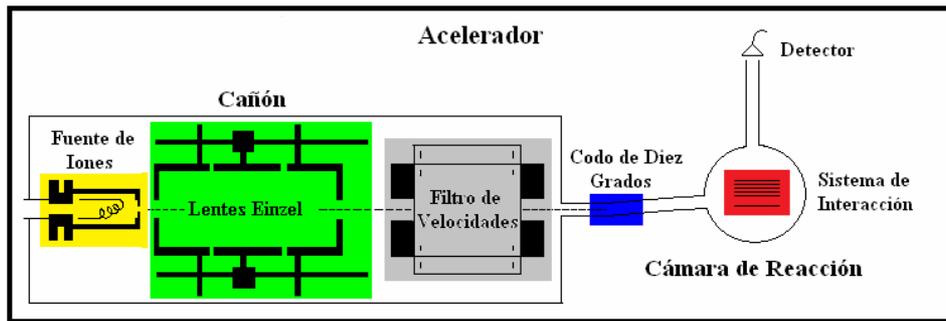


Figura 2.17 Esquema del acelerador.

<i>Generación del Haz</i>		<i>Selección del Haz</i>	
$i_{fil}$	Corriente del filamento	$i_m$	Corriente del electroimán
$V_{fil}$	Voltaje del filamento	$V_f$	Voltaje del filtro
$V_{an}$	Voltaje del ánodo		<i>Desviación del haz</i>
$P_{Ar}$	Presión del Argon	$V_c$	<i>Voltaje placas de diez grados</i>
$P_H$	Presión del H <sub>2</sub>		
	<i>Aceleración y Enfoque</i>		<i>Formación de los Fragmentos</i>
$V_a$	Voltaje de aceleración	$P_{aire}$	Presión del aire
$V_e$	Voltaje de enfoque	$V_i$	Voltajes de los discos

Tabla 2.1 Principales parámetros del acelerador.

En la tabla anterior se aprecian los diferentes parámetros del acelerador, los cuales se agrupan por secciones (cada color representa una parte específica dentro del acelerador). Por un lado, los concernientes a la generación del haz, al sistema de aceleración y enfoque, a la selección del haz y a la desviación del haz, están íntimamente ligados con la intensidad y la dirección con la cual se produce el haz de protones y por el otro los relacionados con la formación de los fragmentos influyen directamente en la espectrometría de los fragmentos generados en la colisión.

# CAPÍTULO 3

## CARACTERIZACIÓN DEL ACELERADOR Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE TIEMPO DE VUELO

### 3.1 Procedimiento experimental

Antes de entrar directamente en la caracterización de los principales parámetros del acelerador, es conveniente describir el procedimiento básico necesario para llevar a cabo las pruebas experimentales. La idea es presentar la forma operacional del funcionamiento del acelerador, desde el momento de inicio, hasta la adquisición de los tiempos de vuelo de los fragmentos en la tarjeta multicanal.

Al comenzar cualquier prueba en el acelerador es fundamental tener un buen vacío. Para ello, antes de encender cualquier aparato se abren las compuertas electroneumáticas. Después de esto, se encienden las bombas, las mecánicas en primer lugar para alcanzar el vacío primario ( $10^{-3}$  torr) y luego las turbomoleculares para llegar al vacío secundario (del orden de  $10^{-6}$  torr).

En el momento en que se alcanza una presión de alrededor de  $3 \times 10^{-6}$  torr se comienza con el proceso de desgasificación del filamento. Es probable que el filamento de la fuente contenga ciertos gases residuales inicialmente, los cuales comienzan a desprenderse cuando se le induce corriente eléctrica, por ello, es necesario que en un principio se incremente la corriente de manera gradual en intervalos de uno o dos amperes, como consecuencia la presión aumentará (por lo general el aumento es de un orden de magnitud, llegando así a  $10^{-5}$  torr) se deja entonces que las bombas reestablezcan nuevamente el vacío inicial antes de volver a incrementar la corriente. El proceso se sigue hasta que la corriente del filamento alcanza un valor de 15 A y no exista cambio alguno en la presión. Simultáneamente al proceso de desgasificación, se encienden la bomba de agua y el refrigerador para dar inicio a la recirculación del agua en el disco de enfriamiento con la finalidad de regular la temperatura del filamento.

Al término de la desgasificación se comienza con la generación del haz de iones, para ello, se aplica un voltaje en el ánodo (aproximadamente 60 V), y se suministran los gases de Ar y H<sub>2</sub> por medio del sistema de inyección hasta crear una corriente de descarga entre el filamento y el ánodo (la corriente de descarga llega a un valor de alrededor de 0.5 A).

Es en este punto, ya con la descarga, se aplica voltaje al sistema de aceleración  $V_a$ , eligiendo así una energía determinada para los iones de entre 1 y 10 keV, además, se ajustan los parámetros necesarios para el filtrado y la optimización en la intensidad del haz  $V_e$ ,  $i_m$ ,  $V_f$  y  $V_c$ ; y se verifica medio de un electrómetro que exista una corriente eléctrica  $i_e$  incidente en una bandera que se encuentra colocada justamente por donde se espera que pasen los protones.

Posteriormente, ya con el haz filtrado, con energía bien definida, y con una intensidad máxima, se ajustan las condiciones para efectuar las colisiones. Se deja entrar el aire por medio del inyector del gas blanco en la cámara de reacción. Así las cosas, se aplica un voltaje pulsado en el primer disco del sistema de interacción, el cual acelerará los fragmentos de la colisión hacia el detector. Como se mencionó anteriormente es necesario aplicar un voltaje pulsado para establecer el tiempo de referencia entre el momento en que se aceleran los fragmentos y el momento en que la tarjeta de adquisición comienza con el conteo, así el tiempo registrado en la computadora coincidirá con el tiempo real de vuelo de las partículas.

De esta manera, los fragmentos resultantes de las colisiones son acelerados y enfocados al aplicar los voltajes en los discos del sistema de interacción, provocando en él detector un cierto voltaje de salida como respuesta que se amplifica gracias al uso del preamplificador y se canaliza en un osciloscopio.

Para entonces, ya se tiene lista la tarjeta de adquisición, con lo cual finalmente la señal previamente registrada en el osciloscopio se canaliza directamente a la tarjeta multicanal y es en ese momento cuando se comienza con la adquisición de los tiempos de vuelo para los diferentes fragmentos.

### 3.2 La caracterización del acelerador

Dentro del acelerador, se pueden dividir en dos conjuntos los parámetros que intervienen en su funcionamiento: por un lado, los necesarios para generar de manera óptima el haz de iones  $P_{Ar}$ ,  $P_H$ ,  $V_e$ ,  $i_m$ ,  $V_f$  y  $V_c$  y por otro los que influyen en la adquisición de la señal final debida a los fragmentos de las colisiones  $P_{aire}$  y  $V_i$  (aquí  $i$  se refiere a los discos del sistema de interacción y toma valores del uno al seis). A continuación se presenta la caracterización referente al haz de protones.

#### 3.2.1 El haz de protones

La caracterización del haz se llevó a cabo en tres partes. La primera correspondió al estudio del filtro de velocidades, en específico a encontrar el valor de la corriente del electroimán  $i_m$  para el cual únicamente se diera paso a los protones para que conformaran el haz. La segunda caracterización fue a través del ajuste del voltaje de enfoque  $V_e$  aplicado en el sistema Einzel y la tercera se concentró en el voltaje aplicado en las placas deflectoras de diez grados  $V_c$ , ambas caracterizaciones se realizaron con la finalidad de optimizar el haz de iones en cuanto a su intensidad se refiere. Aunado a estas tres parametrizaciones también se hicieron varias lecturas de la intensidad del haz en función de las cantidades de gas aplicado ( $H_2$  y Ar) que producen la corriente de descarga. Todas estas pruebas se realizaron tomando como parámetro principal el voltaje de aceleración  $V_a$ , en el intervalo de operación de entre 3 y 7 kV.

El proceso referente a la caracterización de los tres parámetros  $i_m$ ,  $V_e$  y  $V_c$  fue muy similar entre sí y tuvo como base la medición de la corriente  $i_e$  del haz de protones incidente en la bandera. La idea era dejar fijos dos de los tres parámetros, variando el tercero e ir tomando la corriente  $i_e$  con la finalidad de encontrar un máximo en ella, tomando en cuenta que la corriente está asociada directamente con la cantidad de iones que logran atravesar el filtro. Este proceso se realizó en cada ocasión tomando un voltaje de aceleración  $V_a$  fijo, es decir, para una energía determinada, hasta concluir con la serie de mediciones, y posteriormente se repetía con otro valor distinto de la energía.

##### 3.2.1.1 Caracterización de $i_m$ , la obtención de protones

Como se mencionó en el capítulo anterior, la selección de las partículas del haz se lleva a cabo en el filtro de velocidades (sección 2.2.3). Debido a la forma de operación del filtro, primero es necesario aplicar un voltaje  $V_f$  a las placas electrostáticas verticales paralelas y a la vez, se debe hacer circular una corriente eléctrica  $i_m$  por el electroimán con el objetivo de proporcionar tanto el campo eléctrico, como el campo magnético, necesarios para filtrar los iones específicos de interés.

El campo eléctrico generado por las placas se considera esencialmente uniforme en la región central del filtro de velocidades, precisamente donde se espera que pase el haz (ecuación 2.5); mientras tanto, el campo magnético en esa misma región se toma dentro del régimen lineal, esto es, con una intensidad proporcional a la corriente (ecuación 2.6).

Mientras que la separación de las placas verticales  $d$  es conocida [10], la constante de proporcionalidad  $k$  entre la corriente del electroimán y la intensidad del campo magnético es un parámetro a determinar dentro del sistema experimental.

El procedimiento para encontrar el valor de dicha constante fue el siguiente. Como la generación de los iones se hace mediante el uso de  $H_2$  y Ar, los iones que se forman con mayor frecuencia dentro de la fuente son los de  $H_2^+$  (para la generación de  $H_2^+$  solamente es necesario que ocurra una ionización simple, además de que su primer potencial de ionización es de aproximadamente 15.6 V [17]), y por lo tanto, son los que ocasionan una corriente con mayor intensidad en la bandera cuando se dejan pasar a través del filtro de velocidades, por ello, se procedió a hacer un registro de la corriente producida por el haz de iones  $i_e$  en función de la corriente del electroimán  $i_m$  teniendo en cuenta que el máximo absoluto de la corriente  $i_e$  correspondería precisamente a la producida por los iones de  $H_2^+$ .

Fue a partir del conocimiento de los puntos donde ocurrió la máxima intensidad de corriente que se determinó el valor de la constante de proporcionalidad  $k$ , y ya con este parámetro conocido se calculó el valor de la masa asociado con los protones y se comparó su valor reportado en la literatura. [17]

De acuerdo con la ecuación 2.7, la constante  $k$  por determinar debe satisfacer la siguiente relación,

$$k = \left[ \frac{m}{2qV_a} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{V_f}{i_m d} \quad (3.1)$$

donde  $m$  y  $q$  corresponden a la masa y a la carga eléctrica de las partículas de  $H_2^+$ . Para obtener los datos necesarios en la determinación de  $k$  se llevó a cabo el siguiente procedimiento: primero, se aplicó un voltaje de aceleración determinado  $V_a$  para el haz de iones; después, se ajustaron tanto el voltaje de enfoque de las lentes Einzel  $V_e$ , como el voltaje aplicado a las placas verticales del codo de diez grados  $V_c$ , hasta obtener un máximo relativo en el valor de la corriente del electrómetro; y por último, se aplicó un determinado voltaje  $V_f$  a las placas verticales del filtro de velocidades (el voltaje  $V_f$  se tomó constante en todos los casos con un valor de 290(5) V). Se procedió entonces a variar la corriente del electroimán  $i_m$  y observar su repercusión sobre  $i_e$  para encontrar los máximos, los cuales en principio se asociaron con las partículas de  $H^+$  y  $H_2^+$ . A continuación se presenta una gráfica típica del comportamiento de  $i_e$  en función de  $i_m$  para el caso  $V_a = 4$  kV (en el Apéndice A se presentan otras gráficas semejantes para los casos  $V_a = 3$  kV y  $V_a = 6$  kV, cuyo comportamiento resultó semejante).

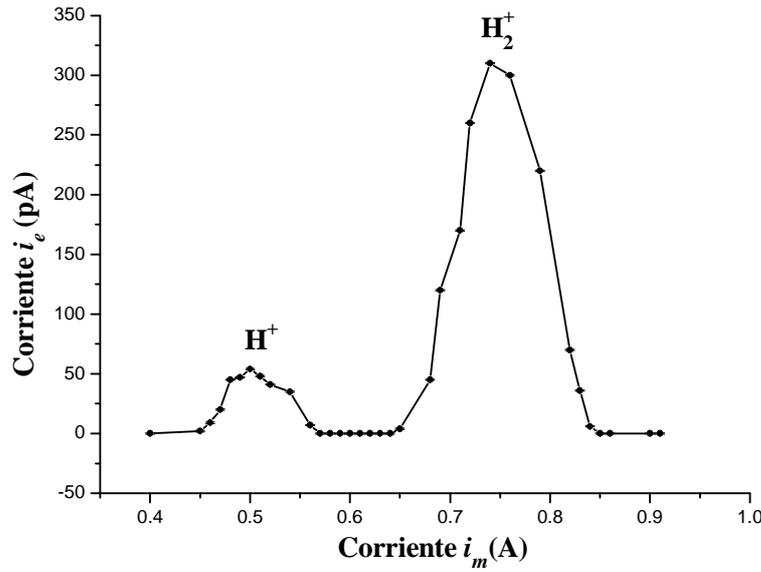


Figura 3.1 Corriente del haz en función de  $i_m$  para  $E_a = 4$  keV, el máximo ocurre cuando  $i_m = 0.740(5)$  A.

A partir de esta gráfica se observa el comportamiento de  $i_e$  en función de  $i_m$ . En la estructura de la gráfica ocurren dos máximos; el máximo primario (el mas intenso) es cuando  $i_m = 0.740(5)$  A, y se asocia directamente con las partículas de  $H_2^+$  mientras tanto el máximo secundario se asocia con los protones y tiene lugar cuando  $i_m = 0.500(5)$  A. Este procedimiento se repitió 48 veces en 12 series diferentes de corridas distintas (cada corrida estaba asociada a un valor fijo de la energía de aceleración y al cambiarla en una sola sesión experimental se logró una serie) y se hizo la identificación de los valores de  $i_m$  correspondientes (tabla A.3). Fue a partir de estos valores para  $i_m$  que se obtuvo el valor de la constante  $k$ :

$$k = 3.544(225) \times 10^{-2} T/A \quad (3.2)$$

El valor de  $k$  se encontró con una incertidumbre relativa de sólomente el 6.3%, lo cual dio la pauta para continuar con el ajuste de los otros parámetros.

Para verificar qué tan satisfactoria fue la medición de  $k$  se procedió calcular la masa de los iones asociados al máximo secundario (el menor de los dos registrados). En esta medición se realizaron varias pruebas en 12 series diferentes, de las cuales se obtuvieron 76 puntos correspondientes al valor de  $i_m$  asociado con el máximo secundario. De acuerdo con la ecuación (2.7) la masa de la partícula seleccionada debería cumplir:

$$m = 2qV_a \left[ \frac{kdi_m}{V_f} \right]^2 \quad (3.3)$$

Después de hacer los cálculos correspondientes para cada uno de los puntos, los cuales se muestran en la tabla A.4 se obtuvo un valor promedio de la masa del ion respectivo de:

$$m = 1.46(21) \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (3.4)$$

Se observa que se obtiene el valor de  $m$  con una incertidumbre experimental del 14.4%, mientras tanto el valor real de  $m_p$  es de  $1.67 \times 10^{-27}$  kg. Esto muestra que el valor de  $m_p$  cae dentro del intervalo de incertidumbre experimental por lo cual es posible garantizar que el haz filtrado realmente está constituido de protones. Los detalles del cálculo así como sus incertidumbres se dan en el Apéndice A. La gráfica siguiente (figura 3.2) presenta una comparación entre la masa por unidad de voltaje en función de la corriente  $i_m$ , los puntos corresponden a los registrados experimentalmente y presentan un comportamiento parabólico en concordancia con la siguiente expresión:

$$\frac{m}{V_a} = 2q \left[ \frac{i_m k d}{V_f} \right]^2 \quad (3.5)$$

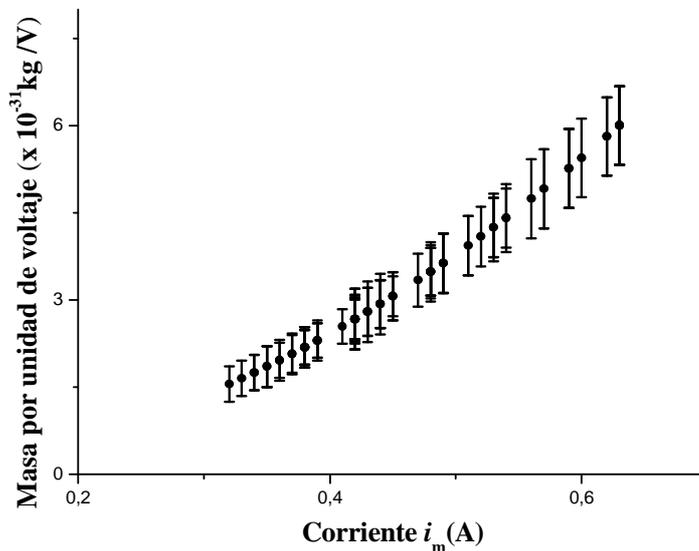


Figura 3.2 Masa por unidad de  $V_a$  en función de  $i_m$ .

Desde este punto de vista, existe una nueva corroboración de que los datos obtenidos son satisfactorios, tanto en el valor encontrado de  $k$ , como en la garantía de tener realmente un haz compuesto de protones.

### 3.2.1.2 Voltaje de enfoque

Para continuar con la optimización del haz, se llegó necesariamente a la caracterización del voltaje de enfoque de los lentes Einzel. Como se mencionó en el capítulo anterior (sección 2.2.2), este voltaje se aplica en el segundo de los electrodos de dichas lentes, e influye fuertemente en la intensidad de la corriente de los iones salientes del cañón.

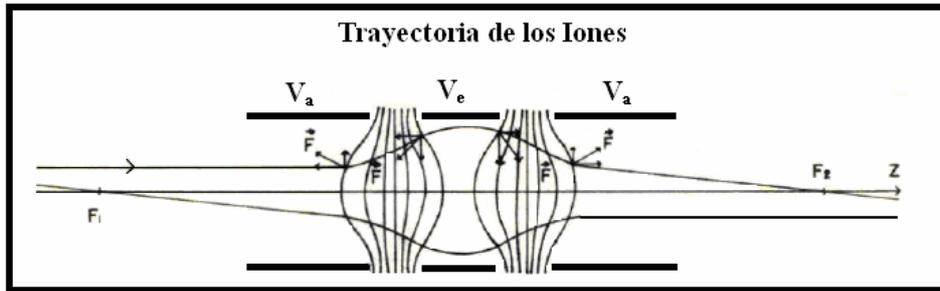


Figura 3.3 Trayectoria de los iones en los lentes Einzel. El electrodo de en medio confina los iones que tienden a dispersarse.

El procedimiento para llevar a cabo estas pruebas fue similar al seguido en la obtención de los protones; primero se generaron los iones y se les aplicó un voltaje de aceleración determinado  $V_a$ ; después, mediante el uso del filtro de velocidades, se seleccionó el haz y se registró una corriente de protones en la bandera. La idea fue variar  $V_e$  dejando fijos los demás parámetros, hasta encontrar el valor máximo de la corriente producida por los protones.

La siguiente gráfica muestra un comportamiento típico de  $i_e$  en función de  $V_e$  para el caso particular en el cual  $E_a = 4$  keV. Los resultados obtenidos para los otros valores de  $V_a$  (entre 3 y 7 kV) fueron semejantes y se dan en detalle en el Apéndice B.

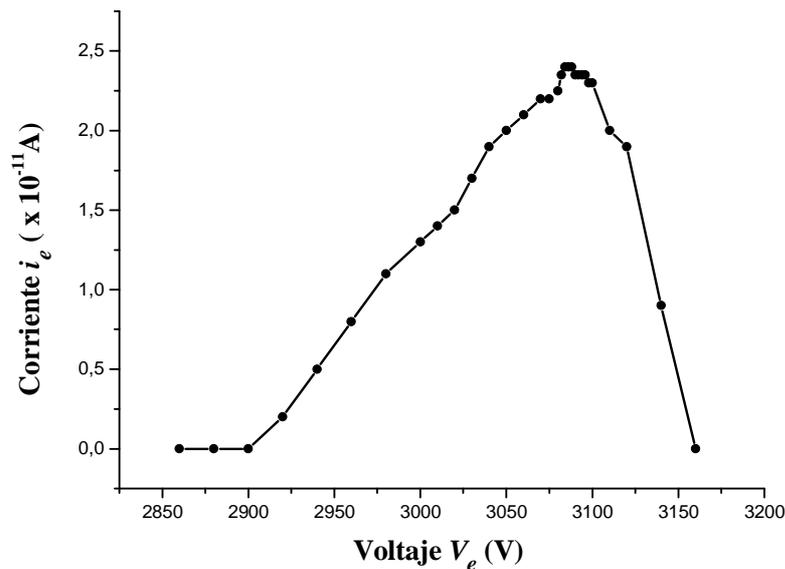
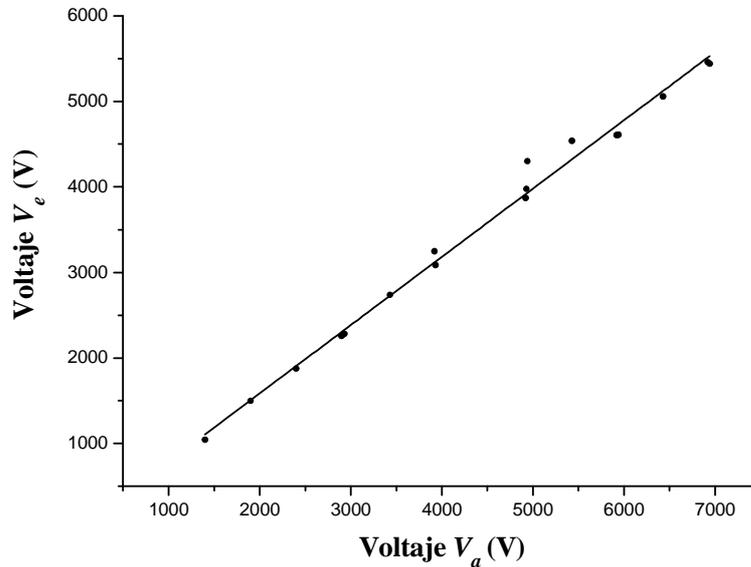


Figura 3.4  $i_e$  en función de  $V_e$ .

Se observa en este caso particular la presencia de un valor máximo en la corriente  $i_e$ , el cual ocurre cuando  $V_e$  toma valores entre 3084 V y 3088 V, por lo que se elige el valor característico como el punto intermedio del intervalo, es decir, cuando  $V_e = 3086$  V.

Se realizaron varias series experimentales idénticas a la anterior con diferentes condiciones a saber: distintos valores para  $V_a$ , diferentes mezclas de los gases ionizantes, desiguales voltajes para el ánodo, etc. De esta forma se pretendía mostrar por un lado, cómo era la dependencia de  $V_e$  con respecto a  $V_a$  y por el otro, la independencia de este mismo parámetro con respecto a los restantes. Los resultados fueron similares en todos los casos y arrojaron un valor de  $V_e$  correspondiente al máximo en la intensidad de

$i_e$  en cada uno de ellos. En total se tomaron 49 mediciones en 12 series experimentales para 18 valores distintos de  $V_a$ . Después se hizo el promedio correspondiente para cada energía, y se tomó el valor de  $V_e$  correspondiente; a partir de los valores anteriores se realizó la siguiente gráfica:



**Figura 3.5 Caracterización del voltaje de enfoque en relación con  $V_a$ .**

Se observa que la dependencia entre dichos voltajes tiene un comportamiento lineal cuyo ajuste arroja una pendiente de 0.798(12); esto es, el voltaje  $V_e$  aplicado para garantizar una corriente de protones lo más intensa posible debe estar entre 786 y 810 V por cada 1000 V aplicados en la placa de aceleración, es decir;

$$V_e = 0.785(12)V_a \quad (3.6)$$

El intervalo de incertidumbre arroja un valor porcentual de sólo el 1.5%, suficiente para garantizar un funcionamiento óptimo del lente de enfoque. Los datos asociados en los cálculos anteriores, así como las incertidumbres, se presentan en detalle en el Apéndice B.

La justificación general del resultado anterior radica en el hecho de que, cuando se tienen arreglos de lentes electrostáticos con simetría cilíndrica, la relación entre el voltaje aplicado entre uno de los electrodos interiores (enfoque) y los exteriores (aceleración) debe ser lineal si se requiere mantener fijo el punto de enfoque, el cual solamente depende de las características geométricas del arreglo: el diámetro interno de los electrodos, su grosor y la separación entre ellos. En particular para las configuraciones de tipo Einzel, la relación entre  $V_a$  y  $V_e$  debe ser lineal, y la posición del foco depende de la geometría específica del arreglo. [18]

En este sentido, existe una compatibilidad con los resultados experimentales y los estudios previos con arreglos cilíndricamente simétricos, lo que garantiza el funcionamiento adecuado de las lentes Einzel con las que se cuenta en el acelerador. [19]

### 3.2.1.3 Voltaje de las placas deflectoras de diez grados

Otro parámetro importante que influye directamente en la intensidad del haz es el voltaje  $V_c$  aplicado a las placas de diez grados que se encuentran en la línea del acelerador. El procedimiento para hacer la optimización de este voltaje fue idéntico al que se hizo para el voltaje de enfoque, solo que ahora se buscó la relación  $V_c$  en términos de  $V_a$ .

El voltaje  $V_c$  se aplica a unas pequeñas placas verticales paralelas dobladas diez grados, y separadas aproximadamente 3 cm, las placas se encuentran colocadas justo en el codo de diez grados de la línea del acelerador. Es claro existe una dependencia entre  $V_c$  y  $V_a$  para que el haz siga su trayectoria hacia la cámara de reacción, debido a que la velocidad de las partículas cambiará con respecto a este último parámetro.

Lo que se hizo fue analizar el comportamiento de  $i_e$  en función de  $V_c$  para diferentes condiciones experimentales, y a partir de los valores máximos de  $i_e$ , se encontró el valor óptimo para  $V_c$ . La siguiente gráfica es una muestra representativa del comportamiento señalado.

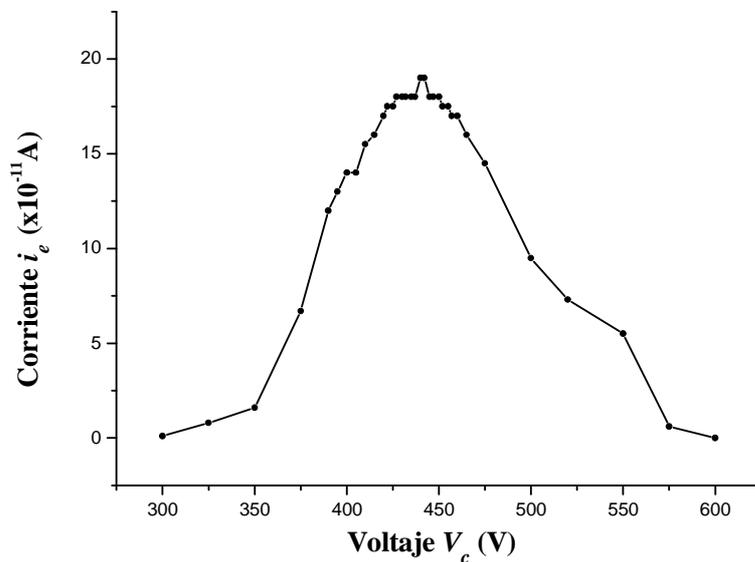
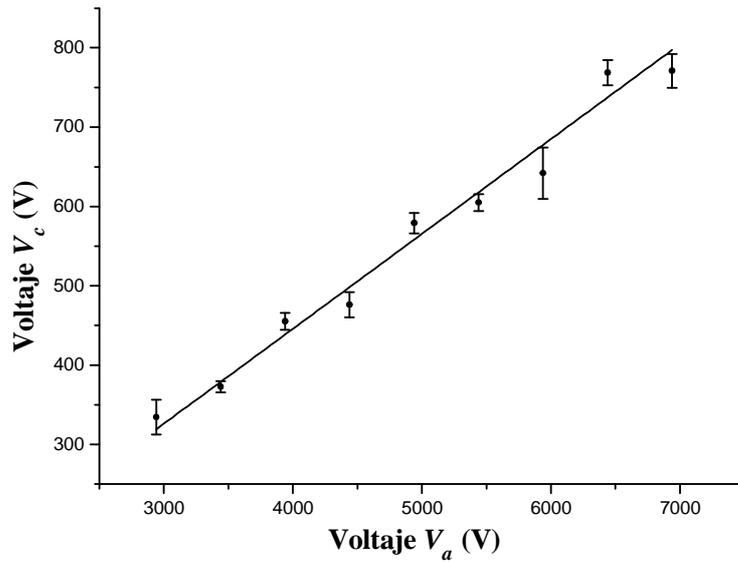


Figura 3.6  $i_e$  en función de  $V_c$ , para el caso en el cual  $E_a = 4$  keV.

Se observa la presencia de un máximo con respecto a  $i_e$  su correspondiente valor de  $V_c$  es el que se elige como valor óptimo. Este procedimiento se repitió en 37 ocasiones para 9 distintos valores del voltaje de aceleración; en cada una de ellas se obtuvo un valor asociado de  $V_c$  y con ellos se generó la gráfica siguiente:



**Figura 3.7 Voltajes óptimos de  $V_c$  en función de  $V_a$ .**

Al hacer el análisis correspondiente se encuentra nuevamente un comportamiento lineal entre  $V_c$  y  $V_a$  dado por la siguiente relación.

$$V_c = 0.119(23)V_a \quad (3.7)$$

La pendiente que relaciona los dos voltajes es de 0.119(23). Es decir por cada 1000 V de voltaje de aceleración, es necesario aplicare entre 96 y 142 V en las placas de diez grados para garantizar el número máximo de protones. Los cálculos asociados con esta caracterización se muestran en detalle en el Apéndice C.

Los resultados anteriores se pueden entender de la siguiente manera. Supóngase que las placas verticales constituyen cilindros concéntricos de radios  $r-d$  y  $r+d$  respectivamente y separadas en una distancia de 3 cm una de la otra. Para lograr que la trayectoria de los iones describa una circunferencia que pase justo a la mitad de las dos placas es necesario que el campo eléctrico  $E$  generado en la región intermedia provoque una fuerza idéntica en intensidad a la fuerza centrípeta. Es decir en magnitud se debe cumplir:

$$qE = \frac{mv^2}{r} \quad (3.8)$$

Donde  $v$  es la velocidad de la partícula,  $m$  su masa,  $q$  su carga y  $r$  el radio de la circunferencia que pasa justo a la mitad de las dos placas. Por otro lado la velocidad está relacionada con el voltaje de aceleración  $V_a$  de la partícula a través de:

$$\frac{mv^2}{2} = qV_a \quad (3.9)$$

es decir, la trayectoria de los iones será una circunferencia si:

$$E = \frac{2V_a}{r} \quad (3.10)$$

El cálculo de  $r$  se obtiene a partir de la medición de la longitud de los extremos de las dos partes que conforman el codo y tomando en cuenta que la inclinación es de diez grados. Como la longitud de cada una de las partes del codo es de 6.8 cm, después de algunos desarrollos algebraicos se llega a que el valor del radio de la circunferencia es  $r = 39.2$  cm.

Por otra parte, considerando el campo eléctrico entre las placas como aquél generado por dos cilindros concéntricos, y añadiendo un parámetro  $\lambda$  para considerar los efectos de borde se encuentra que:

$$E = \frac{\lambda V_c}{r \ln \frac{r+d}{r-d}} \quad (3.11)$$

Aquí  $d$  es la mitad de la distancia entre las placas. Finalmente los iones seguirán una trayectoria circular de radio  $r$  en medio de las dos placas siempre que se cumpla:

$$2V_a = \frac{\lambda V_c}{\ln \frac{r+d}{r-d}} \quad (3.12)$$

despejando  $V_c$ :

$$V_c = \frac{2}{\lambda} \ln \frac{r+d}{r-d} V_a \quad (3.13)$$

al sustituir el valor de  $r$  y  $d$  se obtiene:

$$V_c = \frac{0.150}{\lambda} V_a \quad (3.14)$$

Una primera observación hecha a partir de la ecuación anterior es que el voltaje  $V_c$  necesario para garantizar el paso de los iones depende linealmente del voltaje de aceleración  $V_a$  cuya pendiente es independiente de las características intrínsecas de los iones ya que sólo depende de la separación de las placas. Así las cosas, existe una concordancia con la caracterización experimental previamente elaborada. Además, a partir de las ecuaciones (3.8) y (3.15) se encuentra que el valor del parámetro  $\lambda$  es de 1.26.

La importancia de estos resultados es que otorgan un alto grado de confianza dentro del seguimiento de la caracterización del acelerador.

### 3.2.2 Generación del haz

El problema concerniente con la intensidad del haz necesariamente se ve envuelto en cómo este se genera. Para generar el haz es necesario inyectar en la fuente de iones, el  $H_2$  para obtener protones, y el Ar para apoyar la corriente de descarga. La idea de esta sección es identificar la mezcla óptima de los gases de suministro para intensificar la corriente del haz de protones.

La forma en como se realizó el estudio de las mezclas fue la siguiente. Primero se ajustaron los parámetros que intervienen en la intensidad del haz,  $i_e$ ,  $V_e$ ,  $V_c$ , de acuerdo con los valores predichos en la sección anterior, para un voltaje de aceleración determinado. Después se introdujo cierta cantidad de  $H_2$  fija y se fue introduciendo de manera sistemática Ar (en realidad lo que se registraba era un incremento en la presión, pero como la relación entre el esta y la cantidad de partículas es proporcional se consideran ambas de forma indistinta durante el presente estudio) al mismo tiempo que se tomaba la medición de la corriente  $i_e$  del haz de protones incidentes sobre la bandera. Se debe especificar que este proceso prosiguió hasta que la corriente de descarga llegó a un valor máximo de 0.5 A, ya que ese valor resulta crítico por cuestiones intrínsecas en la operación de la fuente de iones (una mayor corriente podría causar daños en el ánodo).

A continuación se presentan varias gráficas que muestran el comportamiento de  $i_e$  en función de la cantidad de  $P_{Ar}$  suministrado, para ciertos valores fijos de  $P_H$ .

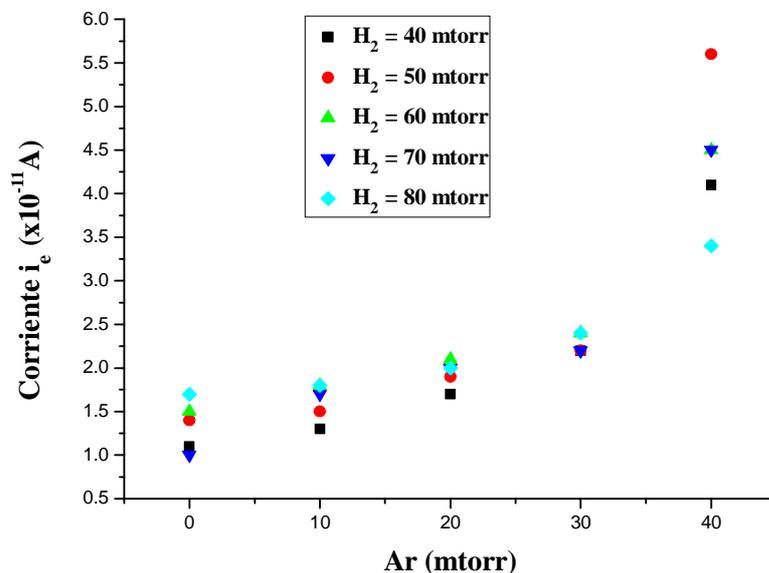


Figura 3.8 Comportamiento de  $i_e$  en función de  $P_{Ar}$  para cada valor fijo de  $P_H$ .

Se observa que la corriente es creciente con respecto a  $P_{Ar}$ , este comportamiento presenta un aumento precipitado cuando  $P_{Ar} = 50$  mtorr de tal manera que se rebasaban los límites de seguridad de la fuente de iones. Por lo tanto para optimizar la corriente  $i_e$  se introducen 40 mtorr que es la cantidad límite que se puede aplicar. También se aprecia que  $i_e$  resulta dependiente de  $P_H$ . A partir de la gráfica anterior se concluye que la máxima intensidad posible del haz se obtiene cuando se introducen en la fuente 40 mtorr de Ar y 50 mtorr de  $H_2$ .

### 3.3 Construcción del sistema de interacción y adquisición de señal

Ya con la garantía de tener un haz de protones con características bien definidas y la máxima intensidad posible dentro de las restricciones experimentales inherentes al equipo, el siguiente paso, consistió en capturar la mayor cantidad posible de fragmentos de las colisiones en el detector, es decir, en maximizar la intensidad de la señal registrada en el detector debida a los fragmentos formados como consecuencia de las interacciones entre el haz y el blanco.

En general en este proceso intervienen directamente la geometría y la cantidad de discos electrostáticos del sistema de interacción, ubicado en la cámara de reacción (figura 2.7). El arreglo geométrico final del sistema, fue determinado con el propósito de evitar en lo posible la pérdida de fragmentos, y consta de un disco acelerador (disco uno) que imprime energía a los fragmentos; y cinco discos de enfoque (discos dos a seis) cuya finalidad es colimar y dirigir los fragmentos hacia la región de detección del Channeltron.

El procedimiento que muestra la optimización del arreglo final se da en dos partes. En la primera se hizo una comparación entre el arreglo geométrico final y otros posibles con la ayuda de un programa computacional llamado SIMION-7 [20], en el cual se generan campos eléctricos definidos a partir de arreglos geométricos, y se observó cómo, en efecto, el arreglo final al que se llegó, permitió mejorar considerablemente la cantidad de iones admitidos en el detector. En la segunda parte se elaboraron ciertas pruebas ya con el arreglo final y se contrastó con varias detecciones experimentales de la señal capturada en un osciloscopio a través del detector.

### **3.3.1 Creación del sistema de interacción**

Los arreglos geométricos computacionales en consideración fueron tres: un arreglo con solamente dos discos; otro arreglo con tres discos (tipo Einzel); y finalmente el arreglo con los seis discos. Para cada uno de ellos se creó su configuración geométrica en el programa SIMION-7 y se simularon las trayectorias de vuelo de los fragmentos  $N_2^+$ , por ser estos los más abundantes en el aire (independientemente del fragmento en consideración, una simulación mas detallada mostraría la independencia del análisis frente del número de iones detectados en función de sus masas, al menos para un intervalo de entre 1 uma ( $H^+$ ) y 44 uma ( $CO_2^+$ )). De esta manera se visualizó el número de partículas incidentes en el detector y a partir de ahí se hizo un conteo relativo de los iones incidentes.

Para las simulaciones se dieron por sentados ciertos parámetros con el objetivo de especificar las condiciones iniciales: para los iones; número de partículas, posición inicial, así como su masa y su carga eléctrica; para los discos, su configuración geométrica y sus voltajes aplicados. Y a partir de ahí, se dejó correr el programa con la idea de observar cuál era la trayectoria seguida por los iones y se hizo el conteo de aquellos que incidieron en la zona de detección (esta zona se tomó como una región circular de 6 mm de diámetro coincidente con la apertura real del Channeltron).

Todas las pruebas se hicieron simulando las trayectorias de 30 iones iniciales de  $N_2^+$ , considerando las siguientes condiciones: i) Los iones se encontraban en reposo y ii) su posición inicial se tomó exactamente en la región central entre los primeros dos discos (la región donde se inyecta el gas blanco).

#### **3.3.1.1 Simulación con dos discos**

La primera prueba se hizo con solamente dos discos. La descripción geométrica se visualiza en la siguiente figura:



Figura 3.9 Sistema de interacción con dos discos.

Se hicieron varias series de simulaciones, en cada una se mantuvo fijo el voltaje del disco uno  $V_1$ , y se hizo un conteo de los iones incidentes en la región de detección como función del voltaje aplicado al segundo disco  $V_2$ .

Los datos obtenidos de la simulación particular donde  $V_1 = 500$  V se presentan en la siguiente tabla, mientras que los de las demás corridas se representan en el Apéndice E.

$V_2$ (V)	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450
# fragmentos	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Tabla 3.1 Número de iones en función de  $V_2$ , con  $V_1 = 500$  V.

Se ve claramente que en este caso, el número de fragmentos detectados siempre fue de 1, que corresponde solamente al 3.3% de los iones iniciales independientemente de  $V_2$ . Este resultado se repitió para las diferentes corridas donde se tomaron distintos valores para  $V_1$ , y tiene su explicación en el hecho de que con solamente dos discos, no se puede lograr un efecto de enfoque y el haz compuesto por los fragmentos siempre es dispersado. La figura siguiente ilustra esta situación de una forma clara, en ella se muestran directamente las trayectorias dadas por el programa, para la configuración donde  $V_1 = 500$  V y  $V_2 = 100$  V.

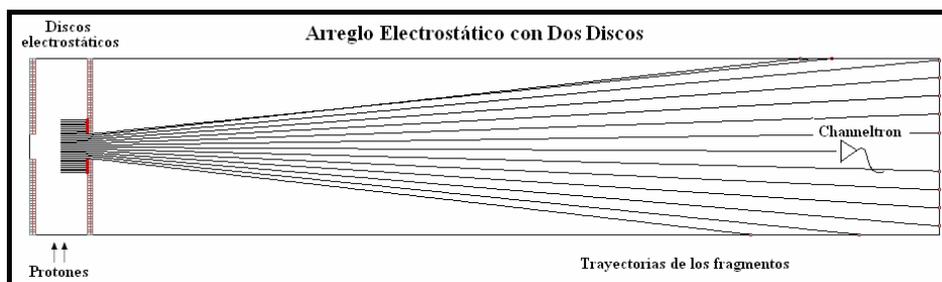


Figura 3.10 Simulación de las trayectorias con dos discos, con  $V_1 = 500$  V y  $V_2 = 100$  V.

### 3.3.1.2 Simulación con tres discos

El caso en el cual el sistema de interacción contaba con tres discos (arreglo tipo Einzel) resultó más complejo. Para su estudio se llevó a cabo el siguiente procedimiento. Se fijó el valor de  $V_1$ , y se observó cuántos iones caían en la zona de detección como función de  $V_2$ , manteniendo  $V_3 = 0$  ( $V_i$  representa el voltaje aplicado al disco  $i$ ). Cada simulación se repitió en diez ocasiones con valores de  $V_1$  distintos tomados de entre 0 V hasta 1000 V en intervalos de 100 V. En la siguiente figura se observa precisamente este arreglo.

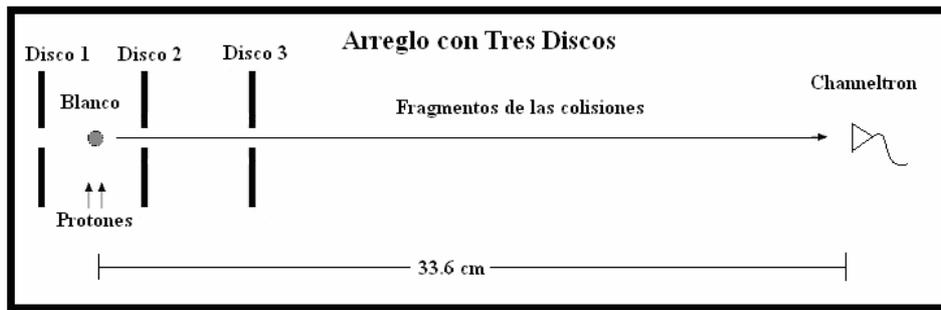


Figura 3.11 Sistema de interacción con tres discos.

A continuación se muestran los resultados concernientes para el caso particular en el cual  $V_1 = 500$  V. Las demás series de simulaciones se presentan en detalle en el Apéndice E y reproducen un comportamiento semejante.

$V_2$ (V)	100	150	200	250	300	330	340	350	360	370	380	400	450	500
# fragmentos	1	1	1	2	3	5	7	13	14	14	9	4	1	3

Tabla 3.2 Número de iones en función de  $V_2$ , con  $V_1 = 500$  V y  $V_3 = 0$  V.

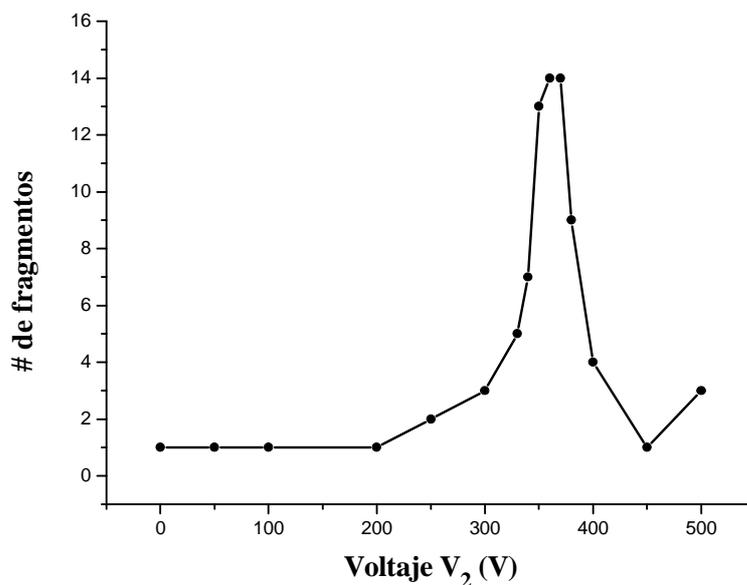


Figura 3.12 Número de fragmentos en función de  $V_2$ , con  $V_1 = 500$  V y  $V_3 = 0$  V.

En este caso el número de fragmentos máximo registrados fue de 14, con  $V_2 = 360$  V, lo cual representa aproximadamente el 47% de los iones iniciales, y es claramente mucho mejor que en el arreglo con dos discos (solamente 3.3%). El aumento se debió a que con tres placas electrostáticas sí se logra el enfoque de los iones a partir del segundo disco y se puede dirigir el haz directamente hacia la zona de detección. En la siguiente gráfica se observa este comportamiento.



Figura 3.13 Simulación de las trayectorias con tres discos, con  $V_1 = 500$  V,  $V_2 = 360$  V y  $V_3 = 0$  V.

Para las otras series, en donde se tomaba un valor distinto de  $V_1$  el ejercicio resultó semejante en cuanto a que fue de 14 el máximo de partículas detectadas. A continuación se muestran los valores de  $V_1$  y  $V_2$  para cuando ocurría esta situación.

$V_1$ (V)	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$V_2$ (V)	70	140	220	290	360	440	510	580	650	730

Tabla 3.3 Valores óptimos de  $V_2$  en función de  $V_1$ .

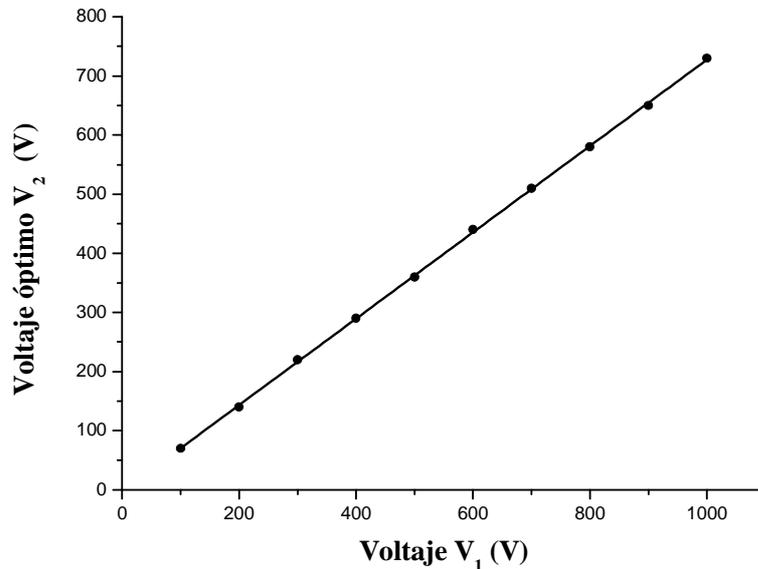


Figura 3.14 Voltajes óptimos de  $V_2$  en función de  $V_1$ , con  $V_3 = 0$  V.

Se observa un comportamiento lineal entre  $V_2$  como función de  $V_1$ , cuya pendiente es de 0.73, es decir, para conseguir el mayor número de iones dentro de la región de interacción se necesita aplicar a  $V_2$  un voltaje aproximado de 73 V por cada 100 V aplicados en el disco uno en concordancia con la caracterización del voltaje de enfoque del sistema de aceleración discutido en la sección 3.2.1.2. En concreto:

$$V_2 = 0.730(4)V_1. \quad (3.15)$$

El análisis anterior coincide precisamente con un sistema de lentes electrostático constituido por un arreglo geométrico del tipo Einzel, donde al igual que en este caso, se reproduce un comportamiento lineal. Por otra parte se puede resaltar la diferencia entre este último resultado y la situación en que se contaba con dos discos en cuanto a que la

efectividad resultó superior; sin embargo aun en esta situación se pierden más del 50% de los fragmentos por lo que la mayoría de los iones terminan perdiéndose.

### 3.3.1.3 Simulación con seis discos

El último arreglo geométrico en consideración estuvo conformado por seis discos y resultaba idéntico al que se encuentra dentro del acelerador. En el nuevo arreglo se disponía de un mayor número de variables (los voltajes en cada uno de los discos se aplicaban de manera independiente) y con ello aumentaba la posibilidad de lograr un mejor enfoque de los fragmentos. Para encontrar la configuración de voltajes aplicados a los seis discos se hicieron pruebas de forma sistemática hasta observar alguna en que el número de fragmentos incidentes en la región de interacción creciera de manera considerable. Después de varias configuraciones previas se llegó a la siguiente:  $V_1 = V_2 = V_5$  pero ahora  $V_3$  y  $V_4$  fueron puestos a tierra, mientras que se tomaba como variable el voltaje  $V_6$ , es decir,  $V_6$  jugaba el papel de voltaje de enfoque y era con respecto a este valor que se hacía el conteo del número de iones incidentes.

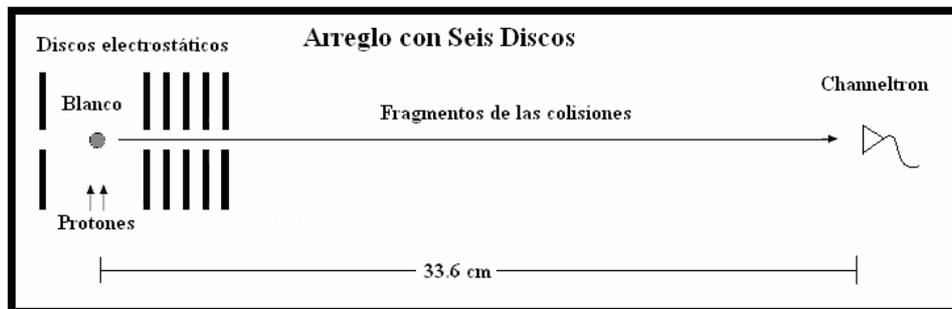


Figura 3.15 Esquema del sistema de interacción con seis discos.

Al pedir que  $V_1 = V_2$  se consiguió que todos los iones iniciales atravesaran el sistema de interacción así se aprovecharon los discos subsiguientes para hacer un mejor enfoque.

A continuación se muestra el número de fragmentos incidentes en función de  $V_6$  para el caso particular en el cual  $V_1 = 500$  V, las demás series en donde  $V_1$  tomaba distintos valores describen un comportamiento semejante:

$V_6$ (V)	0	20	40	60	70	80	85	86	87	90	100	105	108	110
fragmentos	12	19	22	25	27	28	30	30	30	27	28	29	30	30
$V_6$ (V)	120	130	135	140	150	160	180	200	250	300	350	400	450	500
fragmentos	30	30	30	28	28	27	24	23	22	22	22	22	18	15

Tabla 3.4 Número de iones incidentes en función de  $V_6$ , con  $V_1 = 500$  V.

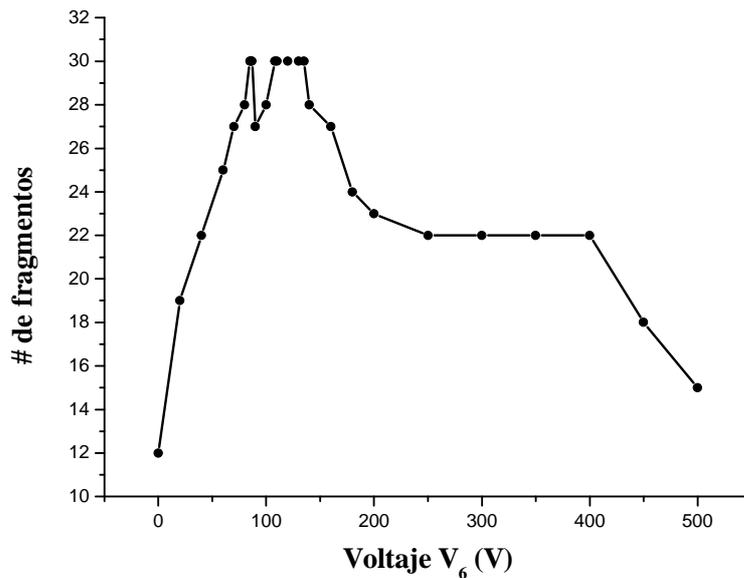


Figura 3.16 Número de fragmentos en función de  $V_6$ , con  $V_1 = 500$  V.

Se observan, en este caso particular, varias diferencias significativas. La primera es que ¡Con esta configuración se logra enfocar el 100% de los iones incidentes dentro de la región de detección!, además de que la configuración no es única.

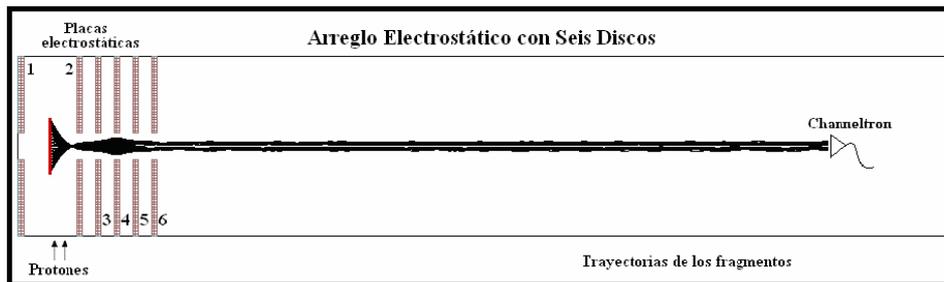


Figura 3.17 Simulación de las trayectorias con seis discos, con  $V_1 = 500$  V y  $V_6 = 120$  V.

En concordancia con el caso anterior, en todas las demás series de simulaciones realizadas aparece un primer valor para  $V_6$  con el cual inciden en su totalidad los iones iniciales. A continuación se dan los valores de  $V_6$  para los cuales se obtuvo la incidencia óptima.

$V_1$ (V)	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$V_6$ (V)	16	23	51	64	86	97	111	131	146	164

Tabla 3.5 Valor de  $V_6$  óptimo como función de  $V_1$ .

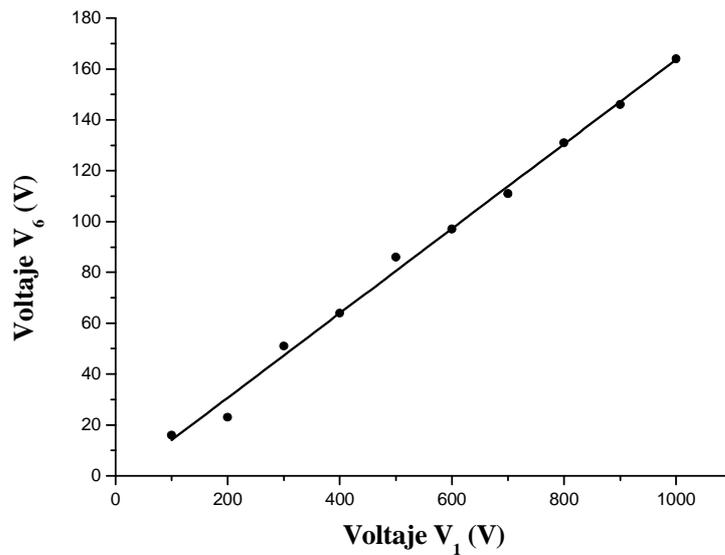


Figura 3.18 Voltaje óptimo  $V_6$  en función de  $V_1$ .

Al igual que en las configuraciones siguientes se encontró una relación lineal entre  $V_6$  y  $V_1$ , cuya expresión es:

$$V_6 = 0.166(4)V_1 \quad (3.16)$$

Es decir, para enfocar todos los iones iniciales hacia la zona de detección, es necesario aplicar aproximadamente 17 V al disco seis por cada 100 V aplicados al disco uno.

Pero como se mencionó anteriormente la configuración óptima no fue única. Para cada uno de los voltajes de  $V_1$ , aparecían otros valores de  $V_6$  con los cuales se lograba dirigir todos los fragmentos hacia la zona de detección, la novedad resultó en que ahora ya no se trataba de un pico aislado como en las simulaciones anteriores, sino más bien de todo un intervalo de valores de  $V_6$  en los que se reproducía dicho comportamiento, se daba lugar a una meseta.

Esta meseta presentaba características semejantes para cada uno de los valores de  $V_1$ . Por un lado su tamaño seguía un comportamiento similar en todas las simulaciones, además de que su centro mismo presenta una relación lineal con respecto a  $V_1$ . En la siguiente tabla se muestran los intervalos óptimos de  $V_6$  y los centros de dichos intervalos  $V_0$  para los que se lograba la incidencia máxima.

$V_1$ (V)	Intervalo de $V_6$ (V)	Centro del intervalo $V_0$ (V)
100	22 a 27	24.5
200	44 a 55	49.5
300	64 a 82	73.0
400	76 a 108	92.0
500	108 a 135	121.5
600	130 a 167	148.5
700	145 a 194	169.5
800	171 a 223	197.0
900	194 a 251	222.5
1000	200 a 274	237.0

Tabla 3.6 Intervalo de valores óptimos de  $V_6$ .

Así las cosas, se hace notar que al graficar los centros de los intervalos en función de  $V_i$  se reproduce nuevamente un comportamiento lineal.

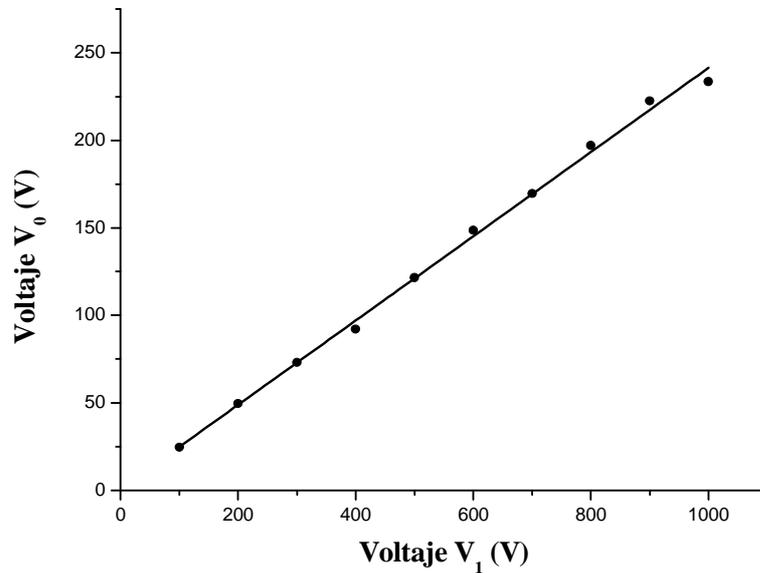


Figura 3.19  $V_0$  en función de  $V_1$ .

El cual viene determinado por:

$$V_0 = 0.241(5)V_1 \quad (3.17)$$

Esto es, el valor del centro del intervalo crece en 24 V por cada 100 V aplicados en  $V_i$  de manera proporcional.

La conclusión a la que se llega es clara; con el arreglo geométrico del sistema de aceleración con seis discos, se optimiza drásticamente el número de iones detectados, a tal grado que se puede incidir el 100% de los fragmentos iniciales, además de que para hacerlo existen muchos conjuntos de valores asociados a los voltajes  $V_i$  para conseguirlo.

# CAPÍTULO 4

## SEÑALES DETECTADAS DEBIDO A LOS FRAGMENTOS DEL AIRE

### 4.1 La detección

Una vez conocidos los parámetros con los cuales se genera el haz de protones, se efectuaron las colisiones contra moléculas de aire, con la finalidad de obtener un primer registro de las señales debidas a los fragmentos. El objetivo era verificar por una parte, que realmente se efectuaran las colisiones y por otra, observar que el sistema de interacción funcionara adecuadamente acelerando y enfocando los fragmentos hacia el detector, y si tal comportamiento dependía de la energía de aceleración  $E_a$ .

La forma operacional en que se realizó la detección fue la siguiente: Para cada una de las energías de entre 3 y 7 keV, se producía un haz de protones de acuerdo con su caracterización previa. Después se introducía una cierta cantidad de aire en la cámara de reacción (la cantidad de aire fue la misma para cada uno de los valores de la energía) y se efectuaban las colisiones; así mismo, se aplicaba un voltaje determinado al detector a la vez que se hacía la conexión hacia el osciloscopio para el registro gráfico de la señal.

Posteriormente, se aplicaba un voltaje fijo a la placa uno del sistema de interacción  $V_1$  con lo cual se aceleraban los fragmentos, y se hacía el conteo del número de pulsos registrados en el osciloscopio, en un tiempo de exposición de cinco segundos, en función del voltaje aplicado al disco cinco,  $V_5$ , es decir, el disco cinco tomaba el papel de lente de enfoque, mientras que los demás discos del sistema de interacción se mantenían a tierra.

Se realizaron diez conteos de los pulsos registrados para cada valor de  $V_5$ , el cual se variaba entre 0 y 250 V en intervalos de 50 V, para cada una de las diferentes energías de aceleración, manteniendo el mismo tiempo de exposición en cada conteo. A partir de estos conteos se tomaron los respectivos promedios y se llevó a cabo un estudio del comportamiento del número promedio de pulsos en función del voltaje de enfoque  $V_5$ .

Las condiciones experimentales generales para la obtención de los datos obtenidos se muestran a continuación:

- Voltaje del filamento:  $V_{fil} = 13.0(5) \text{ V}$
- Corriente del filamento:  $i_{fil} = 15.0(5) \text{ A}$
- Voltaje del ánodo:  $V_{an} = 60.0(25) \text{ V}$
- Voltaje del filtro de velocidades:  $V_f = 290(5) \text{ V}$
- Presión de  $\text{H}_2$  en la fuente:  $P_H = 47(5) \text{ mtorr}$
- Presión de Ar en la fuente:  $P_{Ar} = 40(5) \text{ mtorr}$
- Voltaje del Channeltron:  $V_{ch} = -2800(10) \text{ V}$
- Voltaje de aceleración, sistema de interacción:  $V_1 = 500(1) \text{ V}$
- Presión aire de inyección en la región de interacción:  $P_{aire} = 1.40(5) \times 10^{-5} \text{ torr}$
- Tiempo de exposición:  $t = 5.0(5) \text{ s}$

#### 4.1.1 La detección: 3 keV

Las colisiones para la energía de aceleración de 3 keV, se realizaron bajo las siguientes condiciones experimentales particulares, asociadas con la generación del haz de protones:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 2940.0(5) \text{ V}$
- Voltaje de enfoque:  $V_e = 2350.0(5) \text{ V}$
- Voltaje de las placas de diez grados:  $V_c = 312.5(6) \text{ V}$
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.570(5) \text{ A}$
- Corriente del haz:  $i_e = 1.8(5) \times 10^{-10} \text{ A}$

Se procedió entonces, a hacer el registro de los pulsos por medio del osciloscopio, en gráficas de voltaje contra tiempo (la escala se muestra en la imagen y fue de 50 mV en el eje horizontal contra 10 ms en el eje vertical, los pulsos registrados tomaban valores de entre 5 y 200 mV). Cada vez que se repetía el registro de los pulsos, se obtenía una gráfica semejante a las que se muestran a continuación, pero por razones de exposición solamente se presenta una imagen para cada energía de interacción.

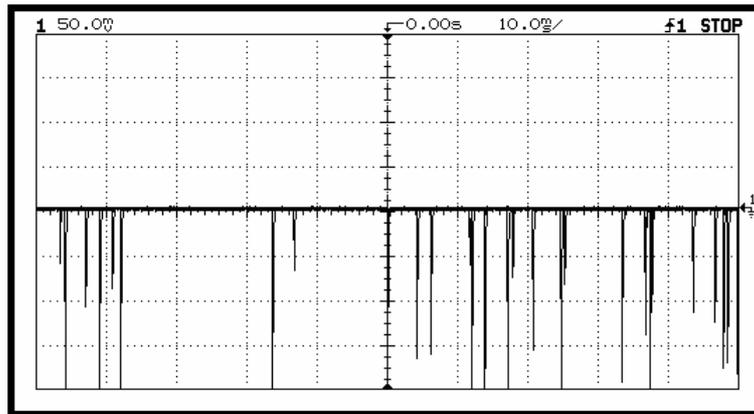


Figura 4.1 Señal detectada, con  $E_a = 3 \text{ keV}$  y  $V_5 = 0 \text{ V}$ . En este caso se obtuvieron 28 pulsos.

Al repetir cada una de las exposiciones de adquisición, se obtenía una gráfica similar a la presentada en la figura anterior y se hacía el conteo correspondiente de los pulsos visualizados. Así para cada valor de  $V_5$  se tomaron diez mediciones, las cuales se presentan a continuación:

# de toma	$V_5 = 0 \text{ V}$	$V_5 = 50 \text{ V}$	$V_5 = 100 \text{ V}$	$V_5 = 150 \text{ V}$	$V_5 = 200 \text{ V}$	$V_5 = 250 \text{ V}$
1	32	16	10	7	2	5
2	28	18	10	6	2	2
3	31	12	9	6	6	4
4	34	17	8	7	8	3
5	24	18	7	6	4	4
6	41	12	7	7	5	0
7	29	15	9	6	5	2
8	36	16	13	6	3	4
9	27	9	10	7	3	1
10	35	11	12	9	7	3
<b>Promedio</b>	<b>31.7(50)</b>	<b>14.4(32)</b>	<b>9.5(20)</b>	<b>6.7(9)</b>	<b>4.5(21)</b>	<b>2.8(15)</b>

Tabla 4.1 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 3 keV.

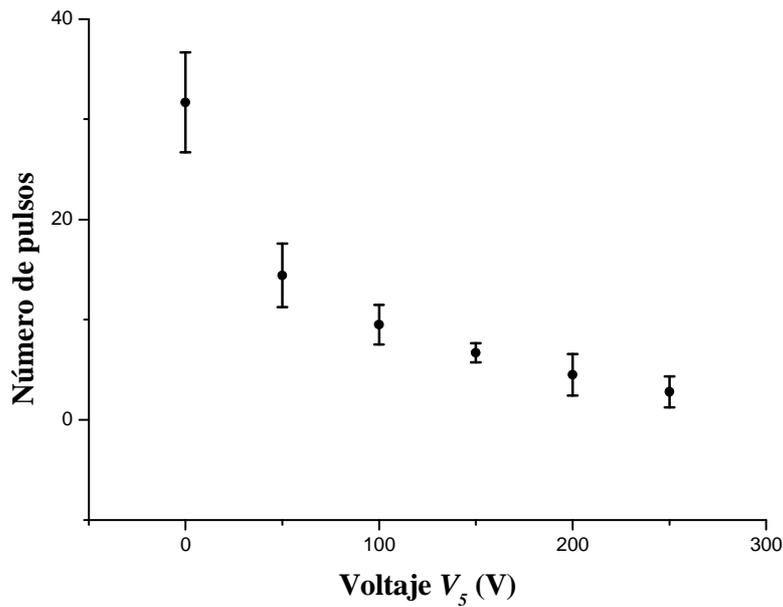


Figura 4.2 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 3 keV.

Claramente se ve que el número de pulsos decae conforme aumenta el valor de  $V_5$ , a partir de  $V_5 = 300$  V se dejaron de registrar señales, esto debido a que después de un cierto voltaje para  $V_5$  los fragmentos no pueden salir de la región de interacción. Claramente se observa que el lente no logró enfocar el haz de fragmentos en el detector, sino al contrario, su efecto hizo que los pulsos fueran cada vez menos frecuentes. En el siguiente capítulo, se discute más en detalle el por qué de este comportamiento.

#### 4.1.2 La detección: 4 keV

Nuevamente, se repitieron las colisiones, pero ahora para una energía de aceleración de 4 keV, las condiciones experimentales particulares se muestran a continuación:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 3940.0(5)$  V
- Voltaje de enfoque:  $V_e = 3109.0(5)$  V
- Voltaje del codo de  $10^0$ :  $V_c = 427.5(6)$  V
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.480(5)$  A
- Corriente del haz:  $i_e = 2.5(5) \times 10^{-10}$  A

Se procedió entonces a hacer el registro de la señal por medio del osciloscopio tomando nuevamente como parámetro el voltaje de enfoque  $V_5$ ; a continuación se muestra una gráfica característica de la toma de datos para  $V_5 = 0$  V.

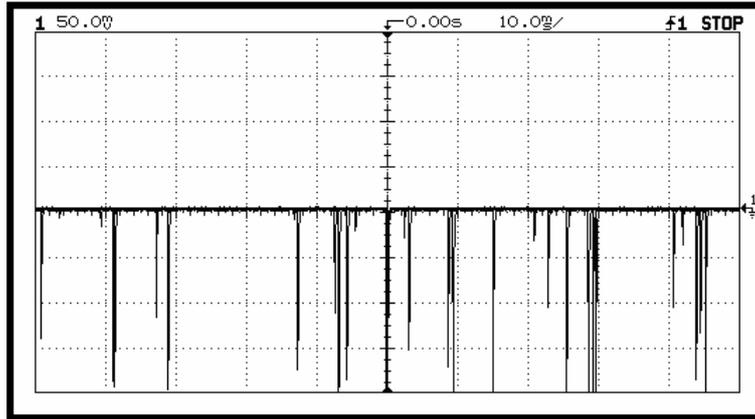


Figura 4.3 Señal detectada, con  $E_a = 4$  keV y  $V_5 = 0$  V. En este caso se obtuvieron 28 pulsos.

# de toma	$V_5 = 0$ V	$V_5 = 50$ V	$V_5 = 100$ V	$V_5 = 150$ V	$V_5 = 200$ V	$V_5 = 250$ V
1	32	11	10	5	1	0
2	29	14	6	2	2	2
3	32	15	6	5	3	3
4	30	10	6	6	3	1
5	23	11	6	4	1	2
6	32	10	9	4	3	2
7	32	12	9	6	3	2
8	28	9	7	4	3	1
9	34	15	7	2	2	0
10	38	12	8	7	4	2
<b>Promedio</b>	<b>31.0(39)</b>	<b>11.9(21)</b>	<b>7.4(15)</b>	<b>4.5(16)</b>	<b>2.5(10)</b>	<b>1.5(10)</b>

Tabla 4.2 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 4 keV.

Con ayuda de los datos anteriores se construyó la siguiente gráfica, en la cual se ve el número de pulsos como función del voltaje de enfoque  $V_5$ :

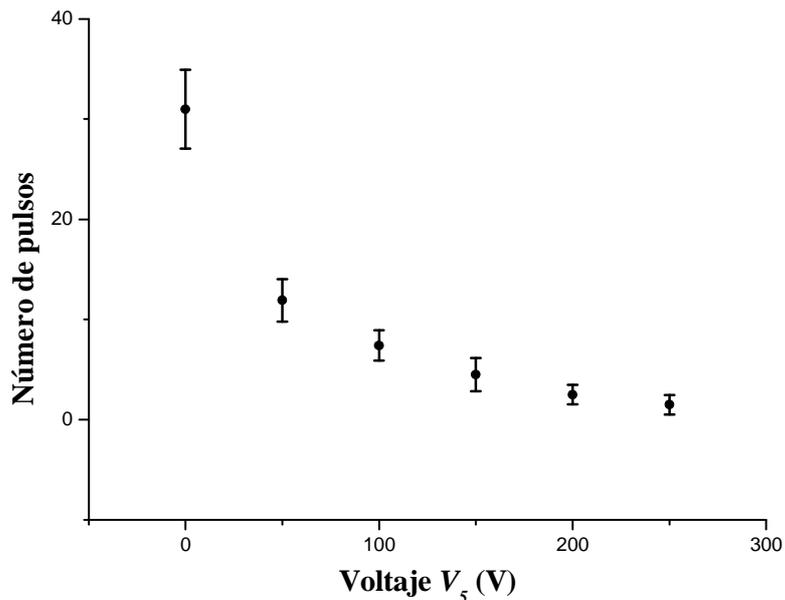


Figura 4.4 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 4 keV.

Se observa nuevamente que el número de pulsos decae conforme aumentó  $V_5$ , en el caso en que  $V_5 = 300$  V las señales sólo aparecían de forma esporádica por lo que ya no se hizo el conteo, prácticamente el promedio era de cero pulsos registrados. Este procedimiento se repitió en diez ocasiones. Se observa que el comportamiento general es similar al reflejado cuando la energía es de 3 keV, la cantidad de pulsos registrados tiende a cero conforme aumenta el voltaje de enfoque.

#### 4.1.3 La detección: 5 keV

Para el caso de 5 keV los parámetros experimentales tomaron los siguientes valores:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 4940.0(5)$  V
- Voltaje de enfoque:  $V_e = 3776.0(5)$  V
- Voltaje de las placas de diez grados:  $V_c = 527.5(6)$  V
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.440(5)$  A
- Corriente del haz:  $i_e = 3.8(5) \times 10^{-10}$  A

La siguiente figura es una muestra de las señales registradas con un voltaje de enfoque  $V_5 = 0$  V:

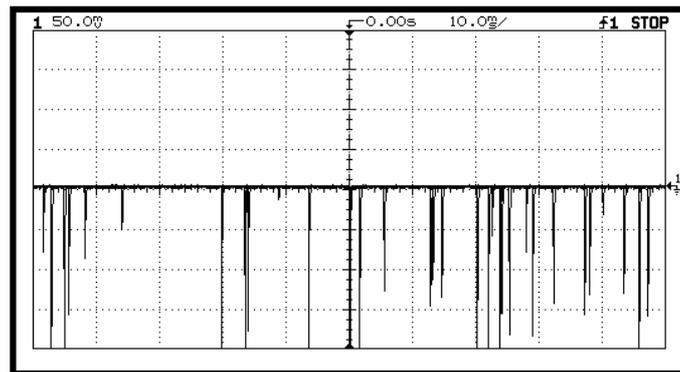


Figura 4.5 Señal detectada, con  $E_a = 5$  keV y  $V_5 = 0$  V. En este caso se obtuvieron 31 pulsos.

Con los datos obtenidos se construyeron la siguiente tabla junto con la gráfica de la figura 4.6:

# de toma	$V_5 = 0$ V	$V_5 = 50$ V	$V_5 = 100$ V	$V_5 = 150$ V	$V_5 = 200$ V	$V_5 = 250$ V
1	27	10	11	4	1	2
2	31	12	11	4	5	1
3	22	9	7	5	4	4
4	31	8	7	7	2	0
5	33	10	8	7	3	1
6	20	16	12	5	2	3
7	31	16	8	3	5	1
8	30	10	8	3	5	2
9	33	17	5	5	0	4
10	26	14	6	5	3	1
<b>Promedio</b>	<b>28.4(45)</b>	<b>12.2(33)</b>	<b>8.3(23)</b>	<b>4.8(14)</b>	<b>3.0(18)</b>	<b>1.9(14)</b>

Tabla 4.3 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 5 keV.

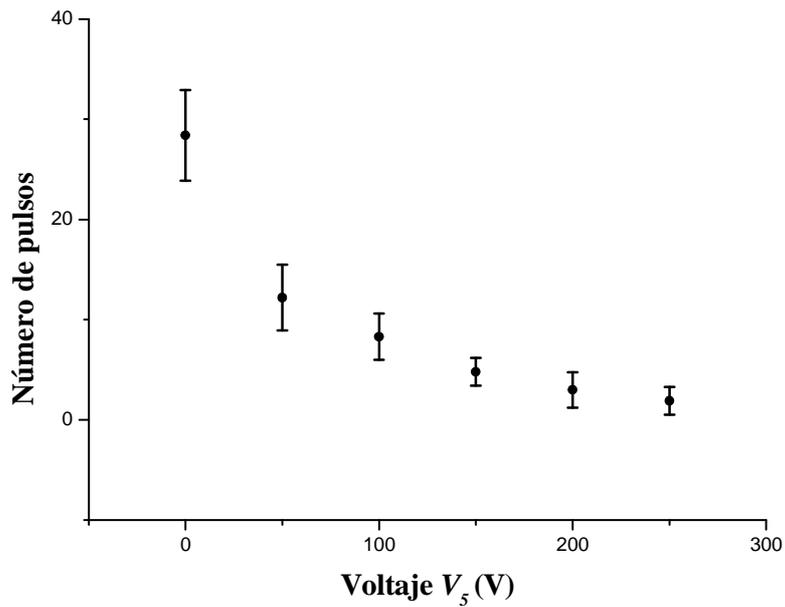


Figura 4.6 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 5 keV.

Cualitativamente se observa un comportamiento similar al registrado con las energías anteriores.

#### 4.1.4 La detección: 6 keV

Se repitió el procedió con una energía de 6 keV, bajo las siguientes condiciones:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 5940.0(5)$  V
- Voltaje de enfoque:  $V_e = 4457.0(5)$  V
- Voltaje de las placas de diez grados:  $V_c = 572.5(6)$  V
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.360(5)$  A
- Corriente del haz:  $i_e = 5.2(5) \times 10^{-10}$  A

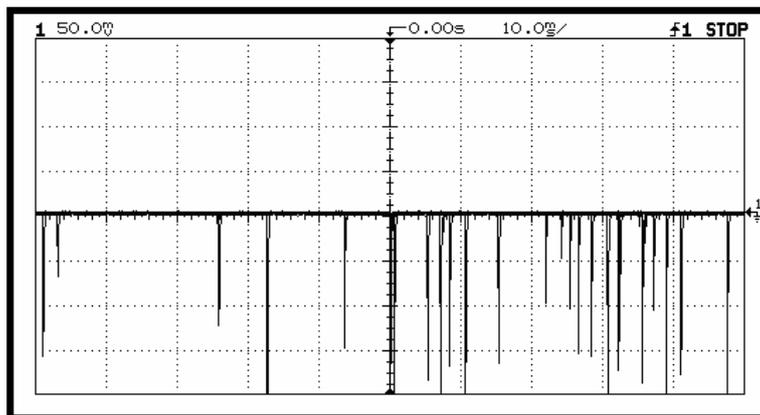


Figura 4.7 Señal detectada, con  $E_a = 6$  keV y  $V_5 = 0$  V. En este caso se obtuvieron 24 pulsos.

A partir de la adquisición de las gráficas anteriores se construyó la siguiente tabla:

# de toma	$V_5 = 0 \text{ V}$	$V_5 = 50 \text{ V}$	$V_5 = 100 \text{ V}$	$V_5 = 150 \text{ V}$	$V_5 = 200 \text{ V}$	$V_5 = 250 \text{ V}$
1	22	18	11	6	7	1
2	27	10	9	4	2	2
3	26	13	7	5	4	3
4	25	14	9	6	3	2
5	29	13	6	10	4	3
6	31	17	10	4	4	1
7	22	13	8	7	3	4
8	19	17	7	7	5	3
9	37	14	8	5	4	3
10	24	15	11	10	2	1
<b>Promedio</b>	<b>26.2(52)</b>	<b>14.4(24)</b>	<b>8.6(17)</b>	<b>6.4(22)</b>	<b>3.8(15)</b>	<b>2.3(11)</b>

Tabla 4.4 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 6 keV.

Lo cual se representa en la gráfica siguiente:

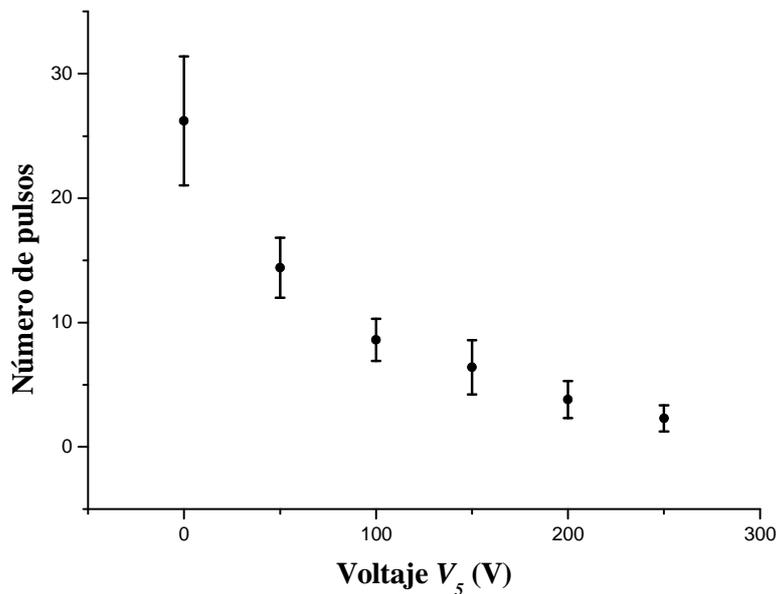


Figura 4.8 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 6 keV.

Se verificó nuevamente el decaimiento del número de pulsos conforme  $V_5$  aumenta.

#### 4.1.5 La detección: 7 keV

Por último se tomaron las gráficas para el caso de 7 keV.

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 6940.0(5) \text{ V}$
- Voltaje de enfoque:  $V_e = 5180.0(5) \text{ V}$
- Voltaje de las placas de diez grados:  $V_c = 685.0(6) \text{ V}$
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.320(5) \text{ A}$
- Corriente del haz:  $i_e = 2.2(5) \times 10^{-10} \text{ A}$

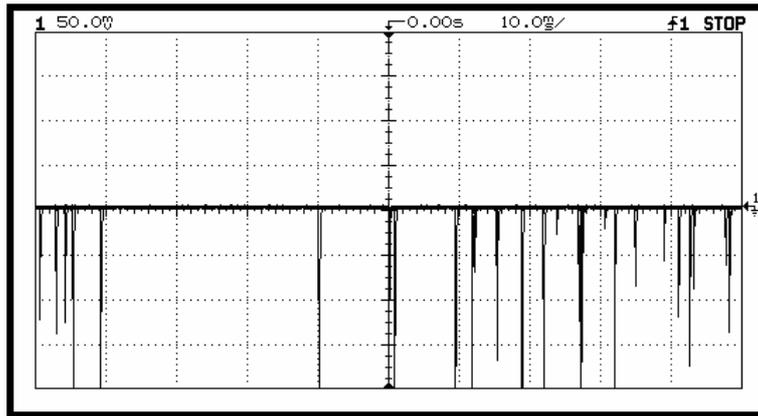


Figura 4.9 Señal detectada, con  $E_a = 7$  keV y  $V_5 = 0$  V. En este caso se obtuvieron 26 pulsos.

Con los datos registrados se construyó la siguiente tabla:

# de toma	$V_5 = 0$ V	$V_5 = 50$ V	$V_5 = 100$ V	$V_5 = 150$ V	$V_5 = 200$ V	$V_5 = 250$ V
1	30	15	15	11	4	4
2	29	22	9	7	5	3
3	25	20	10	5	6	4
4	24	24	11	7	5	2
5	25	15	10	5	2	4
6	35	18	9	7	6	3
7	26	20	9	6	3	3
8	27	27	10	10	7	0
9	24	22	13	2	5	3
10	24	19	6	6	6	4
<b>Promedio</b>	<b>26.9(3.5)</b>	<b>20.2(3.8)</b>	<b>10.2(2.4)</b>	<b>6.6(2.5)</b>	<b>5.5(1.4)</b>	<b>3.0(1.4)</b>

Tabla 4.5 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 7 keV.

Y se generó la siguiente gráfica:

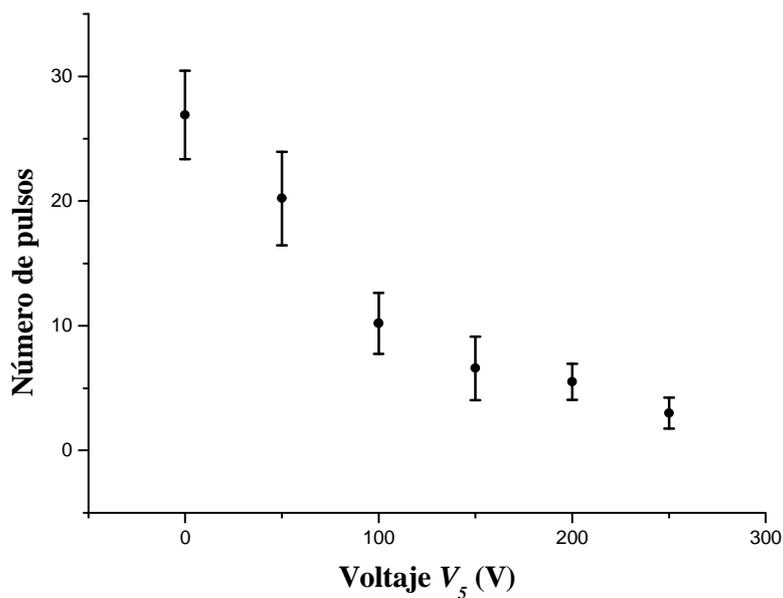


Figura 4.10 Número de pulsos como función de  $V_5$  para una energía de 7 keV.

Como era de esperarse se recrea un comportamiento similar a los anteriores, nuevamente obteniendo un decaimiento del número de pulsos con respecto al voltaje de enfoque  $V_5$ .

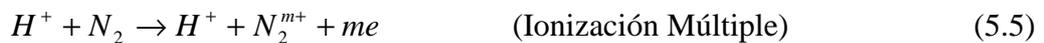
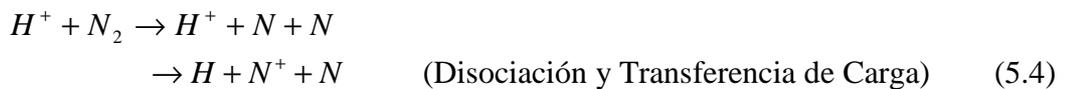
# CAPÍTULO 5

## ANÁLISIS Y CONCLUSIONES

### 5.1 Los fragmentos

Una vez conocidos los parámetros de operación del equipo se procedió a verificar que en realidad se efectuaban las colisiones, y que además se podían detectar de alguna manera los fragmentos generados. Para ello se hizo la incidencia de protones en moléculas de aire y los fragmentos resultantes se aceleraron hacia la región de detección del Channeltron donde producían un voltaje de respuesta, el cual fue canalizado en un osciloscopio. De esta manera se obtuvo la señal adquirida, sobre la cual, cabe hacer varias aclaraciones. Primero: la señal se manifestó en forma de pulsos de voltaje (negativo, de hasta 200 mV) con respecto al tiempo, es importante destacar que estos pulsos no representaban el Tiempo de Vuelo de los fragmentos, ya que el voltaje del disco  $V_I$  uno se aplicó de forma continua, por lo cual, los fragmentos se formaban ininterrumpidamente y por ello no había un tiempo de referencia a partir del cual se pudiera determinar el Tiempo de Vuelo de estos. Segundo: aunque no se hizo la identificación de los fragmentos causantes de los pulsos, la señal adquirida era producida por éstos, ya que, cada vez que cerraba el paso del aire, o se quitaba el voltaje de aceleración de los fragmentos, o se dejaba de producir el haz de protones, desaparecían de forma drástica los pulsos y sólomente volvían a aparecer cuando se regresaba a las anteriores condiciones. Tercero: esta señal, en principio, fue producida por varios tipos de fragmentos incidentes en el detector, y en general cada pulso pudo haberse generado por una combinación de varios de ellos, no necesariamente de la misma especie, que incidieron simultáneamente sobre él, generando una señal conjunta, por lo que resultaba imposible hacer una asociación de esta señal con un fragmento determinado.

Dada la importancia de la formación de los fragmentos dentro del funcionamiento del acelerador, es necesario mencionar cuáles fueron, en principio, los causantes de la señal detectada, aunque no haya sido posible hacer la identificación respectiva. Partiendo de que el aire está generalmente conformado por distintas moléculas y átomos, como es el caso de  $N_2$ ,  $O_2$ , Ar,  $CO_2$ , Ne,  $CH_4$ , H etc. [17], y tomando en cuenta que las energías de colisión son del orden de keV, se pueden lograr distintas reacciones. Por ejemplo, la molécula  $N_2$ , que resulta ser la más abundante, dará lugar al menos a los siguientes procesos:



Lo mismo ocurrirá en general para cada uno de los componentes del aire, por lo cual habrá diferentes fragmentos generados, entre ellos se encontrarán:  $H^+$ ,  $N^+$ ,  $N_2^+$ ,  $C^+$ ,  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $Ar^+$ ,  $CH_4^+$ , etc. Todos con un Tiempo de Vuelo característico del orden de los microsegundos, aproximadamente un  $\mu s$  para el  $H^+$  y de siete  $\mu s$  para  $CO_2^+$ , que resultan ser los iones con menor y mayor masa respectivamente (este cálculo se realizó considerando que los fragmentos eran acelerados con un voltaje de 500 V).

## 5.2 Detección de los fragmentos

En el capítulo anterior, se mostraron las señales, en forma de pulsos, obtenidas debido a los fragmentos del aire producidos en las colisiones usando un osciloscopio. Para cada una de las energías de colisión, se registró la señal correspondiente y se hizo un conteo de los pulsos, en función del voltaje de enfoque  $V_5$ , manteniendo  $V_1 = 500$  V y dejando los demás electrodos a tierra.

Las energías consideradas fueron: tres, cuatro, cinco, seis y siete keV. Para cada una de ellas se hizo una serie de tomas de datos, las series consistían en determinar el número de pulsos para un voltaje  $V_5$  durante un intervalo de tiempo de 5 segundos, en diez ocasiones. Después de terminar la corrida, se cambiaba el valor de  $V_5$  y se comenzaba de nuevo. Los valores considerados de  $V_5$  estuvieron entre 0 y 250 V, y se tomaron en intervalos de 50 V. De las diez tomas registradas en cada valor de  $V_5$  se hizo un promedio para cada una de las energías, lo cual se visualiza a continuación (tabla 5.1 y figura 5.1):

<i>Voltaje <math>V_5</math></i> <i>Energía</i>	<i>0 V</i>	<i>50 V</i>	<i>100 V</i>	<i>150 V</i>	<i>200 V</i>	<i>250 V</i>
<i>Tres keV</i>	31.7(50)	14.4(32)	9.5(20)	6.7(9)	4.5(21)	2.8(15)
<i>Cuatro keV</i>	31.0(39)	11.9(21)	7.4(15)	4.5(16)	2.5(10)	1.5(10)
<i>Cinco keV</i>	28.4(45)	12.2(33)	8.3(23)	4.8(14)	3.0(18)	1.9(14)
<i>Seis keV</i>	26.2(52)	14.4(24)	8.6(17)	6.4(22)	3.8(15)	2.3(11)
<i>Siete keV</i>	26.9(35)	20.2(38)	10.2(24)	6.6(25)	5.5(14)	3.0(14)

Tabla 5.1 Número de pulsos promedio, con  $V_1 = 500$  V.

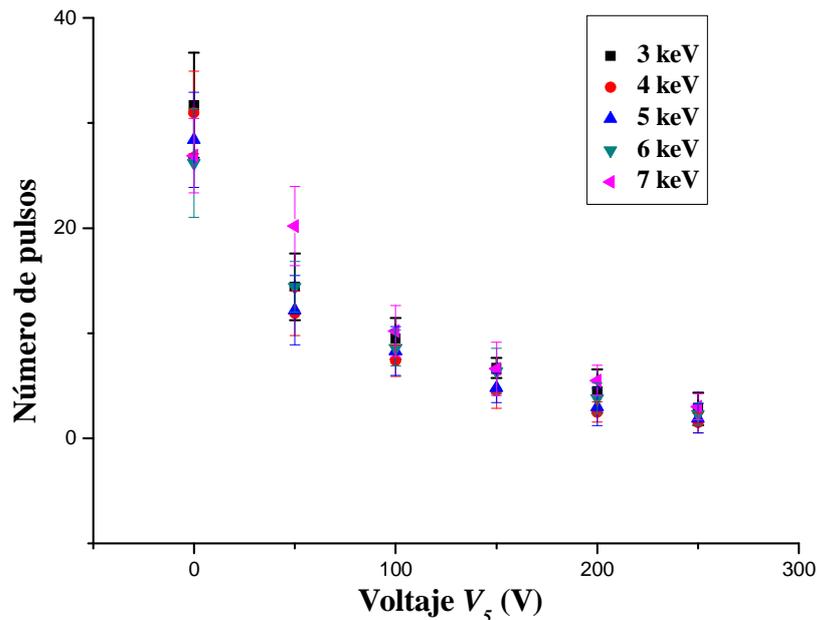


Figura 5.1 Número de pulsos promedio en el caso en que  $V_1 = 500$  V.

Se observó un decaimiento de los pulsos registrados conforme el voltaje de enfoque fue aumentando, este decaimiento resultó ser exponencial. En concreto, si  $N$  representa el total de pulsos, al hacer los respectivos ajustes se llegó a:

$$N = A \exp\left(-\frac{V_5}{\alpha}\right) + N_0 \quad (5.6)$$

donde los valores de los parámetros  $A$ ,  $\alpha$  y  $N_0$  se dan a continuación:

<i>Energía (keV)</i>	<i>A</i>	<i><math>\alpha</math>(V)</i>	<i><math>N_0</math></i>
<i>Tres</i>	27.3(27)	77.1(144)	2.4(13)
<i>Cuatro</i>	28.2(24)	59.6(86)	1.4(7)
<i>Cinco</i>	26.0(18)	70.4(98)	1.4(8)
<i>Seis</i>	24.2(18)	87.9(105)	1.1(7)
<i>Siete</i>	26.9(24)	109.3(275)	0.5(22)
<i>Promedio</i>	26.5(15)	80.9(189)	1.4(22)

Tabla 5.2 Parámetros del ajuste para las diferentes energías.

A partir de estos valores se concluyó que los valores de  $A$  y  $N_0$  prácticamente se traslapan con sus intervalos de incertidumbre y se encuentran alrededor de sus valores promedio, 26.5 y 1.4 respectivamente; por otra parte, el valor de  $\alpha$  cambia de forma considerable para los diferentes valores de la energía, sin embargo, el intervalo de incertidumbre asociado a  $\alpha$  intersecta al intervalo de error correspondiente a su valor promedio que fue de 80.9 V. A partir de lo anterior, se concluye que aunque existe una dependencia del número de pulsos promedio  $N$ , a través del parámetro  $\alpha$ , con respecto de la energía de los protones incidentes, el comportamiento cualitativo es semejante en cada uno de los casos, en donde se aprecia que el voltaje aplicado al disco cinco  $V_5$ , no ayuda al enfoque de los fragmentos, sino al contrario causa una disminución en el registro de estos en el detector.

Con la idea de reproducir el comportamiento general sobre el conteo de los pulsos desde otro punto de vista, se recurrió a la ayuda del SIMION-7, para construir la simulación computacional del arreglo geométrico del sistema de interacción, y se hizo la simulación de las trayectorias de los iones. Se consideraron 60 iones, suponiéndolas partículas de  $N_2^+$ . A continuación se muestran algunas trayectorias reproducidas para diferentes valores del voltaje de enfoque  $V_5$ .

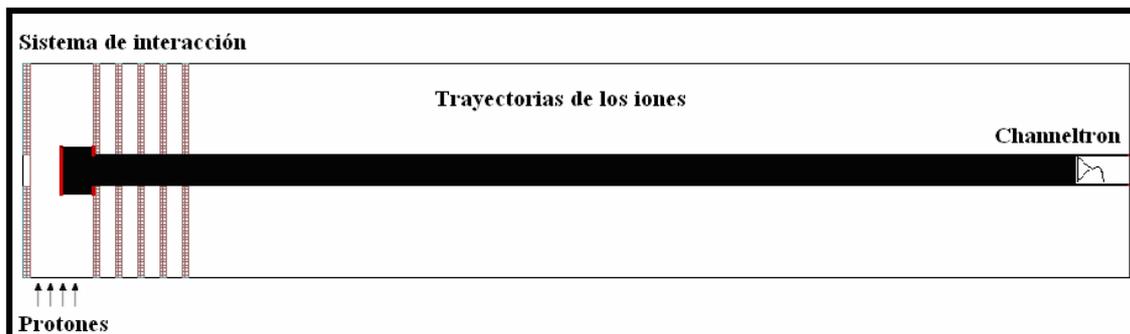


Figura 5.2 Trayectorias de los iones en la simulación.  $V_1 = 500$  V,  $V_5 = 0$  V.

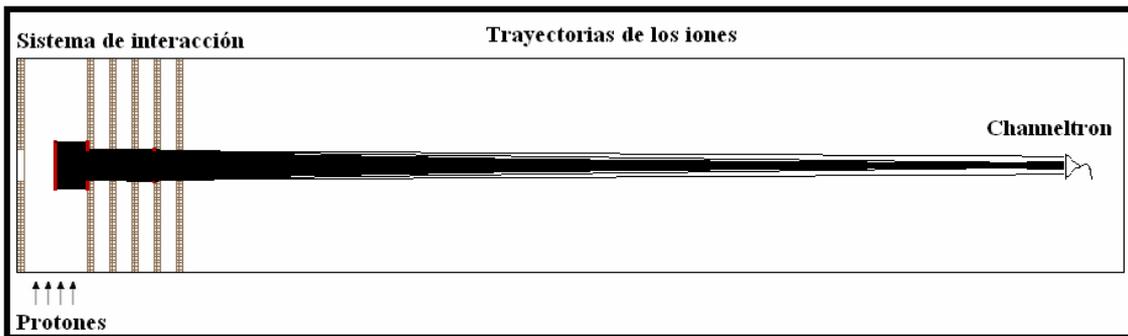


Figura 5.3 Trayectorias de los iones en la simulación.  $V_1 = 500$  V,  $V_5 = 75$  V.

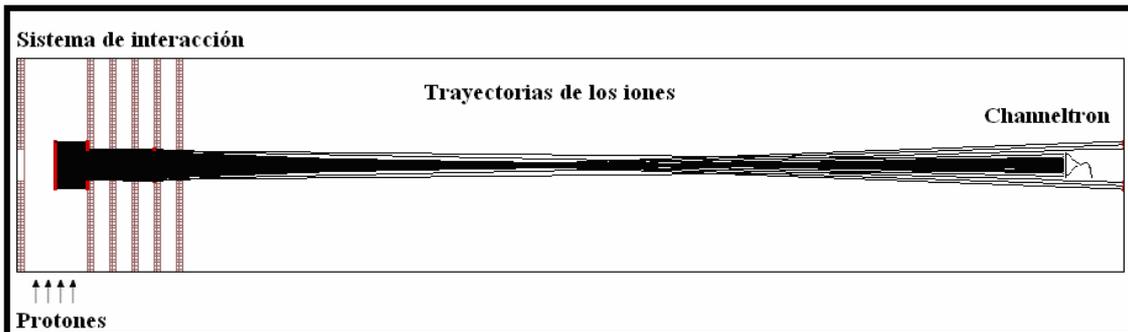


Figura 5.4 Trayectorias de los iones en la simulación.  $V_1 = 500$  V,  $V_5 = 100$  V.

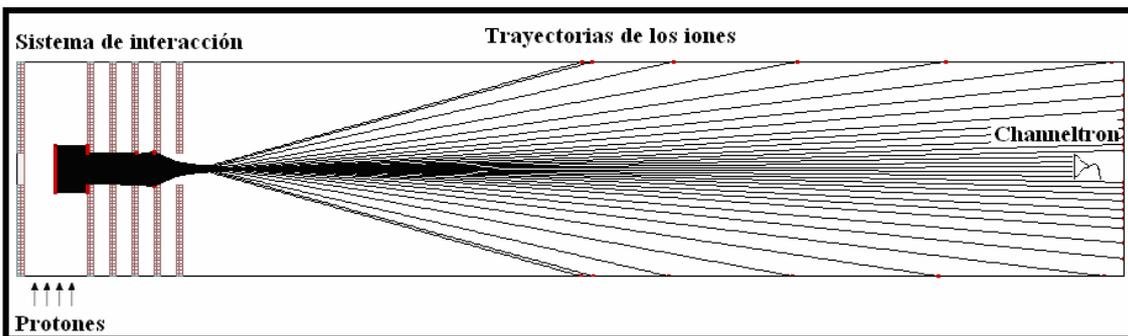


Figura 5.5 Trayectorias de los iones en la simulación.  $V_1 = 500$  V,  $V_5 = 200$  V.

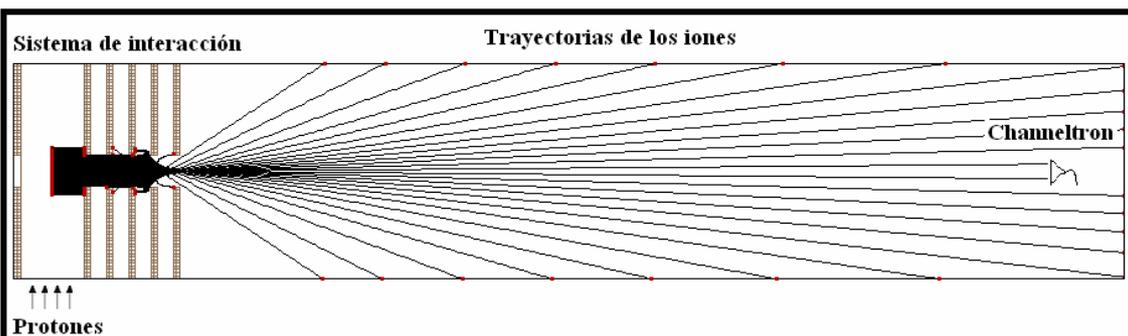
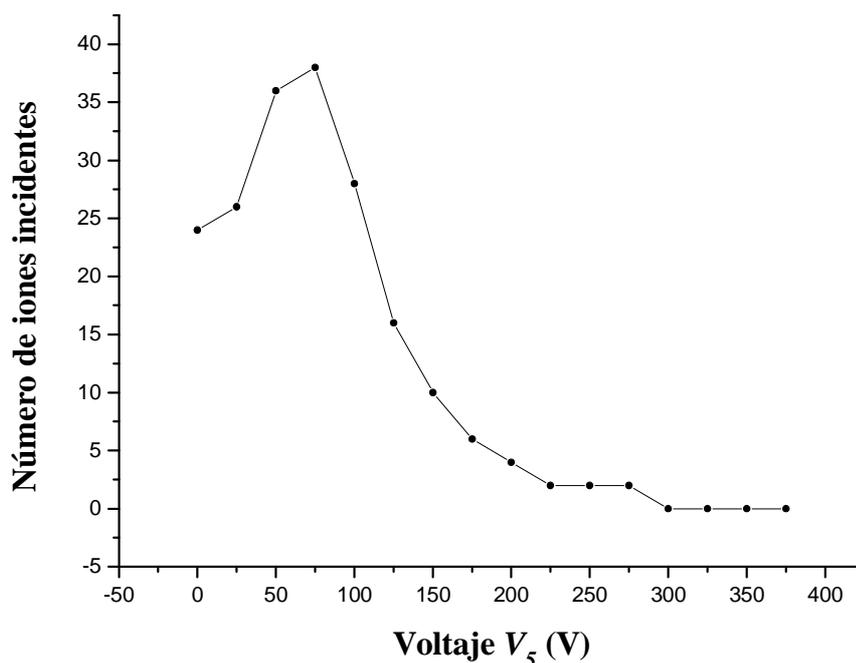


Figura 5.6 Trayectorias de los iones en la simulación.  $V_1 = 500$  V,  $V_5 = 275$  V.

Se realizaron en total diez simulaciones, de donde se hizo el estudio del comportamiento del número de iones como función de  $V_5$ , con lo que se obtuvo la siguiente gráfica (figura 5.7):



**Figura 5.7 Número de iones incidentes de acuerdo a la simulación.**

Como era de esperarse la simulación computacional predice la existencia de un voltaje de enfoque  $V_5$  diferente de cero, para el cual se detectan un número máximo de fragmentos, en este caso ocurre en  $V_5 = 75$  V, todo esto de acuerdo a que el conjunto de discos electrostáticos posee simetría cilíndrica, y por ello, existe la garantía de enfocar el haz de iones en un punto a lo largo del eje de simetría, (Sección 3.2.1.2).

Claramente, este comportamiento no se refleja en los resultados experimentales, en los cuales parecería que la lente, en vez de enfocar los fragmentos los desvía fuera del detector. La manera de empatar estas dos situaciones lleva a considerar que si bien el Channeltron está recibiendo el impacto de un cierto número de partículas, es decir, una parte de los fragmentos sí los está detectando, no lo está haciendo de manera óptima, ya que no reproduce el comportamiento esperado de acuerdo con el arreglo geométrico del sistema de interacción; la causa a la que se atribuye el problema es que al parecer el detector se encuentra fuera de foco, es decir, que se encuentra desplazado algunos milímetros fuera del eje de simetría del sistema de interacción. De ahí que al ir aumentando el valor del voltaje  $V_5$  los pulsos sean cada vez menos frecuentes debido precisamente a que la mayoría de los fragmentos serán dirigidos al punto focal dentro del eje, el cual se encontraría alejado de la zona de detección del Channeltron.

Haciendo uso nuevamente del simulador, se reprodujeron las trayectorias de los iones, pero ahora se tomaba en consideración un desfase del detector en unos cuantos milímetros del eje de simetría del sistema de interacción, y se contaba el número de iones incidentes, los comportamientos obtenidos se reflejan a continuación:

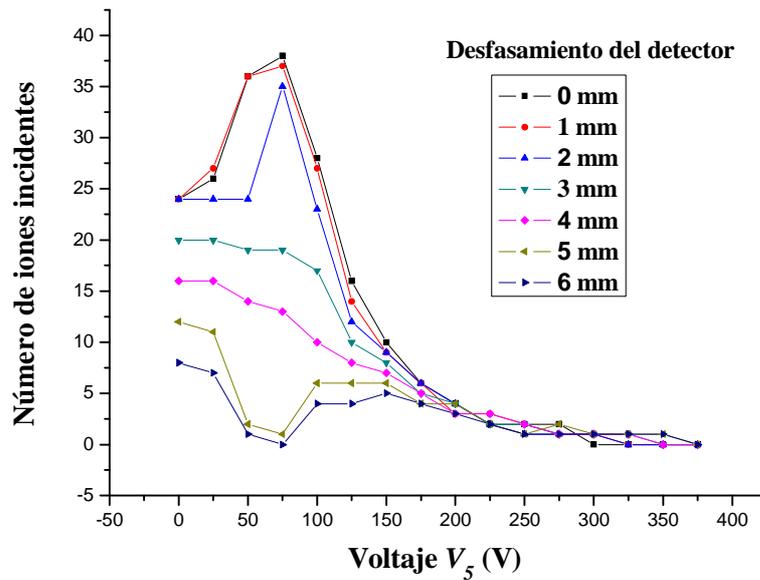


Figura 5.8 Número de iones incidentes con diferentes desfasamientos.

De la gráfica anterior se pueden distinguir varios comportamientos. Si el detector se encuentra centrado en el eje de simetría o desfasado 1 o 2 mm existe un voltaje para el cual la lente logra el enfoque de los iones, en ese lugar se tendrá un máximo en la incidencia y con ello una señal de respuesta más intensa; no ocurre lo mismo si el desfasamiento está entre 3 y 6 mm, en este caso la incidencia óptima tiene lugar cuando no se aplica voltaje alguno al el lente de enfoque, en estos casos, conforme  $V_5$  aumenta, hay una repercusión negativa en el número de iones detectados.

De entre todas las gráficas anteriores, se puede destacar el caso en que el desfasamiento es de 4 mm. Bajo esta condición, ocurre que el número de iones incidentes decae, salvo en un punto, como función de  $V_5$ , aún más, la forma en que esto pasa es semejante al comportamiento de los pulsos detectados experimentalmente:

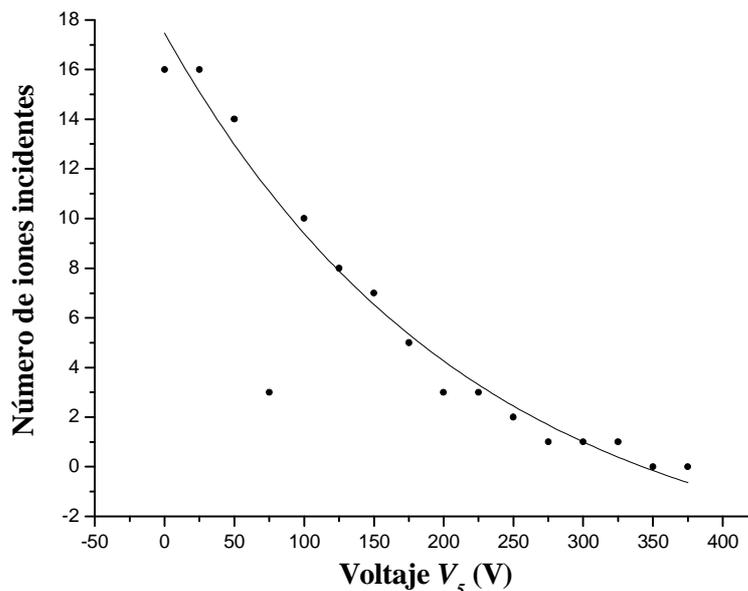


Figura 5.9 Número de iones incidentes con un desfasamiento de 4 mm.

Tal pareciera, que realmente el detector se encontrara aproximadamente a unos 4 mm del eje de simetría del sistema de interacción, de esta manera existiría una mejor compatibilidad entre los resultados experimentales y la simulación computacional.

### **5.3 Conclusiones generales y perspectivas**

Se lograron identificar los valores de los parámetros asociados con la generación y la intensidad del haz de protones, en función de las energías de aceleración de entre tres y siete keV; se comprobó que los resultados de esta caracterización fueran consistentes con lo que se esperaba de cada uno de ellos: de  $i_m$  se concluyó que el haz estaba compuesto de protones, además de que ambos parámetros,  $V_e$  y  $V_c$  reprodujeron un comportamiento lineal con respecto a  $V_a$  tal y como se esperaba.

Por otra parte, se presentaron las primeras señales, debidas a los fragmentos producidos en la colisión particular de protones en aire, con las energías ya mencionadas; se verificó que realmente estas señales eran producidas como consecuencia de las colisiones y se compararon con una simulación computacional. Los resultados experimentales fueron inconsistentes con la simulación, de donde se dedujo que la detección de los fragmentos no era óptima. De los posibles orígenes de esta discrepancia, se pensó en que tal vez el detector de las señales no estaba en el lugar adecuado, que tal vez tuviera un desfaseamiento, en el sentido de que su ubicación se encontraba fuera del eje por donde pasaban los fragmentos. Se realizaron entonces nuevas simulaciones y se encontró que los resultados experimentales se ajustaban casi por completo cuando el desfaseamiento era de 4 mm; por lo que se concluyó que el detector no se encontraba centrado en el eje de los fragmentos y por ello la detección no resultaba óptima.

Se puede resumir este trabajo diciendo que en efecto, las partes constitutivas del acelerador están funcionando de forma adecuada, por lo que se da la pauta para la continuación de los trabajos siguientes: por un lado el seguimiento de la caracterización de las partes restantes del acelerador, principalmente en las componentes de la cámara de reacción, en la cual se pondrá énfasis en la verificación de la alineación del detector con los discos del sistema de interacción, y posteriormente la obtención del espectro de Tiempo de Vuelo para la misma colisión con energías de entre 1 y 10 keV.

# APÉNDICES

## APÉNDICE A, LA OBTENCION DE PROTONES

### A.1 Cálculo de $k$

Para caracterizar el filtro de velocidades primero fue necesario encontrar el valor de la constante  $k$  que relaciona la corriente inducida en el electroimán con el campo magnético generado en la zona central del filtro de velocidades. La relación de  $k$  respecto con los demás parámetros experimentales viene dada a partir la ecuación 2.7:

$$k = \left[ \frac{m}{2qV_a} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{V_f}{i_m d} \quad (\text{A.1})$$

donde las incertidumbres asociadas con este desarrollo experimental son: [21]

$$\frac{\delta k}{k} = \frac{\delta V_f}{V_f} + \frac{\delta i_m}{i_m} + \frac{\delta V_a}{2V_a} \quad (\text{A.2})$$

De todas las cantidades de las que depende  $k$ ,  $m$  e  $i_m$  son los únicos parámetros que no están determinados y por lo tanto son las cantidades a encontrar, para ello se considera la dependencia de  $i_e$  en función de  $i_m$ .

Las tablas A.1 y A.2 contienen los datos correspondientes a la gráfica de la figura 3.1, la cual es una muestra representativa del comportamiento de  $i_e$  en función de  $i_m$ , las condiciones experimentales para esta muestra fueron:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 3940.0(5)$  V
- Voltaje de enfoque:  $V_e = 3090.0(5)$  V
- Voltaje del codo de diez grados:  $V_c = 440.0(6)$  V
- Voltaje del filtro de velocidades:  $V_f = 290(5)$  V

	$i_m$ (A) $\delta i_m = 0.005$ A	$i_e$ (pA) $\delta i_e = 0.5$ pA		$i_m$ (A) $\delta i_m = 0.005$ A	$i_e$ (pA) $\delta i_e = 0.5$ pA
1	0.40	0	11	0.56	7
2	0.45	2	12	0.57	0
3	0.46	9	13	0.58	0
4	0.47	20	14	0.59	0
5	0.48	45	15	0.60	0
6	0.49	47	16	0.61	0
7	0.50	54	17	0.62	0
8	0.51	48	18	0.63	0
9	0.52	41	19	0.64	0
10	0.54	35	20	0.65	4

Tabla A.1 Datos correspondientes a la gráfica de la figura 3.1  $i_e$  en función de  $i_m$ , con  $E_a = 4$  keV.

	$i_m$ (A) $\delta i_m = 0.005$ A	$i_e$ (pA) $\delta i_e = 0.5$ pA		$i_m$ (A) $\delta i_m = 0.005$ A	$i_e$ (pA) $\delta i_e = 0.5$ pA	
21	0.68	45		28	0.82	70
22	0.69	120		29	0.83	36
23	0.71	170		30	0.84	6
24	0.72	260		31	0.85	0
25	0.74	310		32	0.86	0
26	0.76	300		33	0.90	0
27	0.79	220		34	0.91	0

Tabla A.2 Datos correspondientes a la gráfica de la figura 3.1,  $i_e$  en función de  $i_m$ , con  $E_a = 4$  keV (continuación).

Se observa en este caso, que el máximo primario ocurre en  $i_m = 0.740(5)$  A. El comportamiento anterior es similar para las distintas energías de aceleración. Como muestra, se presenta otra gráfica, pero ahora con una energía de aceleración de tres keV.

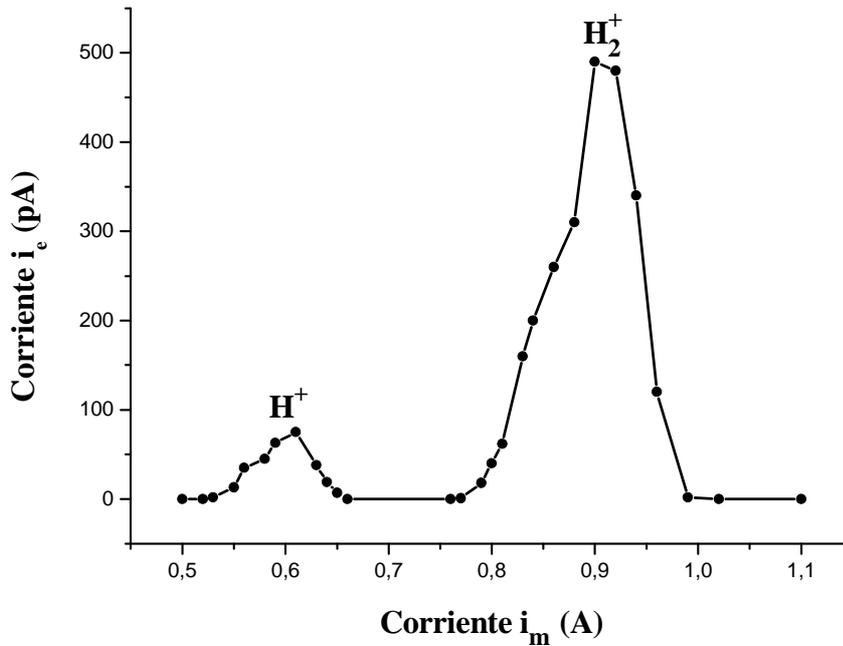


Figura A.1  $i_e$  en función de  $i_m$ , con  $E_a = 3$  keV, el máximo primario ocurre cuando  $i_m = 0.900(5)$  A y el secundario cuando  $i_m = 0.610(5)$  A.

El procedimiento general se repitió en 48 ocasiones con distintas condiciones experimentales, en cada caso se encontró un valor para  $i_m$  que maximizará  $i_e$ , dichos valores se asociaron con los iones de  $H_2^+$ , y a partir de esto se calculó el valor correspondiente de  $k$  (ecuación A.1). A continuación se muestran los resultados obtenidos en cada una de ellas (tabla A.3).

	$i_m$ (A) $\delta A = 0.005 A$	$V_\omega$ (V) $\delta V = 0.5 V$	$K$ ( $\times 10^{-2} T/A$ )		$i_m$ (A) $\delta A = 0.005 A$	$V_\omega$ (V) $\delta V = 0.5 V$	$K$ ( $\times 10^{-2} T/A$ )
1	0.93	2930	3.307(75)	25	0.63	5920	3.434(86)
2	0.92	2930	3.343(76)	26	0.55	5930	3.930(103)
3	0.93	2930	3.307(75)	27	0.63	5930	3.431(86)
4	0.91	2940	3.374(77)	28	0.64	5930	3.378(85)
5	0.84	3430	3.384(78)	29	0.59	5940	3.661(94)
6	0.78	3920	3.409(81)	30	0.57	5940	3.789(99)
7	0.78	3920	3.409(81)	31	0.58	6430	3.579(93)
8	0.79	3920	3.365(79)	32	0.49	6920	4.084(112)
9	0.78	3930	3.404(80)	33	0.57	6920	3.511(91)
10	0.78	3930	3.404(80)	34	0.58	6920	3.450(89)
11	0.76	3940	3.489(83)	35	0.49	6920	4.084(112)
12	0.75	3940	3.536(84)	36	0.58	6930	3.448(89)
13	0.68	4430	3.678(90)	37	0.57	6930	3.508(91)
14	0.72	4920	3.296(80)	38	0.53	6940	3.770(101)
15	0.68	4920	3.490(86)	39	0.51	6940	3.918(106)
16	0.61	4920	3.890(99)	40	0.89	2940	3.449(79)
17	0.75	4930	3.161(76)	41	0.80	3440	3.548(83)
18	0.63	4930	3.763(95)	42	0.76	3940	3.489(83)
19	0.68	4930	3.486(86)	43	0.73	4440	3.422(82)
20	0.66	4940	3.588(89)	44	0.66	4940	3.588(89)
21	0.67	4940	3.535(87)	45	0.65	5440	3.472(87)
22	0.67	5430	3.372(83)	46	0.59	5940	3.661(94)
23	0.56	5920	3.863(101)	47	0.57	6440	3.639(95)
24	0.64	5920	3.380(746)	48	0.55	6940	3.633(96)

Tabla A.3 Valores máximos de  $i_m$  en función de  $V_a$  con los cuales se obtuvo  $k$ .

Es a partir de los valores anteriores que se determina el valor de  $k$ , el cual resulta de:

$$k = 3.544(225) \times 10^{-2} T/A \quad (A.3)$$

La incertidumbre relativa representa el 6.3% del valor encontrado para  $k$ , lo cual fue suficiente para garantizar la identificación de los iones del haz.

## A.2 El haz de protones

Para encontrar el valor de la masa, asociada a los máximos secundarios (en principio se esperaba que estuvieran asociados con los iones de  $H^+$ ) se hace notar que se debe cumplir la siguiente relación:

$$m = 2qV_a \left[ \frac{kdi_m}{V_f} \right]^2 \quad (A.4)$$

Al evaluar la masa de forma experimental se debe tomar en cuenta las respectivas incertidumbres asociadas, en este caso para  $m$  se tiene:

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{\delta V_a}{V_a} + 2 \left[ \frac{\delta i_m}{i_m} + \frac{\delta k}{k} + \frac{\delta V_f}{V_f} \right] \quad (\text{A.5})$$

Los datos fueron registrados en 76 mediciones, tomadas en 12 corridas diferentes donde para cada una de ellas se tomó el valor de  $V_a$ ,  $i_m$  y  $m$ .

	$i_m$ (A) $\delta A = 0.005A$	$V_a$ (V)	$m$ ( $\times 10^{-27}$ kg)		$i_m$ (A) $\delta A = 0.005 A$	$V_a$ (V)	$m$ ( $\times 10^{-27}$ kg)
1	0.59	2920	1.54	39	0.49	3920	1.43
2	0.63	2920	1.76	40	0.51	3920	1.55
3	0.56	2920	1.39	41	0.51	3930	1.55
4	0.63	2920	1.76	42	0.54	3930	1.74
5	0.63	2920	1.76	43	0.48	3940	1.38
6	0.57	2920	1.44	44	0.49	3940	1.43
7	0.57	2920	1.44	45	0.48	4430	1.55
8	0.63	2920	1.76	46	0.48	4920	1.72
9	0.59	2920	1.54	47	0.43	4920	1.38
10	0.63	2930	1.76	48	0.44	4920	1.44
11	0.62	2930	1.71	49	0.42	4920	1.32
12	0.63	2930	1.76	50	0.44	4920	1.44
13	0.62	2940	1.71	51	0.44	4920	1.44
14	0.59	2940	1.55	52	0.45	4920	1.51
15	0.54	3430	1.52	53	0.48	4930	1.72
16	0.42	4930	1.32	54	0.38	5930	1.30
17	0.48	4930	1.72	55	0.39	5940	1.37
18	0.43	4940	1.38	56	0.36	5940	1.17
19	0.45	4940	1.52	57	0.32	6920	1.07
20	0.42	5430	1.45	58	0.41	6920	1.76
21	0.42	5920	1.58	59	0.39	6920	1.60
22	0.38	5920	1.30	60	0.38	6920	1.51
23	0.37	5920	1.23	61	0.38	6920	1.51
24	0.35	5920	1.10	62	0.38	6920	1.51
25	0.42	5920	1.58	63	0.39	6920	1.56
26	0.35	5920	1.10	64	0.34	6920	1.21
27	0.35	5920	1.10	65	0.38	6930	1.52
28	0.38	5920	1.30	66	0.34	6940	1.22
29	0.45	5920	1.82	67	0.33	6940	1.14
30	0.42	5930	1.59	68	0.6	2940	1.60
31	0.52	3920	1.61	69	0.53	3440	1.46
32	0.53	3920	1.67	70	0.49	3940	1.43
33	0.53	3920	1.67	71	0.47	4440	1.49
34	0.42	3920	1.05	72	0.44	4940	1.45
35	0.43	3920	1.10	73	0.42	5440	1.45
36	0.42	3920	1.05	74	0.38	5940	1.30
37	0.44	3920	1.15	75	0.37	6440	1.34
38	0.42	3920	1.05	76	0.36	6940	1.36

Tabla A.4 Valores de  $i_m$  y  $V_a$  con los cuales se obtuvo  $m$ .

Utilizando estos valores y haciendo los correspondientes cálculos según la ecuación A.4 se encuentra que en promedio los iones seleccionados tienen una masa de:

$$m = 1.46(21) \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (\text{A.6})$$

Es decir, las masas seleccionadas tiene un valor promedio de  $1.46 \times 10^{-27}$  kg con una incertidumbre relativa del 14.4%. Aunque el intervalo de error resulta ser grande, garantiza que los iones seleccionados, causantes de los máximos secundarios, deben tener una masa dentro del siguiente intervalo:

$$m \in (1.25, 1.67) \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (\text{A.7})$$

Comparando este resultado con el valor de  $m_p$  el cual es de  $1.67 \times 10^{-27}$  kg (que cae en el intervalo de las incertidumbres) se verifica realmente que el haz está compuesto por protones.

## APÉNDICE B, VOLTAJE DE ENFOQUE

### B.1 Caracterización del voltaje de enfoque

Una vez que se ha garantizado que el haz filtrado está constituido por protones, se busca que su intensidad sea máxima. Para ello quedan pendientes dos parámetros por ajustar. El primero corresponde al voltaje de enfoque aplicado a las lentes Einzel  $V_e$ . Para encontrar el valor óptimo, fue necesario hacer un análisis del comportamiento de la intensidad del haz de protones como función de  $i_e$ .

A continuación se presenta la tabla de valores asociada con la gráfica de la Figura 3.4, entre  $i_e$  y  $V_e$ , en este caso  $V_a = 3940$  V.

	$V_e$ (V) $\delta V = 0.5$ V	$i_e$ ( $\times 10^{-11}$ A) $\delta i_e = 0.5 \times 10^{-11}$ A		$V_e$ (V) $\delta V = 0.5$ V	$i_e$ ( $\times 10^{-11}$ A) $\delta i_e = 0.5 \times 10^{-11}$ A
1	2880	0.00	16	3080	2.25
2	2900	0.00	17	3082	2.35
3	2920	0.20	18	3084	2.40
4	2940	0.50	19	3086	2.40
5	2960	0.80	20	3088	2.40
6	2980	1.10	21	3090	2.35
7	3000	1.30	22	3092	2.35
8	3010	1.40	23	3094	2.35
9	3020	1.50	24	3096	2.35
10	3030	1.70	25	3098	2.30
11	3040	1.90	26	3100	2.30
12	3050	2.00	27	3110	2.00
13	3060	2.10	28	3120	1.90
14	3070	2.20	29	3140	0.90
15	3075	2.20	30	3160	0.00

Tabla B.1 Comportamiento de  $i_e$  en función de  $V_e$  cuando  $E_a = 4$  keV.

Los datos anteriores se registraron con las siguientes condiciones experimentales:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 3940.0(5)$  V
- Voltaje del codo de diez grados:  $V_c = 467.0(6)$  V
- Voltaje del filtro de velocidades:  $V_f = 290(5)$  V
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.490(5)$  A

El procedimiento anterior se repitió en 49 ocasiones, con diferentes condiciones experimentales, para 18 distintos voltajes de aceleración, a continuación se muestran los valores de  $V_e$  encontrados.

	$V_a$ (V) $\delta V = 0.5 V$	$V_e$ (V) $\delta V = 0.5 V$		$V_a$ (V) $\delta V = 0.5 V$	$V_e$ (V) $\delta V = 0.5 V$
1	1400	1043	26	3930	3061
2	1900	1497	27	3930	3110
3	2400	1874	28	4920	3846
4	2900	2257	29	4920	3839
5	2920	2229	30	4920	3804
6	2920	2266	31	4920	3849
7	2920	2268	32	4920	3840
8	2920	2278	33	4930	3921
9	2920	2283	34	4930	3872
10	2920	2284	35	4930	3921
11	2920	2287	36	4940	3975
12	2920	2299	37	5430	4301
13	2930	2258	38	5920	4521
14	2930	2261	39	5920	4543
15	2930	2282	40	5920	4530
16	2930	2291	41	5940	4607
17	2930	2306	42	6430	5058
18	2930	2307	43	6920	5436
19	3430	2738	44	6920	5439
20	3920	3244	45	6920	5433
21	3920	3248	46	6920	5434
22	3920	3246	47	6920	5458
23	3920	3246	48	6940	5461
24	3920	3245	49	6940	5430
25	3930	3083			

**Tabla B.2 Valores óptimos de  $V_e$  en función de  $V_a$ .**

Es a partir de promediar estos datos que se construye un valor promedio de  $V_e$  como función de  $V_a$ :

	$V_a$ (V) $\delta V = 0.5 V$	$V_e$ (V)		$V_a$ (V) $\delta V = 0.5 V$	$V_e$ (V)
1	1400	1043.0(5)	10	4920	3836.0(180)
2	1900	1497.0(5)	11	4930	3905.0(280)
3	2400	1874.0(5)	12	4940	3975.0(5)
4	2900	2257.0(5)	13	5430	4301.0(5)
5	2920	2274.0(210)	14	5920	4531.0(110)
6	2930	2284.0(210)	15	5940	4607.0(5)
7	3430	2738.0(5)	16	6430	5058.0(5)
8	3920	3246.0(10)	17	6920	5435.0(30)
9	3930	3085.0(240)	18	6940	5445.0(220)

**Tabla B.3  $V_e$  óptimo en función de  $V_a$ .**

La conclusión a la cual se llega después de hacer el análisis de los datos correspondientes a la tabla anterior, es que para maximizar la corriente de protones con

respecto a  $V_e$ , es necesario tener una relación lineal entre este voltaje y  $V_a$  dada por, (Figura 3.5):

$$V_e = 0.785(12)V_a \quad (\text{B.1})$$

Es decir que por cada 1000 V de voltaje de aceleración que se aplique a los protones es necesario que se tome un voltaje de enfoque de 785(12) V, con una incertidumbre relativa del 1.53%. Esta dependencia muestra concordancia con respecto al manual de fabricación ( $V_e = 0.667V_a$ ) [10], en cuanto a que se tiene una relación lineal entre estos dos voltajes.

## APÉNDICE C, VOLTAJE DE LOS DIEZ GRADOS

### C.1 Caracterización del voltaje de diez grados

El último parámetro por caracterizar que afecta de manera directa la intensidad del haz de iones es el voltaje aplicado a las placas de diez grados  $V_c$ . Este voltaje se aplica sobre un par de placas verticales paralelas dobladas cilíndricamente precisamente diez grados y están ubicadas en el codo de la línea del acelerador.

El procedimiento que se hizo para encontrar el voltaje óptimo de  $V_c$ , fue idéntico a los anteriores, sólo que ahora fue necesario hacer un análisis de la intensidad del haz de protones  $i_e$  como función de  $V_c$ .

A continuación se presentan los datos asociadas con el comportamiento típico de  $i_e$  en función de  $V_c$ .

	$V_c$ (V) $\delta V = 0.6$ V	$i_e$ ( $\times 10^{-11}$ A) $\delta i_e = 0.5 \times 10^{-11}$ A		$V_c$ (V) $\delta V = 0.6$ V	$i_e$ ( $\times 10^{-11}$ A) $\delta i_e = 0.5 \times 10^{-11}$ A	
1	300	0.1		18	457	17.0
2	325	0.8		19	415	16.0
3	350	1.6		20	420	17.0
4	375	6.7		21	422	17.5
5	390	12.0		22	425	17.5
6	395	13.0		23	427	18.0
7	400	14.0		24	430	18.0
8	405	14.0		25	432	18.0
9	410	15.5		26	435	18.0
10	437	18.0		27	460	17.0
11	440	19.0		28	465	16.0
12	442	19.0		29	475	14.5
13	445	18.0		30	500	9.5
14	447	18.0		31	520	7.3
15	450	18.0		32	550	5.5
16	452	17.5		33	575	0.6
17	455	17.5		34	600	0.0

Tabla C.1 Datos correspondientes a la gráfica de la figura 3.6 de  $i_e$  en función de  $V_c$ .

Se muestran las condiciones experimentales que se mantuvieron para la toma de dichos datos:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 3940(0.5) \text{ V}$
- Voltaje del codo de  $10^\circ$ :  $V_e = 3000(0.5) \text{ V}$
- Voltaje del filtro de velocidades:  $V_f = 290(5) \text{ V}$
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.490(5) \text{ A}$

El procedimiento anterior se repitió en 37 ocasiones, para 9 distintos voltajes de aceleración en cada uno de ellos se registró un valor de  $V_c$  que maximizará la corriente del haz de iones  $i_e$ , como función de  $V_a$ .

	$V_a \text{ (V)}$ $\delta V = 0.5 \text{ V}$	$V_c \text{ (V)}$ $\delta V = 0.6 \text{ V}$		$V_a \text{ (V)}$ $\delta V = 0.5 \text{ V}$	$V_c \text{ (V)}$ $\delta V = 0.6 \text{ V}$
1	2940	330.0	20	4940	585.0
2	2940	335.0	21	4940	580.0
3	2940	320.0	22	4940	592.5
4	2940	375.0	23	5440	597.5
5	2940	317.5	24	5440	612.5
6	2940	330.0	25	5940	617.5
7	3440	367.5	26	5940	630.0
8	3440	377.5	27	5940	695.0
9	3940	445.0	28	5940	650.0
10	3940	447.0	29	5940	617.5
11	3940	462.5	30	6440	780.0
12	3940	470.0	31	6440	757.5
13	3940	452.0	32	6940	747.5
14	3940	445.0	33	6940	750.0
15	4440	487.5	34	6940	785.0
16	4440	465.0	35	6940	777.5
17	4940	592.5	36	6940	795.0
18	4940	557.5	37	6940	747.5
19	4940	580.0			

**Tabla C.2** Tabla de valores de  $V_c$  óptimo en función de  $V_a$ .

Al hacer el promedio sobre los 9 valores distintos de  $V_a$  se obtiene.

	$V_a \text{ (V)}$ $\delta V = 0.5 \text{ V}$	$V_c \text{ (V)}$
1	2940	334.6(219)
2	3440	372.5(71)
3	3940	455.3(106)
4	4440	476.2(159)
5	4940	579.0(131)
6	5440	605.0(106)
7	5940	642.0(325)
8	6440	768.7(159)
9	6940	771.0(213)

**Tabla C.3** Valores promedio de  $V_c$  máxima en función de  $V_a$ .

Es a partir de estos datos que se construyó la gráfica de la Figura 3.7 en la cual se observa un comportamiento lineal. De aquí que para maximizar la intensidad de corriente de los protones incidentes en la bandera,  $V_c$  debe relacionarse con  $V_a$  por medio de:

$$V_c = 0.119(23)V_a \quad (C.1)$$

En este procedimiento sin embargo la incertidumbre relativa resultó del 19.3%, es decir que por cada 1000 V de voltaje de aceleración que se aplique a los protones es necesario tomar un voltaje para las placas de entre 96 y 142 V.

## APÉNDICE D, MEZCLA ÓPTIMA DEL GAS

### D.1 Mezcla óptima de Ar + H<sub>2</sub>

La generación del haz, que se lleva a cabo en la fuente de iones, se hace por medio de la inyección de Ar y H<sub>2</sub>. Estos gases al entrar en la región del filamento son ionizados y acelerados, además en conjunto forman un plasma (conocido también como descarga en arco). Los iones así formados son succionados y acelerados gracias al sistema de aceleración, y constituyen la mayor parte del haz colisionador. Por ello, la intensidad del haz está sensiblemente determinada por la cantidad de estos gases suministrados en la fuente así como por la cantidad relativa de cada uno de ellos. Por lo tanto resulta imprescindible en la caracterización del haz conocer las cantidades de  $P_{Ar}$  y de  $P_H$  necesarias para generar un haz con la mayor intensidad posible para ciertos parámetros determinados.

El procedimiento que se hizo para encontrar la mezcla óptima fue ajustar los parámetros encontrados en la Sección 3.2.1, luego se introdujo cierta cantidad de H<sub>2</sub> y paulatinamente se fue agregando Ar al mismo tiempo que se registraba la variación de  $i_e$ . El procedimiento se repitió en cinco ocasiones para diferentes energías de aceleración.

A continuación se presentan los datos registrados correspondientes a 4 keV, que son los utilizados en las gráficas de las figuras 3.8 y 3.9.

$P_H$	40(5)	50(5)	60(5)	70(5)	80(5)
$P_{Ar}$					
0(5)	1.1(5)	1.4(5)	1.5(5)	1.0(5)	1.7(5)
10(5)	1.3(5)	1.5(5)	1.8(5)	1.7(5)	1.8(5)
20(5)	1.7(5)	1.9(5)	2.1(5)	2.0(5)	2.0(5)
30(5)	2.2(5)	2.2(5)	2.4(5)	2.2(5)	2.4(5)
40(5)	4.1(5)	5.6(5)	4.5(5)	4.5(5)	3.4(5)
50(5)	--	--	--	--	--

Tabla D.1  $i_e \times 10^{-11}$  A en función de la presión  $P_{Ar}$  de y  $P_H$  en mtorr, para  $E_a = 4$  keV.

Para esta toma de datos las condiciones experimentales fueron:

- Voltaje de aceleración:  $V_a = 3940(0.5)$  V
- Voltaje de enfoque:  $V_e = 3109(0.5)$  V
- Voltaje de las placas de diez grados:  $V_c = 415(0.6)$  V
- Voltaje del filtro de velocidades:  $V_f = 290(5)$  V
- Corriente del electroimán:  $i_m = 0.480(5)$  A

A partir de esta tabla se pudo obtener la condición de la mezcla para maximizar  $i_e$  (en este ejemplo en particular se tuvo que las cantidades óptimas de  $P_{Ar}$  y de  $P_H$  son de 50 y 80 mtorr respectivamente). A continuación se muestran los resultados para varias energías de aceleración:

$V_a$ (kV) $\delta V = 0.5$ V	$P_H$ (mtorr) $\delta P_H = 5$ (mtorr)	$P_{Ar}$ (mtorr) $\delta P_{Ar} = 5$ (mtorr)	$i_e$ ( $\times 10^{-11}$ A) $\delta i_e = 0.5 \times 10^{-11}$ A
3	40	40	7.7
4	50	40	5.6
5	40	40	4.1
6	40	40	7.3
7	40	40	8.9

Tabla D.2 Cantidades de Ar y H<sub>2</sub> que maximizan la corriente  $i_e$ , para distintos valores de  $E_a$ .

La tabla anterior muestra que en general los valores óptimos para la corriente se encontraron cuando  $P_{Ar} = 40$  mtorr independientemente de  $E_a$  mientras tanto para tres, cinco, seis y siete keV se necesitaron 40 mtorr para  $P_H$  y 50 mtorr cuando  $E_a = 4$  keV.

## APÉNDICE E, CREACIÓN DEL SISTEMA DE TIEMPO DE VUELO

### E.1 La simulación computacional con dos discos

Para la simulación con dos discos se realizaron varias corridas, en cada una de ellas se dejaba fijo el valor de  $V_1$  y se variaba sistemáticamente  $V_2$  para realizar el conteo del número de iones incidentes dentro de la región de detección. La siguiente tabla muestra los resultados obtenidos mediante este procedimiento.

$V_1$ (V) $V_2$ (V)	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
100	1									
200	1	1								
300	1	1	1							
400	1	1	1	1						
500	1	1	1	1	1					
600	1	1	1	1	1	1				
700	1	1	1	1	1	1	1			
800	1	1	1	1	1	1	1	1		
900	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
1000	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Tabla E.1 Tabla correspondiente al número de iones que caen dentro de la región de detección en función de  $V_1$  y  $V_2$ .

Se observa claramente que el número de iones que caen en la región de detección es de uno solamente, el cual corresponde a un porcentaje de 3.3% del total inicial, independiente tanto de  $V_1$  como de  $V_2$ . Esto debido a que no se logra el enfoque del haz y por lo tanto no la gran mayoría de los fragmentos no inciden sobre el detector.

### E.2 La simulación computacional con tres discos

Para el procedimiento con tres discos en el sistema de interacción se tomaban  $V_1$  fijo en cada serie y  $V_3 = 0$ . La idea era encontrar el comportamiento del número de iones incidentes en la región de detección como función únicamente de  $V_2$ . En las siguientes tablas se muestran dichos números para diferentes series, en donde se toman distintos valores de  $V_1$  (100, 500 y 1000 V respectivamente, el resto se omite ya que presentan el mismo comportamiento).

$V_2$ (V)	10	20	30	40	50	60	70	71	72	73	74	80	90	100
# fragmentos	1	1	1	1	2	3	14	14	14	14	14	4	1	3

Tabla E.2 Tabla correspondiente al número de iones en función de  $V_2$ , para  $V_1 = 100$  V y  $V_3 = 0$  V.

$V_2$ (V)	100	250	300	330	350	360	370	380	400	450	500
# fragmentos	1	2	3	5	13	14	14	9	4	1	3

Tabla E.3 Tabla correspondiente al número de iones en función de  $V_2$ , para  $V_1 = 500$  V y  $V_3 = 0$  V.

$V_2$ (V)	400	500	600	700	715	730	740	750	800	900	1000
# fragmentos	1	2	3	13	14	14	14	11	4	1	3

Tabla E.4 Tabla correspondiente al número de iones en función de  $V_2$ , para  $V_1 = 1000$  V y  $V_3 = 0$  V.

En resumen se muestra la siguiente tabla en donde se observa el comportamiento de  $V_2$  como función de  $V_1$  cuando el número de fragmentos es de 14, es decir cuando obtenemos la máxima cantidad de iones en la región de detección.

$V_1$ (V)	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$V_2$ (V)	70	140	220	290	360	440	510	580	650	730

Tabla E.5 Tabla correspondiente al valor de  $V_2$  como función de  $V_1$ , cuando se maximiza el número de iones detectados.

A partir de esta tabla se infiere un comportamiento lineal entre estos dos voltajes, el cual viene dado por:

$$V_2 = 0.730(4)V_1 \quad (\text{E.1})$$

Este comportamiento es concordante con el encontrado en la sección 3.2.1.2 debido a que en esencia el arreglo electrostático con tres discos es un arreglo tipo Einzel, el cual ya se vio de forma experimental que reproduce un enfoque máximo de iones cuando hay una relación lineal bien definida entre los discos de aceleración y el de enfoque.

### E.3 La simulación computacional con seis discos

De acuerdo al procedimiento descrito en la sección 3.3.1.3 se registraron los siguientes datos para los casos particulares en que  $V_1$  toma los valores de 100, 500 y 1000 V (para los casos restantes solamente se muestran los valores de  $V_6$  en los cuales se maximiza el número de fragmentos):

$V_6$ (V)	0	10	15	16	17	18	19	20	21	22	24	25
# fragmentos	12	23	27	30	29	29	30	30	30	30	30	30
$V_6$ (V)	27	28	29	30	35	40	50	60	70	80	90	100
# fragmentos	30	29	26	24	21	23	22	22	22	17	14	22

Tabla E.6 Tabla correspondiente al número de iones en función de  $V_6$ , para  $V_1 = 100$  V.

$V_6$ (V)	0	20	40	60	70	80	85	86	87	90	100	105	108	110
# fragmentos	12	19	22	25	27	28	30	30	30	27	28	29	30	30
$V_6$ (V)	120	130	135	140	150	160	180	200	250	300	350	400	450	500
# fragmentos	30	30	30	28	28	27	24	23	22	22	22	22	18	15

Tabla E.7 Tabla correspondiente al número de iones en función de  $V_6$ , para  $V_1 = 500$  V.

<b>V<sub>6</sub> (V)</b>	0	50	100	150	160	163	164	165	166	170	180	190	194	195
<b># fragmentos</b>	12	20	24	28	29	29	30	30	29	29	27	27	29	30
<b>V<sub>6</sub> (V)</b>	220	250	272	273	280	290	300	400	500	600	700	800	900	1000
<b># fragmentos</b>	30	30	30	29	29	27	24	23	22	22	21	19	18	15

Tabla E.8 Tabla correspondiente al número de iones en función de  $V_6$ , para  $V_1 = 1000$  V.

A diferencia de los otros arreglos, en este último no solamente se logra enfocar el 100% de los iones, sino que además ocurre de dos distintas maneras. En la primera aparece un valor particular de  $V_6$  el cual depende linealmente de  $V_1$ . Pero aun más aparece todo un intervalo de valores distintos para  $V_6$  que permiten enfocar la totalidad de los iones y cuyo centro y longitud dependen linealmente de  $V_1$ .

## APÉNDICE F, EQUIPO EXPERIMENTAL

### F.1 Equipo experimental

A continuación se presenta una tabla con los principales componentes utilizados en la realización de las pruebas experimentales.

	<i>Equipo</i>	<i>Modelo</i>	<i>Descripción</i>
<i>Generación, aceleración, enfoque y filtrado del haz</i>	Cañon	Coluton, G1	Líneal, hasta 10 keV
	Fuente de iones	100 Q	Nitrito de Boro
<i>Corriente del haz</i>	Bandera	MDC, BLM2751	
	Electrómetro	Keithley, 610CR	Sensibilidad $10^{-15}$ A
<i>Detección</i>	Detector Channeltron	Galileo 4870	CEM
	Preamplificador	SRS, SR445A	Cuatro canales
	Osciloscopio	Hewlett Packard, 54602B	Hasta 180 MHz de frecuencia
	Tarjeta multicanal	ORTEC, MCSpci 32	100 ns, 65536 canales
<i>Generación y medición de vacío</i>	Bomba mecánica	ALCATEL, Pascal 2015 SD	
	Bomba turbomolecular	VARIAN, Turvbo-V 301	56,000 RPM
	Medidor de presión	Ionivac, ITR190	
	Medidor de presión	Varian, L91203021000	
	Válvula electroneumática	Standard gate, Size 1.5	
<i>Fuentes de voltaje</i>	Filamento	Kepeco, JQE	0-15 V, 0-25 A
	Ánodo	Kepeco, JQE	0-100 V, 0-5 A
	Aceleración y enfoque	Bertan, 205B-10R	0-10 kV, 1mA
	Filtro	Heathkit, IP2717	0-400V, 125mA
	Placas de diez grados	Acopian	0-2.5 kV, 0-25 mA
	Discos y channeltron	ORTEC, 659	0-5 kV
<i>Fuentes de corriente</i>	Electroimán	Digital, DRP3030	0-5 A

Tabla F.1 Equipo experimental.

# REFERENCIAS

- [1]. De la Peña Luis. *Introducción a la Mecánica Cuántica*, F.C.E., segunda edición, México D.F., 1991.
- [2]. De la Peña Luis. *Introducción a la Mecánica Cuántica*, Vol. II, Facultad de Ciencias UNAM, México 1977.
- [3]. H.Luna, M. Michael, M.B Shah, R. E Johnson, C.J. Latimer, and J. W. McConkey. *Dissociation of  $N_2$  in capture and ionization collisions with fast  $H^+$  and  $N^+$  ions and modeling of positive ion formation in the Titan atmosphere*, Journal of Geophysical Research, Vol. 108, No. E4, 5033, p14-23, 2003.
- [4]. Mathur Deepak. *Physics of Ion Impact Phenomena*, Springer-Verlag, Berlin 1991.
- [5]. Hasted.J.B. *Physics of Atomic Collisions*, segunda edición, Butterworth and Co.Ltd, 1972.
- [6]. H.S.W. Massey, H. B. Gilbody. *Electronic and Ionic Impact Phenomena Volume IV, Recombination and Fast Collisions of Heavy Particles*, segunda edición, Oxford University Press, 1974.
- [7] Massey, H.S.W *Rep. Prog. Phys.* Vol.12, p248, 1949.
- [8] Hasted, J. B. *Proc. Roy. Soc.* A205, p421, 1951.
- [9] *Bitácora del laboratorio de colisiones*, p114, 2010.
- [10] Colutron Research Corporation, *Manual de operación para el cañón modelo G-1 y G-2*, 2008.
- [11] Corona A. Pedro, *Calibración de un cañón de iones de baja energía*, Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM, México 2007.
- [12] Delcroix J.L., *Introducción a la teoría de los gases ionizados*. Ed. Alambra S.A Primera edición española, Madrid 1968.
- [13] Miranda Javier. *Técnicas Analíticas de Origen Nuclear: Un Curso Introductorio*, UNAM, Instituto de Física, México 1996.
- [14] Benítez J. Israel, *Generación y Detección de Iones Empleándole Cañón de Iones Modelo G-1*, Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM, p45-47, México 2010.
- [15] *Channeltron, Electron Multiplier Handbook for mass spectrometry applications*, p9-12, BURLE.
- [16] MCS-pci, *Hardware and Software User's Manual*. Advanced Measurement Technology, Inc., p1-6, 2004.
- [17] David R., *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC, edition 1997.

[18] Azbaid Abdelhaim. *Síntesis optimizada de lentes electrostáticas para el enfoque de partículas cargadas de KeV y MeV. Tesis Doctoral.* Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, p39,45,66,67, 1999.

[19] L. Gutiérrez, J. de Urquijo, C. Cisneros e I. Álvarez, *Diseño, construcción y operación de un acelerador de iones a energías de KeV.* Revista Mexicana de Física 34 No. 2(1988) p237-248.

[20] A. Dahl, David, *SIMION-7 3D Version 7.0 User's Manual*, Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, 2000.

[21]. Baird D.C., *Experimentación. Una introducción a la teoría de mediciones y al diseño de experimentos*, segunda edición, Pearson Educación, p20-21,1991.