



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

POBLACIONES RELATIVAS DE LOS
IONES HIDROGENICOS PRODUCIDOS EN
UNA FUENTE DE DESCARGA EN ARCO

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A :
L U I S G U T I E R R E Z

MEXICO, D. F.

1986



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

ÍNDICE

PRESENTACION Y OBJETIVO DEL TRABAJO	6
CAPÍTULO I: FUENTE DE IONES	
I.1 FUENTE DE IONES	11
I.2 CARÁCTERÍSTICAS DE LA DESCARGA EN ARCO A BAJA PRESIÓN DE GAS.	13
I.3 EXTRACCIÓN DE IONES	17
I.4 ACELERACIÓN DE IONES	19
I.5 PARÁMETROS OPERACIONALES DE LA FUENTE DE IONES ...	19
I.6 DESCRIPCIÓN Y ESQUEMA ELÉCTRICO DE LA FUENTE DE IONES	22
CAPÍTULO II: PROCESOS BÁSICOS	
II.1 GAS IONIZADO	25
II.2 EXCITACIÓN DE ÁTOMOS Y MOLECULAS	26
II.3 IONIZACIÓN DE ÁTOMOS Y MOLECULAS	29
II.4 FORMACIÓN DE IONES NEGATIVOS	34
II.5 TRANSFERENCIA DE CARGA	35
II.6 PROCESOS DE RECOMBINACIÓN	37
II.7 PROCESOS DE DISOCIACIÓN	38
II.8 DIFUSIÓN Y MOVILIDAD DE IONES Y ELECTRONES	40
II.9 EMISIÓN DE ELECTRONES SECUNDARIOS	41

CAPÍTULO III: SISTEMA DE ENFOQUE

III.1 LENTES ELECTROSTÁTICAS 43

III.2 ÓPTICA DE PARTÍCULAS CARGADAS 44

CAPÍTULO IV: SELECCIÓN Y DETECCIÓN DE IONES

IV.1 ESPECTRÓMETROS DE MASAS 53

IV.2 FILTRO DE CANTIDAD DE MOVIMIENTO 53

IV.3 FILTRO DE VELOCIDADES 58

IV.4 FILTRO DE ENERGÍAS 58

IV.5 CAJA DE FARADAY 60

CAPÍTULO V: MEDICIONES, RESULTADOS Y CONCLUSIONES 64

BIBLIOGRAFÍA 74

PRESENTACIÓN Y OBJETIVO DEL TRABAJO.

El objetivo fundamental de este trabajo es caracterizar una fuente de iones y para ello fue necesario primero, construir algunos elementos, ensamblar y poner en funcionamiento un acelerador de baja energía consistente en: sistema de vacío, fuente de iones, lente electrostática para el enfoque de los mismos, espectrómetro de masas y un sistema de detección para los iones debidamente analizados y separados, y la segunda, en medir las poblaciones de los iones hidrogénicos positivos a saber: H^+ , H_2^+ y H_3^+ , producidos en la fuente e intentar inducir alguna variación en su razón de producción modificando aquellos parámetros que puedan tener influencia en promover o inhibir algunos de ellos, respecto de los demás.

La razón que motiva este estudio es el de tener alguna indicación del estado con que estos iones dejan la fuente, así como de la capacidad que ofrece para modificar sus productos, información valiosa para los experimentos que se realizan en el grupo de Colisiones Atómicas y Moleculares del IFUNAM-Cuernavaca [1].

El sistema completo fué diseñado por el Dr. Ignacio Álvarez T. como parte del programa "Colisiones Atómicas y Moleculares asistidas con Laser". La fig. 1 muestra una parte de este sistema, que fué la que se utilizó en este trabajo.

La fig. 1 muestra esquemáticamente algunas de las partes exteriores del aparato, la sección llamada "cámara" aloja la fuente de iones y lente de enfoque que no se observan en el dibujo, en este elemento son producidos, acelerados y enfocados los iones. Los mecanismos de

IFUNAM

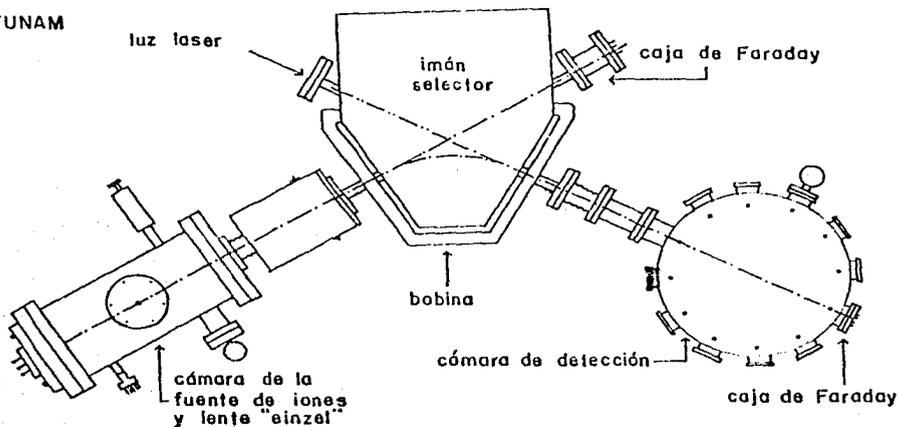


fig. 1 Dispositivo experimental.

producción, aceleración y enfoque, así como el detalle electrónico (fig.2) se describen en el capítulo I (también se hace referencia a la fig. 2 en los capítulos III y IV). En el capítulo II se presenta un panorama de los fenómenos físicos que contribuyen al funcionamiento de una fuente de iones. Es inútil intentar hacer un estudio teórico que explique en forma detallada el funcionamiento de una fuente de iones, prácticamente están presentes todos los procesos físicos que afectan a los gases o sólidos en su fase gaseosa, a saber: excitación, ionización, disociación, recombinación, etc; los cuales en forma competitiva contribuyen a la generación de un plasma, que en el caso de la fuente de iones del aparato que se describe proveerá en forma estable, los proyectiles. Sin embargo, esta revisión como se verá más adelante da una idea y una explicación de su funcionamiento. El capítulo III, trata del funcionamiento de la lente de enfoque y de las ecuaciones que gobiernan la trayectoria de las partícu-

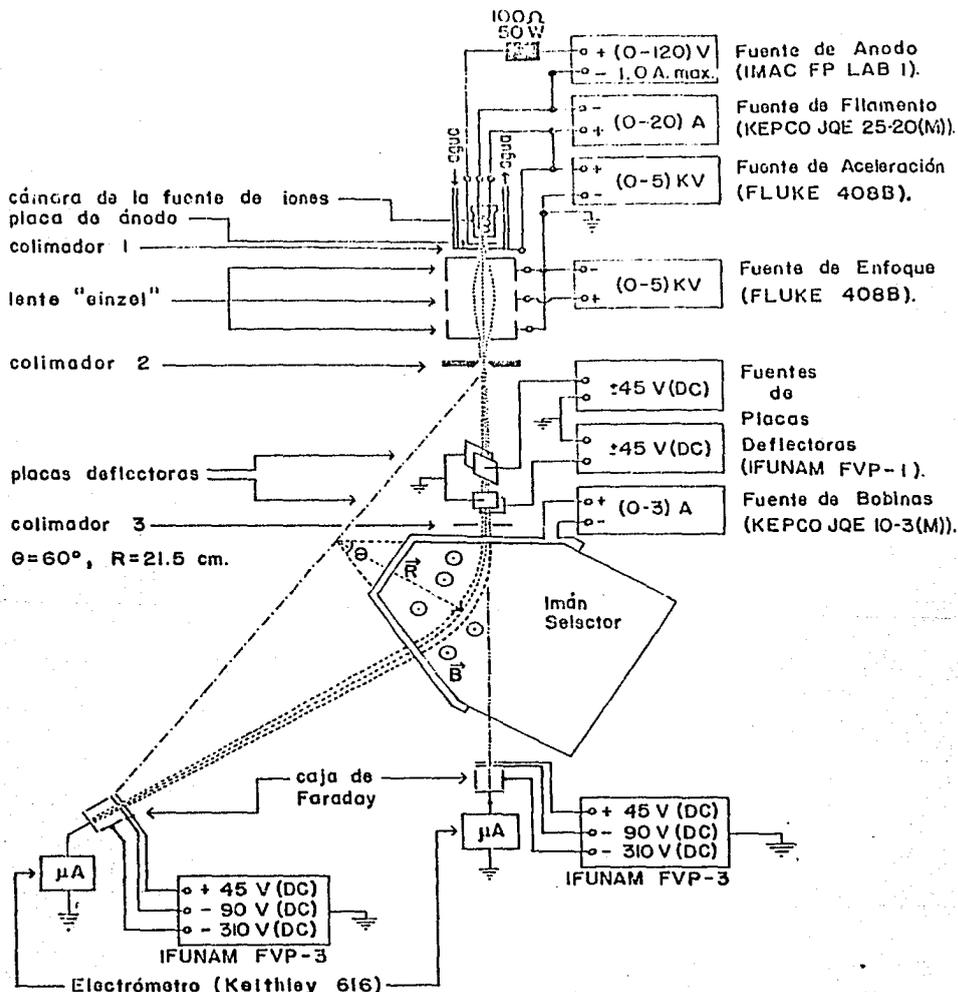


fig. 2. Dispositivo experimental.

las cargadas, así como del cálculo que se hizo para la lente que usa el acelerador. A la entrada del electroimán se encuentran cuatro placas, paralelas dos a dos, un par para deflexión vertical y el otro para deflexión horizontal, a fin de corregir la trayectoria del haz. En el capítulo IV se presenta una breve revisión de los diferentes "filtros" que comúnmente se usan para obtener iones de la misma energía, velocidad o momento y que bajo ciertas condiciones se usan con éxito como espectrómetros de masas. En este aparato se usó un imán selector con deflexión a 60° y radio 21.5 cm, que separa los iones por su cantidad de movimiento al aplicar un campo magnético. En este capítulo se incluye una descripción del sistema que se utilizó para detectar los iones y finalmente en el capítulo V se resumen los resultados de las medidas y se exponen las conclusiones que se desprenden de ellos.

Los Drs. Carmen Cisneros G. e Ignacio Alvarez T. dirigieron y asesoraron el desarrollo de este trabajo. El Dr. Jaime de Urquijo C. diseñó los tableros de control para la electrónica asociada con los sistemas de vacío, la fuente de voltaje de $\pm 45\text{V}(\text{DC})$ para el juego de placas deflectoras [2], la fuente de voltaje (DC) para polarizar los electrodos de las cajas de Faraday [2] y las modificaciones de tres fuentes de voltaje (IMAC FP LABI) para el voltaje de ánodo, y el Técnico Samuel Pérez M. ejecutó los trabajos de alambrado y ensamblado correspondientes. Fueron muy valiosas las largas discusiones con el M. en C. Alejandro Morales M. para aclarar y resolver dificultades que se presentaron en diferentes aspectos durante el trabajo y la frecuente ayuda del M. en C. Horacio Martínez V. fué útil a lo largo del mismo.

Cabe hacer notar que la mayor parte del aparato, desde su diseño, es

de origen nacional y sólo pocas partes, principalmente electrónica, son de procedencia extranjera. Algunas partes son diseño del Ing. Francisco Mercado R. y su construcción la realizó el personal del Taller Mecánico del IFUNAM. La asesoría del Sr. Roberto García Q. del Taller Mecánico fue útil para que el autor construyera las piezas mencionadas. La calidad en los dibujos para su reproducción se debe a los pasantes de la carrera de Arquitectura Luz María Ríos Omaña y Gabriel Saldanã M.

El autor agradece a la Facultad de Ciencias UNAM el apoyo brindado para la realización de este trabajo.

Este trabajo ha sido apoyado por CONACYT, proyectos PCCBBNA 020668 y 022690, y la ayuda económica proporcionada por éste se reconoce gratamente.

CAPÍTULO I: FUENTE DE IONES.

I.1 FUENTE DE IONES.

Los diferentes tipos de fuentes de iones se agrupan dependiendo de sus propiedades físicas y parámetros operacionales [3, cap. III]. Esta diversidad permite encontrar con frecuencia la fuente de iones apropiada para un propósito específico.

Estos aparatos se usan comúnmente en aceleradores de partículas, separadores de masas, espectrómetros de masas y equipos de implantación de iones. Actualmente son una herramienta indispensable en la investigación científica, la terapia y un gran número de campos industriales.

La fuente de iones que se describe en el presente trabajo produce los iones por descarga en arco a bajas presiones de gas (~ 0.1 torr). Usa un filamento (cátodo) de tungsteno como emisor de electrones en el interior de la cámara de descarga. La extracción de iones se realiza aplicando un pequeño voltaje ($<120V$) de extracción. Este conjunto de características distinguen la fuente de iones que se utilizó en este trabajo de las de otros tipos que incluso tienen nombres específicos. En adelante, cuando se haga referencia a la fente de iones será este tipo particular de fuente de iones y en otros casos se detallarán sus características.

La cámara de descarga de la fuente de iones es de nitrato de boro, lo que hace posible obtener iones de materiales sólidos. Para tal efecto, se sustituye el tubo para la admisión de los gases por un soporte para el

sólido en el interior de la cámara, la cual sirve como horno [4, p.190]. Sin embargo, para los fines de este trabajo, la fuente de iones se usará para producir iones hidrogenicos (H^+ , H_2^+ , H_3^+) y en lo sucesivo sólo se hará referencia al uso de H_2 para operar la fuente de iones.

En la fuente de iones, éstos son generados por los procesos físicos elementales que ocurren en la descarga gaseosa. Para que la corriente de iones que se obtiene a partir de la descarga en arco sea continua, se requiere que ésta también lo sea; esto se puede lograr sólo si la pérdida de iones y electrones en los diferentes procesos son reemplazados por iones y electrones generados en la descarga gaseosa (o por electrones provenientes de otra fuente). Es decir, se requiere que la descarga se mantenga por sí misma.

En la fuente de iones se puede usar como "fuente adicional de electrones" otro gas (llamado de apoyo a la descarga) que contribuya con sus electrones a que la descarga en arco se automantenga. Para este propósito se eligió argón, su primer potencial de ionización es 15.8 eV y el valor de los siguientes es 27.6, 40.9, 59.8, 75.0 y 91.3. Estas características lo hacen una "fuente de electrones" eficiente.

Para presiones del gas en la fuente en el intervalo de 40 a 200 micrones de Hg se obtuvo la descarga en forma continua y estable con gas de apoyo (argón) y sin él. La corriente de descarga fue $I_d \sim 0.1$ A.

En la literatura, se encuentran algunas fuentes clasificadas según el valor que presenta el intervalo de descarga automantenida. Cuando I_d es menor que 10^{-6} A se denominan de "descarga gaseosa tipo Townsend" y para un intervalo de 10^{-4} a 10^{-2} A, de "descarga luminiscente".

1.2 CARACTERÍSTICAS DE LA DESCARGA EN ARCO A BAJA PRESIÓN DE GAS.

Sin temor de caer en la exageración se puede afirmar que no se tiene una teoría completa sobre el funcionamiento de las fuentes de iones. En el interior de su cámara, donde ocurre la descarga gaseosa, se llevan a cabo los procesos elementales de la física atómica y molecular (ionización, excitación, transferencia de carga, recombinación, etc.) que dan origen a la formación de los iones. Por este motivo las teorías elaboradas se basan en simplificaciones y sólo pueden describir los principales procesos de la descarga gaseosa. No obstante, se pueden interpretar las diferentes características de la descarga y aproximar cualitativamente los procesos involucrados en ésta en términos de una formulación aproximada.

La fig. 3 muestra la relación corriente-voltaje para neon dentro de una ampollita a una presión de 1 torr, los electrodos son circulares con un diámetro de 2 cm y 50 cm de separación. La curva se refiere al neon y da una descripción global de lo que pasa en la región interelectrodos al ir incrementando desde cero el voltaje en el circuito eléctrico que se muestra en una parte de la fig. 3. Si a partir de cero se aumenta muy lentamente el voltaje entre los electrodos, se miden pulsos aleatorios de corriente de menos de 10^{-16} A; mientras que cuando ya hay suficientes electrones libres entre los electrodos se mide una corriente estacionaria sin que aparezca la parte de los pulsos. Bajo un nivel de emisión constante de electrones por parte del cátodo, la corriente

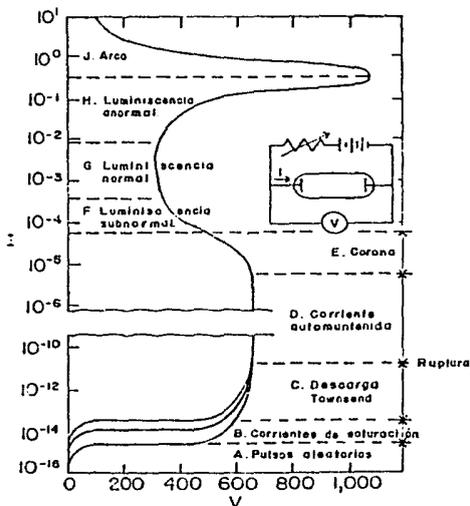


fig. 3

aumenta hasta una meseta que se conoce como corriente de saturación o también régimen Geiger. Al seguir incrementando el voltaje a través de los electrodos la corriente aumenta exponencialmente mientras que el voltaje casi no cambia, a esta región se le conoce como descarga Townsend. Otro aumento en el voltaje tiene como consecuencia un incremento sobreexponencial de la corriente dando lugar a la región conocida como "región de ruptura". En esta zona la corriente se auto-mantiene aún cuando desaparezca el agente ionizante, a diferencia de las regiones A, B y C en las que la corriente se hace cero al quitar dicho agente. Si se sigue aumentando la corriente, el voltaje a través de la descarga disminuye respecto a la región D y se entra a las regiones que se conocen como "región de luminiscencia subnormal" y "región de luminiscencia normal"; otro aumento exponencial en la corriente hace

que la descarga entre a la región H, llamada "región de luminiscencia anormal". Por último, al incrementar más la corriente el voltaje cae rápidamente llegando a la región llamada de descarga en arco y que se caracteriza por la brillantes que desarrolla [5, pp. 188-190].

La fuente de iones que se utilizó en este trabajo funciona en la región de descarga en arco y a continuación se hace una descripción de ésta. La descarga en arco a baja presión de gas (~100 micrones de Hg) en la fuente de iones presenta tres zonas características entre cátodo y ánodo en la cámara de descarga (fig. 4). Estas regiones se caracterizan por la diferencia de potencial que se presenta a lo largo de la cámara de descarga. Como se muestra en la fig. 4, la primera región, llamada "caída catódica", tiene la más alta diferencia de potencial (V_c) durante la descarga y su valor es sólo ligeramente inferior a la diferencia de potencial total. La segunda región es la del "plasma cuasi-neutro", que ocupa casi todo el volumen entre cátodo y ánodo con una diferencia de potencial muy pequeña. Por último, en la región de "caída anódica" la

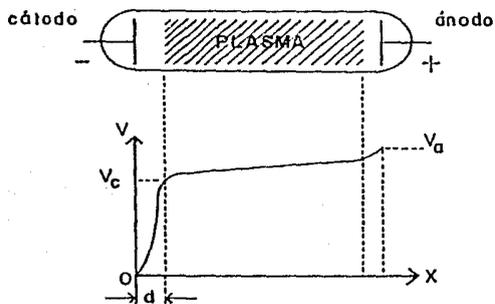


fig. 4 Voltaje a lo largo de la cámara de descarga.

diferencia de potencial es también pequeña comparada con la diferencia de potencial en la región de caída catódica.

El valor V_c en la caída catódica depende de la emisión de electrones por el filamento (emisión termoiónica), y necesita ser mayor que la energía de ionización E_i de los átomos (moléculas) del gas en la región de descarga ($eV_c > E_i$) y además, su valor debe ser suficientemente alto para que la corriente electrónica tenga la densidad necesaria para que la descarga se automantenga. Esto es, después de la ionización, los electrones primarios y los secundarios (provenientes de átomos o moléculas ionizados) continúan colisionando entre sí, con las partículas ionizadas y con las neutras. Como resultado de estas interacciones, los electrones primarios pierden su energía inicial contribuyendo al gas electrónico y junto con los iones producidos en las colisiones forman un sistema cuasi-neutro que es el plasma de la descarga en arco.

El plasma cuasi-neutro está directamente relacionado con el hecho de que la descarga se automantenga, ocupa gran parte del volumen entre cátodo y ánodo, excepto por una capa alrededor de la cámara y de las regiones catódica y anódica. En este plasma los electrones pueden escapar en gran número y alcanzar la pared de la cámara, esto ocurre porque sus velocidades son mayores respecto a las velocidades de los iones, no sólo porque la masa de los electrones es mucho menor que la masa de los iones, sino también porque la temperatura de los iones es mucho menor que la temperatura de los electrones. Los electrones que escapan dan lugar a que la pared de la cámara tenga una carga negativa neta, formando una capa alrededor de la cámara hacia la que los iones son acelerados, mientras que los electrones que viajan hacia ella son frenados.

De esta manera, la formación de la cspa provoca que los iones y electrones puedan escapar del plasma. Para que la descarga subsista, la pérdida de iones y electrones por neutralización con la pared debe compensarse con la producción de iones y electrones en las colisiones electrón-neutro del gas atómico. La neutralización con la pared también depende de la temperatura de ésta ya que el coeficiente de recombinación en la superficie aumenta con el incremento de temperatura del material [3, p. 317]. Por esta razón, para disminuir la neutralización se refrigerara con agua alrededor de la cámara de descarga (fig. 2), a fin de mantener su temperatura constante y el equilibrio de cargas.

I.3 EXTRACCIÓN DE IONES.

La placa que hace las veces de ánodo es de acero inoxidable y tiene un orificio pequeño (~1mm de diámetro) por el que salen los iones de la cámara de descarga. Debe mantenerse un flujo constante de H_2 y Ar dentro de la cámara para establecer un equilibrio dinámico entre el número de partículas que entran a la cámara y las que salen. El control de este equilibrio dinámico se realiza manteniendo la presión adecuada a la entrada de la cámara: si varía la presión previamente fijada, se reajusta el flujo de los gases.

Como ya se vio anteriormente, el plasma de la descarga en arco ocupa la mayor parte del volumen entre cátodo (filamento) y ánodo. Los iones se extraen directamente desde la frontera del plasma que da hacia la placa de ánodo, debido a la carga negativa neta que se forma en las

paredes de la cámara de la fuente de iones; la frontera del plasma no toca la placa de ánodo. La forma de esta frontera depende en general del tamaño del orificio en la placa de ánodo, de la forma de ésta y de la del electrodo de extracción, del voltaje de extracción y de la concentración de partículas dentro de la cámara de descarga [6, pp. 131-134. 3, pp. 340-342].

En la fuente de iones que se usó la geometría del ánodo y del electrodo de extracción es fija (colimador 1, fig. 2), este último con un diámetro interior de 1.0 cm. En el equilibrio dinámico en la descarga gaseosa, la concentración de partículas no cambia, de esta manera, la forma de la frontera del plasma depende sólo del voltaje aplicado al electrodo de extracción.

En el arreglo experimental representado en la fig. 5 se siguió el modelo descrito en las referencias [3 y 6]. La distancia de la placa de ánodo al colimador 1 fué de 0.50 cm, distancia que se ha observado después de muchas pruebas, hace óptima la extracción de los iones.

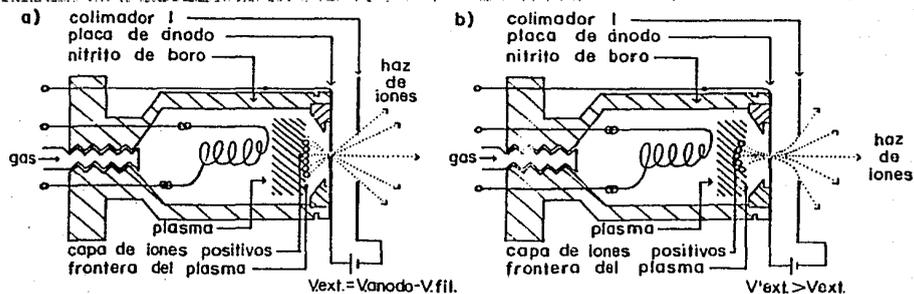


fig. 5 Extracción de iones.

La fig. 5a) muestra el caso en que el voltaje de extracción (V_{ext}) es el necesario para mantener la frontera del plasma paralela con la placa de

ánodo. Mientras que en la fig. 5b) se considera un voltaje tal que $V'_{ext} > V_{ext}$ que hace retroceder la frontera del plasma (menisco cóncavo). Si no se aplica V'_{ext} , la frontera del plasma toma la forma de un menisco convexo que incluso sale por el orificio de la placa de ánodo. La "capa" de iones positivos se considera como la superficie emisora de iones.

I.4 ACELERACIÓN DE IONES.

Como se muestra en el esquema del aparato (fig. 2), la región de aceleración está comprendida entre el colimador 1, donde se aplica el voltaje de aceleración V_{ac} , y el primer electrodo de la lente "einzel" que tiene un diámetro interior de ~ 0.91 cm y que se conecta a tierra. La distancia del colimador 1 al primer electrodo de la lente "einzel" es de 1.10 cm.

Es importante notar (fig. 2) que los iones son acelerados desde la placa de ánodo, debido al voltaje de extracción. Así que al voltaje de aceleración debe sumársele el de extracción.

I.5 PARÁMETROS OPERACIONALES DE LA FUENTE DE IONES.

Existe cierta variedad por lo que respecta a características en el

funcionamiento de las fuentes de iones con descarga en arco a baja presión de gas, a saber:

- las que utilizan un cátodo frío y una diferencia de potencial entre cátodo y ánodo del orden de 10 KV para la emisión de electrones [3, p. 162],
- aquellas en que la extracción de iones puede hacerse a través de un canal perpendicular al eje cátodo-ánodo o en forma paralela a dicho eje [3, p. 163],
- y las que utilizan un canal estrecho entre cátodo y ánodo para confinar aún más el plasma de la descarga gaseosa [7].

En el funcionamiento de la fuente intervienen parámetros cuya importancia relativa depende del uso específico que se le dé. Así, en la tecnología de semiconductores [8] se requiere que el haz tenga cierta anchura y que su divergencia sea lo más pequeña posible. Si el haz de iones se usa en inyectores de alta energía, la emitancia debe controlarse y las aberraciones minimizarse a fin de transportarlo a grandes distancias. Si el haz de iones se usa en investigaciones sobre colisiones atómicas y moleculares, la descarga en arco debe ser estable y reproducible, ya que esto trae como consecuencia que el haz proyectil se mantenga igualmente estable.

Para mantener en la fuente de iones la descarga gaseosa estable y reproducible, es conveniente:

- que la cámara y electrodos estén limpios,
- que esté refrigerada la fuente de iones,
- tener un vacío inicial menor a 5 micrones de Hg (sin gas) antes de producir la descarga,

-haber desgasificado el filamento.

Se dice que la descarga gaseosa es estable cuando se mantiene una corriente de descarga fija. Para lograr ésto sólo intervienen el voltaje de ánodo, la corriente de filamento y la presión en la cámara, llamados parámetros operacionales de la fuente de iones..

Una descripción del procedimiento que se siguió para producir la descarga gaseosa es la siguiente. Hay que desgasificar el filamento y admitir el gas (o mezcla gaseosa si es el caso) hasta obtener la presión de trabajo en la cámara. El voltaje de ánodo se va aumentando desde cero hasta que se obtiene la descarga en arco con su consecuente corriente de descarga I_d , medida en la fuente de ánodo. A partir de este momento se ajustan tanto el voltaje de ánodo como la corriente de filamento para mantener fijo el valor $I_d \sim 0.1$ A durante el experimento.

Cabe aclarar que no para cualquier valor de la presión, corriente de filamento (I_f) y voltaje de ánodo (V_a) ocurre la descarga en arco. Cuando se tienen valores fijos de la presión e I_f , y se va incrementando V_a desde cero; sólo a partir de cierto valor (V_a') aparece la corriente de descarga. El valor de V_a' depende de los valores que tomen la presión e I_f , ya que es necesario llegar a la ruptura del gas al exceder el "voltaje de ruptura" (transición Townsend-resplandor-arco).

1.6 DESCRIPCIÓN Y CIRCUITO ELÉCTRICO DE LA FUENTE DE IONES.

La fuente de iones mide 4.85 cm de largo y el mayor de sus diámetros es de 3.50 cm. Se ensambla al aparato usando una brida (con atravesadores de cerámica para las conexiones eléctricas) con sello conflat. Esta brida sella contra la cámara de refrigeración de la fuente.

La fig. 6 muestra como se ensamblan las diferentes partes de la fuente de iones. Por el tubo para la entrada del gas (1) se admiten: el Ar, como gas de apoyo a la descarga (opcional), y el H_2 para ser ionizado. La cámara para la descarga gaseosa (2) es de nitrito de boro debido a que resiste altas temperaturas, aunque tiene el inconveniente de ser material higroscópico. El filamento (3) que se uso es de tungsteno, cuya función de trabajo es de 4.53 V permitiendo alcanzar temperaturas del orden de 3000 K sin llegar a su punto de fusión, presentando además la ventaja de no quedar fácilmente contaminado por los gases [9], su diámetro fue de 15 milésimas de pulgada. La placa del ánodo (4) ensambla con el conector (6a). Hay dos conectores (5) por los que se hace circular la corriente de filamento. En el conector (6) se aplica el voltaje de ánodo y se continúa con el conector (6a), exterior a la cámara (2), donde se ensambla el conector de la placa de ánodo (4). Entre el filamento y ánodo hay una tapa (7) de nitrito de boro con un orificio y sobre ésta se apoya la placa de ánodo. La tapa (8) es del mismo material que la fuente y se fija a ésta por medio de un seguro (9). Un seguro más (10) hace presión entre (4) y (8) para sellar

herméticamente la cámara de descarga. Los conectores de la cámara (5 y 6) se ensamblan a la brida (11) de acero inoxidable para aislar de atmósfera a vacío.

La conexión eléctrica de la fuente de iones se ilustra en la fig 7. De la fig. 2 se observa que el voltaje de aceleración y el positivo de la fuente de filamento están conectados entre sí, mientras que el negativo de ésta y el negativo de la fuente de ánodo se encuentran también conectados; por lo tanto las fuentes de ánodo y filamento no tienen referencia a tierra y es necesario aislarlas eléctricamente mediante un transformador de aislamiento y operarlas a distancia.

La resistencia de 100Ω (50W) que aparece en la conexión eléctrica de la fuente de iones (figs 2 y 7) se usa para evitar que un aumento brusco en la corriente de descarga sobrepase 1.0 A y dañe la placa de ánodo. Si la fuente de ánodo tiene limitador de corriente se puede prescindir de la resistencia. Como se ve en la fig. 2, para este trabajo se usó una fuente con limitador de corriente (1.0 A max.) y la resistencia para mayor seguridad.

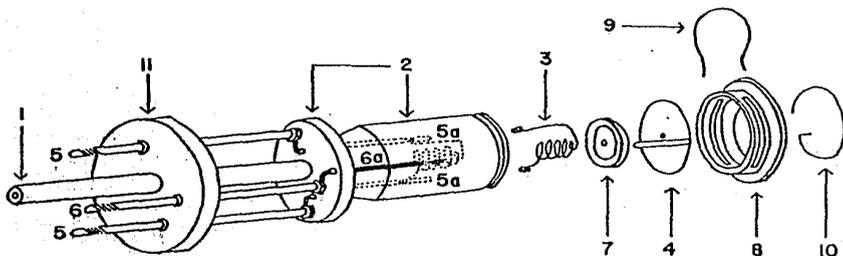


fig. 6. Fuente de iones.

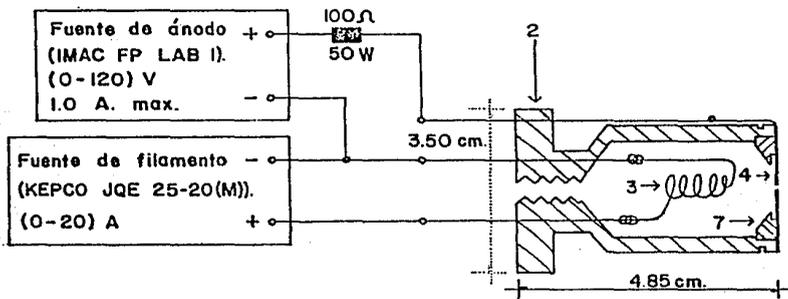


fig. 7 Esquema eléctrico de la fuente de iones.

CAPÍTULO II: PROCESOS BÁSICOS.

II.1 GAS IONIZADO.

Un gas ionizado [10, p. 611] contiene los siguientes tipos de partículas: fotones, electrones, átomos, moléculas diatómicas o poliatómicas, iones positivos atómicos o moleculares e iones negativos atómicos y moleculares. La física básica de gases estudia las interacciones entre estas partículas, esto es, las secciones eficaces de colisiones elásticas e inelásticas y las probabilidades de transiciones electrónicas inducidas o espontáneas. A partir de estos datos se calculan ciertas propiedades macroscópicas elementales tales como: movilidad de electrones e iones, coeficiente de difusión, primer coeficiente de Townsend, coeficiente de recombinación y coeficiente de captura. Las secciones eficaces y las propiedades macroscópicas elementales constituyen un cuerpo de datos básico para la física de los gases ionizados.

En una fuente de iones no todos los procesos son igualmente favorecidos y cada uno de ellos contribuye en forma distinta a la formación total de las partículas contenidas en el gas ionizado de la cámara de descarga.

II.2 EXCITACIÓN DE ÁTOMOS Y MOLÉCULAS.

Los átomos y moléculas de un gas se pueden excitar por:

- Impacto de $\left\{ \begin{array}{l} \text{electrones} \\ \text{iones} \\ \text{partículas neutras} \end{array} \right.$
- absorción de fotones.

La excitación por impacto de electrones ocurre si la energía cinética del electrón incidente, en la colisión inelástica electrón-átomo o electrón-molécula, es la necesaria para la transición de un nivel de energía electrónico a otro en el caso atómico, y además de los estados electrónicos, los estados rotacional y vibracional en el caso de moléculas [3, p. 12]. Después de la colisión inelástica la energía cinética del proyectil es menor que antes y la diferencia de energía cinética es invertida precisamente en la excitación de la partícula con la que choca el electrón incidente.

En la colisión electrón-átomo, una transición permitida hará pasar al átomo de un estado m con energía E_m a otro estado n con energía E_n , siendo $E_m - E_n = E_{mn}$ la energía que le comunica el electrón y que se suele llamar energía de excitación. Por lo tanto, si el valor de la energía comunicada por la colisión es menor que la energía de excitación, el proceso de excitación no ocurre, esto es, la sección eficaz de excitación σ_e es cero.

Si el electrón choca con una molécula, la energía que le comunica puede contribuir parcialmente a la excitación de electrones y al cambio del movimiento de los átomos que conforman a la molécula.

En una molécula diatómica se pueden excitar sus electrones por impacto de un electrón sin cambiar la distancia r entre los núcleos, esto es, debido a la energía de impacto, la molécula pasa (de acuerdo al principio de Franck y Condon) del punto r_0 en la curva de potencial del estado base, al mismo valor de r_0 en la curva de potencial del estado excitado (fig. 8). Debido a los diferentes estados vibracionales, el

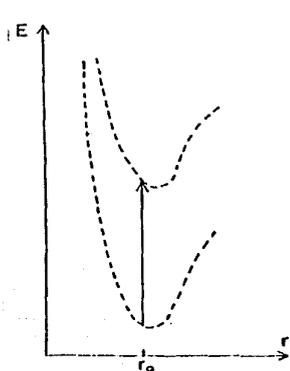


fig. 8

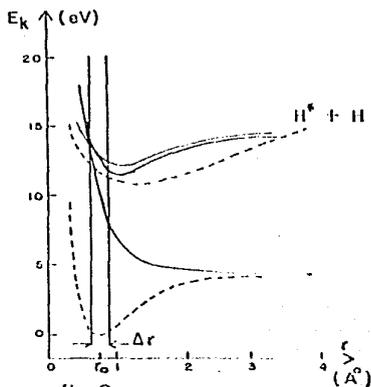


fig. 9

espaclamiento atómico dentro de la molécula oscila alrededor de la distancia de equilibrio r_0 del estado molecular estable (fig. 9). Por lo tanto, la transición desde el estado base a un estado electrónico superior ocurre en el intervalo Δr y la probabilidad de transición tiene un valor mayor en el punto de retorno de la vibración.

La excitación de los electrones en una molécula ocurre esencialmente de la misma forma que en átomos, y la sección eficaz de excitación vuelve a ser diferente de cero en el caso de transiciones permitidas.

En los procesos de excitación mediante colisiones inelásticas átomo-átomo o átomo-ion, es muy probable que ocurran gran número de

procesos en comparación con los que ocurren en las colisiones inelásticas electrón-átomo [3, p. 22]. Esto se debe a que los iones y átomos poseen estructura y pueden cambiar sus estados de energía, cosa que no ocurre con los electrones.

Si la colisión inelástica es entre átomos de hidrógeno en su estado base, puede dar lugar a las siguientes transiciones:



mientras que si la colisión inelástica es átomo-ión da lugar a:



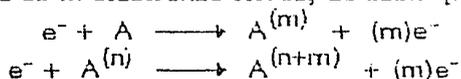
donde n y l son los números cuánticos principal y orbital.

La excitación por absorción de un fotón ocurre cuando su energía satisface el requisito para la frecuencia de Bohr: $h\nu = E_n - E_m$, lo que da una transición ópticamente permitida entre un estado m y el estado excitado n . El fenómeno de fluorescencia por resonancia [11, p. 115] ocurre cuando la energía del fotón está en un estrecho intervalo de energía alrededor de $h\nu$.

Un sistema atómico o molecular también se puede excitar por dispersión de un fotón sobre el átomo o la molécula. Después de la excitación, la energía del fotón ($h\nu$) se ve disminuida por la energía de excitación, esto es, $h\nu' = h\nu - E_{mn}$.

II.3 IONIZACIÓN DE ÁTOMOS Y MOLÉCULAS.

En la ionización por electrones, el átomo originalmente neutro o el ion con carga n , se transforma en un ion con carga m o $n+m$ con la emisión simultánea de m electrones libres, es decir [3, p. 25]:



En general, los procesos de ionización ocurren por:

- impacto de $\left\{ \begin{array}{l} \text{electrones,} \\ \text{átomos (moléculas),} \\ \text{iones (atómicos o moleculares),} \end{array} \right.$
- absorción de fotones,
- colisión con superficies.

La ionización de átomos o moléculas por impacto electrónico ocurre cuando la energía que les comunica el electrón, en la colisión inelástica, es la necesaria para arrancarles uno o más electrones. La cantidad de energía necesaria para la expulsión electrónica depende del estado de energía en que se encuentren los átomos o moléculas al momento de la colisión. Se conviene en llamar E_{nl}^i a la energía mínima necesaria para ionizar un átomo o una molécula tanto en su estado base como en cualquier estado excitado (n y l números cuánticos principal y orbital), o sea, energía de amarre del electrón en ese nivel; y se denota solamente por E^i a la energía necesaria para ionizar desde el estado base (potencial de ionización). Entonces la ionización ocurre si la energía del electrón que colisiona con el átomo o molécula excede el valor E_{nl}^i . También puede ocurrir la ionización si la energía del electrón que

colisiona está por abajo del valor del potencial de ionización, esto ocurre cuando los átomos o moléculas son llevados a un estado excitado por impacto electrónico y nuevas colisiones con electrones durante el tiempo de vida del estado excitado pueden dar lugar a la ionización. Si la energía de impacto del electrón $E \leq E_{nl}^i$, la sección eficaz de ionización σ_{nl}^i es cero.

Para un átomo (o ion) dado, si su grado de ionización n aumenta, su energía de ionización $E_i^{n+1} - E_i^n = E$ también aumenta. En cambio, la sección eficaz de ionización múltiple disminuye conforme su grado de ionización aumenta, a las mismas energías de impacto.

La ionización de iones positivos difiere de la ionización de átomos neutros por que el campo de Coulomb del átomo n veces ionizado afecta la interacción debido a la fuerza atractiva que actúa sobre el electrón que choca.

Si los electrones chocan con átomos de número másico grande, la ionización puede ocurrir por la expulsión de un electrón de una capa interior o exterior del átomo. A bajas energías de impacto (< 100 eV) sólo la capa exterior puede despojarse de un electrón, mientras que a energías mayores pueden ocurrir otros procesos. La probabilidad de expulsar un electrón de la capa interior es menor que para la capa exterior. Si la ionización ocurre al expulsar un electrón de la capa interior, el electrón expulsado es reemplazado por uno de la capa exterior y el exceso de energía se emite en forma de radiación.

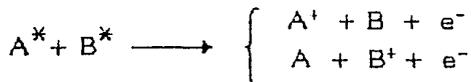
La ionización de moléculas por impacto de electrones ocurre similarmente a la excitación de acuerdo al principio de Franck-Condon. El umbral de energía para la ionización varía con el estado molecular y corresponde a la diferencia entre las curvas de energía potencial para

la transición desde un estado electrónico a otro.

La ionización de átomos y moléculas por colisiones inelásticas con iones o átomos depende de los estados de las partículas que colisionan y de la energía de impacto, además el proceso puede ocurrir de varias formas.

Si la colisión inelástica es átomo-átomo, para que ocurra ionización la energía de impacto debe ser mayor que $E^i(m_1+m_2)/m_2$ y si las masas son iguales deberá ser $2E^i$ como en el proceso $H + H$.

A bajas energías de impacto la ionización se logra si los átomos o moléculas en colisión se encuentran en un estado excitado y si la energía de excitación de una partícula se transfiere a la otra durante la colisión inelástica. Un caso puede ser:



donde las energías de excitación de los átomos se comunican a una de las partículas y las energías combinadas son suficientes para la ionización. Un segundo caso puede ser $A + B \longrightarrow A + B^+ + e^-$, y ocurre si el potencial de ionización E_b^i de la partícula B es menor que la energía de excitación E_a^e de la partícula A ($E_b^i < E_a^e$). Y si el estado excitado del átomo A es metaestable* el proceso se conoce como "efecto Perring"

* Un nivel se llama metaestable, si todas las probabilidades de transición a estados más bajos son muy pequeñas de acuerdo a reglas de selección.

En estas reacciones la ionización puede ocurrir a energías mucho menores que las mencionadas anteriormente, con tal de que uno de los átomos en cuestión esté en un estado autoionizante y el otro en su estado base. En este caso el estado autoionizante decae, durante o después de la colisión, en un ion y en un electrón.

El proceso de ionización en átomos y moléculas por absorción de fotones llamado fotoefecto o fotoionización, ocurre si la energía $h\nu$ del fotón capturado excede al potencial de ionización de la partícula, esto es, $h\nu > E_{nl}^i$. Los fotones de cualquier frecuencia que satisfagan esta condición pueden ser absorbidos e inducir fotoionización.

En este proceso la energía cinética del electrón liberado está dada por la ecuación de Einstein $E_e = h\nu - E_{nl}^i$ y la energía del fotón se puede referir a longitud de onda por la ecuación $eV = h\nu = hc/\lambda$, de donde $\lambda = hc/eV = 12\,400/V \text{ \AA}$ y $[V] = \text{Volt}$. El umbral del valor de la energía del fotón requerido para llevar a cabo la ionización, será aquel que tenga el valor de longitud de onda dado por la expresión anterior con V igual al potencial de ionización.

Para la fotoionización de átomos en un gas se requieren fotones con energías muy grandes y longitudes de onda que caen en el ultravioleta o en el intervalo de rayos X blandos* del espectro de longitudes de onda (fig. 10).

* Los rayos X blandos se definen como aquellos que penetran pocos mm de aire a presiones ordinarias. Esta definición pone una línea divisoria alrededor de 5 \AA ($\sim 2500 \text{ eV}$) y se extiende a la región de 500 \AA , donde empieza el ultravioleta lejano [12, p. 180].

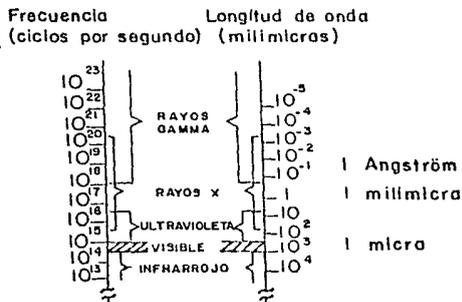


fig. 10 Diagrama del espectro electromagnético (fragmento).

El fenómeno de autoionización, que también contribuye a la formación de iones positivos, ocurre si dos de los electrones atómicos son simultáneamente excitados por impacto o radiación, con tal que la suma de las dos energías de excitación sea superior a la que necesita para expulsar uno de estos electrones. Si uno de los electrones excitados es llevado por interacción entre los electrones a un nivel inferior mientras el otro es liberado formándose un ion positivo, se tiene el proceso de autoionización.

El tiempo de vida del estado autoionizante es otra característica. Los de larga vida dependen de la interacción de los espines electrónicos, su decaimiento está prohibido por la ley de conservación del espín electrónico total y sólo pueden decaer como resultado de interacción magnética entre los espines o por radiación fotónica; y los de corta vida dependen de la interacción eléctrica entre electrones.

La ionización por impacto con una superficie es particularmente importante en el caso en que se tenga una superficie metálica caliente rodeada por un gas a baja presión. El movimiento térmico del gas hace

que los átomos o moléculas del gas choquen contra esta superficie, y al dejarla, lo harán como partículas neutras, positivas o negativas por efecto de su interacción. Este proceso se conoce con el nombre de "ionización en una superficie". Si las partículas que chocaron contra la superficie caliente permanecen dentro de ella suficiente tiempo, quedan en equilibrio termodinámico con la superficie. Este proceso se caracteriza por el grado de ionización $\alpha = N_i/N_a$ y el coeficiente de ionización en una superficie $\beta = N_i/N_o$, donde N_i y N_a son los números de iones y átomos que dejan la superficie, y N_o es el número de partículas incidentes. En el estado estacionario, $N_o = N_i + N_a$, se encuentran las siguientes relaciones para α y β : $\alpha = \beta/(1-\beta)$ y $\beta = \alpha/(1 + \alpha)$. El valor de α para iones positivos varía con la temperatura de la superficie, el potencial de ionización de los átomos o moléculas que chocaron, la función de trabajo de la superficie y el campo eléctrico causado por los iones al momento de dejar la superficie. Para iones negativos la dependencia de α es similar a la de iones positivos solo que cambia el potencial de ionización por la afinidad electrónica, siendo esta última igual a la energía necesaria para extraer un electrón acoplado al átomo.

II.4 FORMACIÓN DE IONES NEGATIVOS.

Los principales procesos físicos que contribuyen a la formación de iones negativos son:

- captura radiativa de electrón,

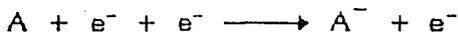
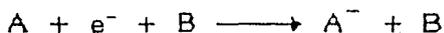
- colisión de tres partículas (entre átomos y moléculas),
- colisión electrón-molécula,
- ionización en una superficie,
- transferencia de carga.

Muchos átomos se combinan con un electrón para formar un ion negativo estable [3, p. 52] y la energía necesaria para que ocurra esto se llama "energía de enlace del electrón", referida al nivel de energía que ocupa el electrón en el ion negativo. Esta energía es una de las características importantes de los iones negativos.

En el proceso de captura radiativa electrónica, un átomo neutro captura un electrón y el exceso de energía se emite como radiación:

$$A + e^{-} \longrightarrow A^{-} + h\nu.$$

La formación de iones negativos por colisión de tres partículas puede ocurrir como sigue:



y en la colisión electrón-molécula, puede ocurrir por:

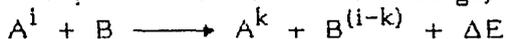


II.5 TRANSFERENCIA DE CARGA.

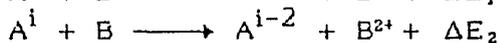
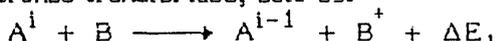
En un gas ionizado los átomos y moléculas colisionan continuamente transfiriéndose electrones entre ellos [3, p. 56]; como consecuencia de esto cambiarán sus cargas de acuerdo al número de electrones que

pierdan o ganen en los procesos de transferencia.

Si se denota como i y k al estado de carga de las partículas antes y después de sufrir el proceso de intercambio de carga, se tiene:



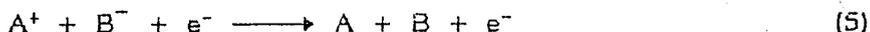
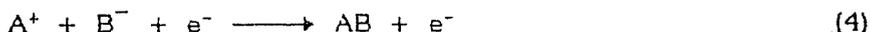
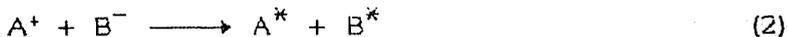
donde ΔE es la diferencia de las energías de ionización de los átomos A y B . Los procesos así resumidos se pueden agrupar dependiendo del número de electrones transferidos, esto es:



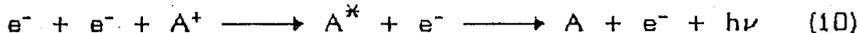
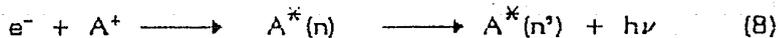
Cuando en el intercambio de carga ocurre que $\Delta E = 0$, se dice que el proceso fue por "resonancia en la transferencia de carga" que se denota por $A^i + A \longrightarrow A + A^i$ y ocurre entre iones y átomos del mismo elemento. Durante el tiempo de colisión estas partículas se pueden tratar como una quasi-molécula y la transferencia de carga entenderse como una transición entre diferentes estados quasi-moleculares. Los valores de la sección eficaz de resonancia en la transferencia de carga son mayores que los de sección eficaz de transferencia de carga entre iones y átomos de distintos elementos. Experimentalmente se ha encontrado que la sección eficaz de resonancia en la transferencia de carga es fuertemente dependiente del potencial de ionización, observándose esta dependencia para dobles y triples procesos de resonancia.

II.6 PROCESOS DE RECOMBINACIÓN

Los iones formados en diferentes procesos se pueden transformar en átomos neutros al incorporar o perder un electrón. En el caso de dos iones pueden presentarse las siguientes recombinaciones [3, p. 64]:



mientras que en el caso de un electrón y un ion, este proceso puede ocurrir como:



De las recombinaciones por colisión inelástica entre dos partículas, reacciones 1 a 3, 6 a 9, hay las que sólo pueden ocurrir cuando el exceso de energía se transforma en energía cinética, en cuyo caso se llama recombinación por colisión, reacción 1, o transformarse en energía de excitación en cuyo caso se llama recombinación por excitación, reacción 2, o si el exceso de energía se transforma en energía radiativa se llama recombinación radiativa, reacciones 3, 6 y 7. Si la recombinación es el resultado de un estado autoionizante cuyo decaimien-

to esta determinado por la emisión de un fotón, reacción 8, se llama recombinación de dos electrones. En el caso que un electrón choque con un ion molecular y se produzca la excitación y disociación de la molécula, reacción 9, se tiene la llamada recombinación disociativa.

En los procesos de recombinación por colisión inelástica entre tres partículas, reacciones 4, 5, 10 y 11, el exceso de energía se invierte generalmente en incrementar la energía de la tercera partícula o en excitación.

En experimentos con gases, vapores y descargas gaseosas es donde se presentan principalmente los procesos de recombinación. El coeficiente de recombinación α caracteriza la variación de la densidad de carga a través de la relación:

$$\frac{dN^+}{dt} = \frac{dN^-}{dt} = -\alpha N^+ N^-$$

y suponiendo que las densidades de carga $N^+ \approx N^- = N$

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N^2$$

El coeficiente de recombinación α se refiere al tiempo que le toma a los iones para que sean neutralizados.

II.7 PROCESOS DE DISOCIACIÓN.

El valor de la energía necesaria para producir disociación molecular depende del estado de energía de la molécula (electrónico, rotacional o vibracional) al momento que una partícula (electrón, átomo, molécula

o fotón) colisione con ella. Como se vio en II.2, se requiere menos energía para disociar a la molécula si antes de la colisión ésta se encuentra en un estado excitado. Si se toma como cero de energía potencial la energía de los átomos A y B, y si D_{ab} es la energía de disociación de la molécula AB, T_{\min} el mínimo de energía del movimiento relativo de los átomos resultantes A', B'' después de la transición y E_a' y E_b'' la energía total de excitación de estos átomos, entonces (de acuerdo al principio de Franck-Condon) el mínimo de energía E_{\min} necesaria para producir la transición disociativa está dada por:

$$E_{\min} = E_a' + E_b'' + D_{ab} + T_{\min}$$

En el caso de excitación vibracional la molécula se disocia si su energía vibracional excede la energía de disociación, y esta energía vibracional puede aumentar si la molécula sufre colisiones múltiples con otras partículas favoreciendo aún más el proceso disociativo. Este proceso se da en gases y vapores si la energía térmica de las partículas atómicas y moleculares, excede el valor de $\Delta V = V_n - V_m$, que es la diferencia entre los niveles de energía vibracional (V_n es la energía del nivel vibracional n y V_m la energía del nivel vibracional m). La probabilidad de transición al espectro continuo, entre los niveles vibracionales cercanos a la energía de disociación (banda activa), se incrementa hasta el grado en que la disociación es posible. Este tipo de excitación vibracional se conoce como "excitación térmica", encontrándose además que el grado de disociación térmica está determinado por la proporción de la excitación de los niveles vibracionales situados en la banda activa.

II.8 DIFUSIÓN Y MOVILIDAD DE IONES Y ELECTRONES.

La difusión de iones y electrones a través de un gas a presión P bajo la influencia de un campo eléctrico constante E es de particular importancia en descargas gaseosas [3, p. 76] porque provee información valiosa respecto a las secciones eficaces que gobiernan las interacciones entre átomos y moléculas con electrones lentos. Si el campo eléctrico es cero, el movimiento de los iones y electrones se puede tratar en términos de la teoría de la difusión aplicada a la cinemática del gas. La difusión conduce a la nivelación de diferentes concentraciones de partículas en el volumen del gas debido al movimiento térmico, haciendo que los iones o electrones se muevan en mayor proporción hacia la parte de menor concentración, generando así una corriente j en sentido opuesto al gradiente de la concentración N : $\vec{j} = -D \text{ grad } N$, donde D es el coeficiente de difusión.

La movilidad χ en un gas puro a presión y temperatura fijas está dada por la relación: $\chi = e D / k T$, donde e es la carga del electrón, D es el coeficiente de difusión, k la constante de Boltzmann y T la temperatura. La movilidad representa la velocidad por unidad de campo eléctrico a la cual se mueve la partícula cargada en la dirección del campo. Y la velocidad de deriva para iones (con χ^+) y electrones (con χ_e) queda en general como $\vec{v}_d = \chi E$.

Si los iones y electrones se mueven en un plasma por la acción combinada del gradiente de la concentración del gas y un campo eléctrico

aplicado, sus densidades de corriente están dadas por $\vec{j}^+ = -D^+ \text{grad } N^+ + \chi^+ N^+ \vec{E}$ y $\vec{j}_e = -D_e \text{grad } N_e - \chi_e N_e \vec{E}$. En el caso de que $|N^+ - N_e| \ll N_e$, las densidades de corriente se toman como iguales y eliminando \vec{E} de \vec{j}^+ y \vec{j}_e , queda: $\vec{j} = -D_a \text{grad } N$, donde $D_a = (D^+ \chi_e + D_e \chi^+) / (\chi_e + \chi^+)$ es el coeficiente de difusión ambipolar y $N = N^+ = N_e$.

II.9 EMISIÓN DE ELECTRONES SECUNDARIOS.

La emisión de electrones secundarios se produce por la colisión inelástica de iones o electrones contra la superficie de un sólido, y parte de la energía cinética de dichos iones o electrones se la comunica a los electrones del sólido [3, p.79]. Si la energía comunicada es suficiente para que estos electrones alcancen la superficie del sólido y ésta es mayor que la función de trabajo del sólido, entonces los electrones escapan de la superficie. El cociente del número de electrones que escapan N_{es} y el número de partículas incidentes N_i sobre la superficie $\delta = N_{es} / N_i$ llamado "coeficiente de emisión de electrones secundarios" depende de la energía, del ángulo de incidencia de las partículas que chocan contra la superficie y del material de que está hecha la superficie [13].

Para la emisión de electrones secundarios por impacto de iones positivos sobre la superficie del sólido se requiere que la suma de la

energía potencial U y la energía cinética E_i sea mayor que dos veces la función de trabajo ϕ del sólido: $U + E_i > 2\phi$. Esto se debe a que el ion positivo debe expulsar dos electrones del sólido, uno de los cuales es necesario para neutralizarlo y el otro para la emisión secundaria. Similarmente al impacto electrónico, la distribución de energía de los electrones secundarios emitidos por impacto iónico es aproximadamente Maxwelliana y sus valores más probables están en el intervalo de 2 a 5 eV [3, p. 83].

CAPÍTULO III: SISTEMA DE ENFOQUE.

III.1 LENTES ELECTROSTÁTICAS.

Las lentes electrostáticas se emplean para enfocar haces de partículas cargadas en diversos dispositivos experimentales. Generalmente se colocan después de la fuente de partículas cargadas y en ocasiones se agrega otra en algún punto de la trayectoria de éstas. Si son de dos electrodos, el primero a un voltaje U_1 y el segundo a U_2 , además de enfocar, aceleran a las partículas cargadas cuando $U_2 > U_1$. Si $U_1 > U_2$ ocurre el caso contrario. A éstas se les llama: "lentes aceleradoras" o "lentes desaceleradoras" respectivamente. Cuando son de tres electrodos, el primer y tercer electrodos se conectan a un voltaje U_1 fijo y el segundo a uno U_2 variable, de esta forma no aceleran ni desaceleran las partículas cargadas, sólo las enfocan. A éstas se les llama: "lentes unipotenciales" o "lentes "einzell", ya que la distancia a la imagen depende de un sólo voltaje, el U_2 . Para los voltajes citados se emplea la convención de medirlos respecto al voltaje de cátodo (respecto al cual las partículas cargadas tienen energía cinética cero).

En el diseño del dispositivo experimental (fig. 1 y fig. 2), se empleó una lente "einzell" porque no se deseaba modificar la energía de los iones hidrogénicos previamente seleccionada en la región de aceleración (ver I.4), sino únicamente enfocarlos.

III.2 ÓPTICA DE PARTÍCULAS CARGADAS.

La propagación de rayos luminosos en cualquier medio heterogéneo puede describirse en base a la ley de refracción de la luz. Para ello deben conocerse los valores de los coeficientes de refracción a lo largo de todo el recorrido del rayo luminoso, teniendo importancia solamente sus valores relativos. En forma similar a la óptica [14, cap. I. 15, cap. IV] se puede describir el comportamiento de las partículas cargadas en un campo eléctrico: éste puede representarse siempre con ayuda de un conjunto de superficies equipotenciales (denotadas con letras primadas, fig. 11) y estudiarse el movimiento de las partículas cargadas a medida que pasan a través de dichas superficies. Si las superficies están suficientemente cercanas unas de otras puede considerarse que el potencial en el espacio de separación entre dos superficies equipotenciales vecinas es constante, y que todas las variaciones de potencial tienen lugar por

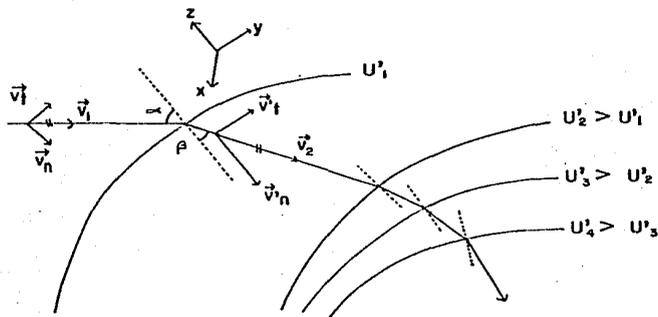


fig. 11 Trayectoria de una partícula cargada en un campo eléctrico acelerador (el movimiento es en el plano YZ).

saltos pequeños en las mismas superficies. Al atravesar la superficie U_1 (fig. 11) la partícula experimenta la acción de la fuerza $F = -qEz$ y descomponiendo su velocidad en forma tangencial (v_t) y normal (v_n) a la trayectoria, solamente $\Delta v_n \neq 0$ mientras que $\Delta v_t = 0$, es decir $v_t = v_t' \Rightarrow v_1 \text{sen} \alpha = v_2 \text{sen} \beta$ (ver fig. 11). Por analogía con óptica a α y β se les llama ángulo de incidencia y ángulo de refracción, respectivamente. Además, como la velocidad de una partícula está determinada por el valor del potencial en el punto dado, se tiene que:

$$\frac{1}{2} mv^2 = qU$$

de donde $v = \sqrt{2qU/m}$ y la relación para α y β se puede escribir como:

$$\frac{\text{sen } \alpha}{\text{sen } \beta} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}}$$

Donde la raíz cuadrada del valor del potencial en el punto dado juega el papel de coeficiente de refracción. De esta manera, la trayectoria se aproxima a una línea quebrada y la variación en su dirección se determina en cada punto de cruce con la equipotencial por la ley de refracción. Al tomar las equipotenciales suficientemente cercanas unas de otras, la línea quebrada se transforma en una curva suave que describe la trayectoria de la partícula en el campo.

Experimentalmente se ha demostrado que los campos eléctricos de simetría axial son los más apropiados para enfocar haces de partículas cargadas, lográndose esto con cilindros coaxiales con orificios circulares. Considérese el caso de un haz de iones positivos con carga $+e$ que atraviesa por una lente "einzal" con voltajes tales que $U_2 > U_1$ (fig. 12). Cerca del eje cada superficie equipotencial tiende a tomar forma esférica, el haz de iones paraxial se comportará como un haz de rayos

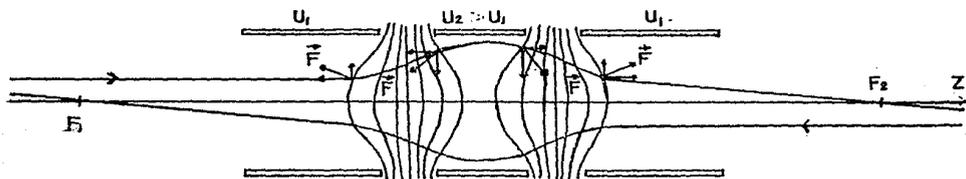


fig. 12 Lente "einzel".

luminosos que atraviesa una lente gruesa con coeficientes de refracción que varían gradualmente. Para simplificar, considérese que entran dos haces de iones paralelos al eje óptico, uno por la izquierda y otro por la derecha, considérese la primera trayectoria y la primera separación interelectrodos. En la primera parte de esta zona la componente radial de la fuerza está hacia afuera del eje, y bajo la acción de esta fuerza el ion positivo se aleja de dicho eje. Del lado derecho de este espacio la fuerza radial sobre el ion hace que cambie la concavidad de la trayectoria y se dirija hacia el eje. Cuando el ion positivo entra en la segunda región interelectródica, la fuerza radial continúa desviándolo hacia el eje y en la última parte de esta zona la fuerza radial tiende a alejar al ion del eje. Es claro que el ion en la región del segundo electrodo pasa más tiempo bajo la acción de la fuerza radial de enfoque, que el tiempo en que está sometido a la fuerza radial de desenfoque. Por lo tanto, la trayectoria del ion positivo cruza el eje óptico en el punto F_2 .

Un análisis similar para el ion positivo que entra a la lente "einzel" por la derecha indica que el haz converge sobre el eje en el punto F_1 . A los puntos F_1 y F_2 se les llama primer y segundo focos principales de la lente (medidos a partir del centro del electrodo intermedio). Para una

descripción completa de los rayos paraxiales en las lentes electrostáticas se emplea la fig. 13, donde H, H' son el primero y segundo planos principales, R es el plano de referencia, f_1 y f_2 son las distancias focales medias. P es la distancia de R al objeto, Q la distancia de R a la imagen, Y y Y' son los tamaños del objeto y la imagen. Por triángulos semejantes, se tiene:

$$\frac{Y'}{Y} = \frac{F_1}{P - F_1} \quad \frac{Y'}{Y} = \frac{Q - F_2}{F_2}$$

donde se define $-Y'/Y = M$, como la amplificación lineal. La relación $(P - F_1)(Q - F_2) = f_1 f_2$ se conoce como "relación de Newton para lentes gruesas".

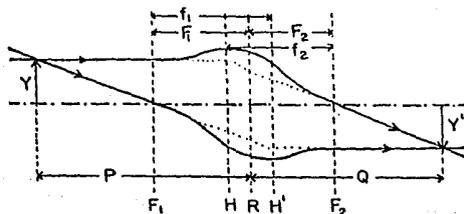


fig. 13

La acción de enfoque de la lente está determinada por el cociente U_2/U_1 , ya que es proporcional al incremento (o decremento) relativo de energía de los iones positivos en su paso dentro de la lente. A medida que el cociente U_2/U_1 aumenta los focos principales se acercan al centro del electrodo intermedio.

La óptica de partículas cargadas en lentes electrostáticas está descrita al integrar la ecuación de movimiento en aproximación paraxial que en el límite no relativista es:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{U'}{U} \frac{dr}{dz} + \frac{U''}{4U} r = 0 \quad [15, \text{ p. } 95] \quad (12)$$

que es una ecuación diferencial de segundo orden con coeficientes variables, donde r es la coordenada radial, z la coordenada longitudinal en la dirección del eje óptico y U' , U'' son la primera y segunda derivadas parciales de $U(r; z)$ respecto a z , respectivamente. Para fines prácticos no se conocen las funciones explícitas de los coeficientes y es necesario emplear laboriosos métodos numéricos o analógicos para realizar la integración [15, pp. 111-118. 6, T1, pp. 76-82].

Harting y Read [16] se dieron a la tarea de estudiar 24 tipos de lentes electrostáticas, entre ellas las "einzel". Por el método de densidad de carga [16, p. 32] determinaron la distribución de potencial en el eje y la integración numérica la realizaron por el método Fox-Goodwin [16, p. 35]. Los cálculos están hechos para tres tipos de diseño de lentes, $M = 0$, $M = 1$ y $M \rightarrow \infty$. Para cada uno de éstos se puede optimizar algún tipo y tamaño de lente en función de la calidad de la imagen requerida de acuerdo a algún criterio. Además de presentar en tablas sus resultados computacionales, proporcionan los valores de las constantes que emplearon para que usándolos en las fórmulas se reproduzcan los datos (básicamente para interpolar sus resultados).

Un caso práctico es aquel en que el diseño de las lentes electrostáticas requiere que el objeto y la imagen estén a distancias finitas del plano de referencia R (fig. 13), esto es, $|M| = 1$. En otros casos el objeto está a una distancia grande de R , por lo que $M = -f_1/(P-F_1) \rightarrow 0$ cuando $P \rightarrow \infty$. O bien el objeto está próximo a R y $M = -f_1/(P-F_1) \rightarrow \infty$ cuando $P \rightarrow F_1$. Para el caso de la lente que se empleó, $|M| = 1$, $F_1 = F_2 = F$ y $f_1 = f_2 = f$ ya que objeto e imagen se

encuentran a distancias finitas, y las fórmulas empleadas y tabuladas por Harting y Read para calcular las distancias focales, distancias focales medias y el diámetro de la lente son:

$$F \left\{ \frac{U_2}{U_1} \right\} = \left\{ \frac{U_2}{U_1} - 1 \right\}^{-2} \left\{ \frac{U_2}{U_1} + X_1 \right\}^{P_2} \left\{ A_0 + \sum_{i=1}^{\epsilon} A_i \left(\frac{U_2}{U_1} \right)^i \right\} \quad (13)$$

$$D = \frac{L}{2F + 2f} \quad (14)$$

donde X_1 , P_2 y las A_i son constantes que se van cambiando (en la ec.13) según se calcule F o f . Si es el caso que se conoce la distancia objeto-imagen L y el diámetro de la lente D , de la ec. (14) se tiene:

$$F + f = \frac{L}{2D} \quad (15)$$

que es la relación que deben cumplir F y f calculadas como función de U_2/U_1 con ayuda de la ec. (13). Esto es, para valores fijos de L y D , sólo hay un valor de U_2/U_1 para el cual F y f satisfacen la ec.(15).

La lente "einzel" utilizada en el dispositivo experimental, fig.2 fué construída en el laboratorio y fué necesario determinar el voltaje con el que se enfoca en forma óptima en un punto. Está hecha de acero inoxidable tipo 304 con un diámetro interior $D=4.46$ cm (fig. 14), sobre cada uno de los tres electrodos hay un disco, los que en conjunto sirven para armarla por medio de dos varillas. El electrodo intermedio está aislado eléctricamente de los otros dos usando un atravesador de colorón que cubre las varillas conductoras. El diseño del acelerador requiere un valor para la distancia objeto-imagen $L=P+Q=30.0$ cm, así que usando la ec. (15) se tiene que $F+f=3.36$ y auxiliándose de un

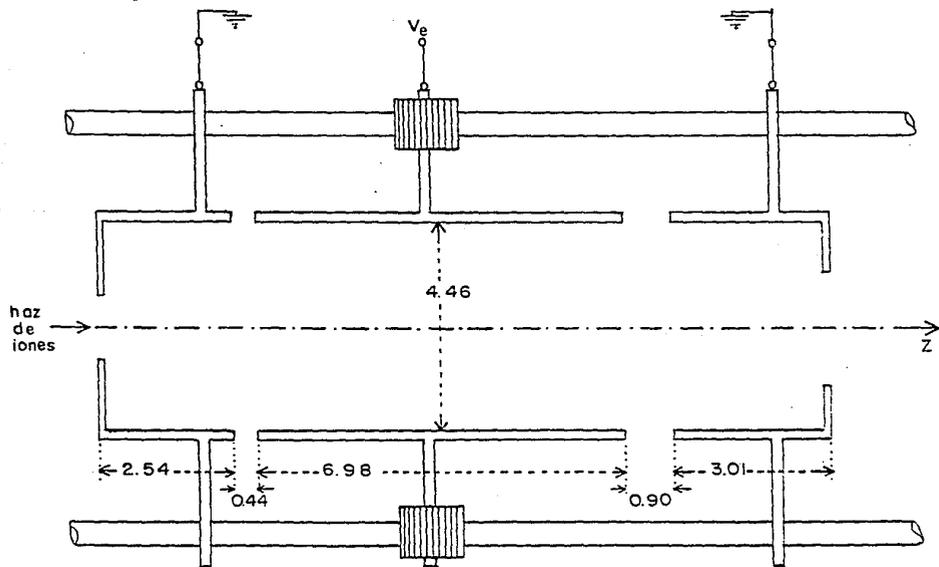


fig. 14 Lente "einzel" (unidades en cm.).

sencillo programa de computadora se pueda evaluar $F(U_2/U_1)$ en la ec. (13). Para este fin se tomaron los valores de las constantes X_1 , P_2 y A_1 del apéndice 3. Tabla A3.27, p. 139 de la referencia [16] y que aquí se reproducen como Tabla I. La Tabla II resume los cálculos realizados para este trabajo; como se observa, para $F+f=3.358$ la razón de voltajes que hace que la lente "eizel" de la fig.14 enfoque a 30.0 cm del objeto (colimador de la placa de ánodo fig. 2) es $U_2/U_1 = 0.160$. Hay que recordar que los voltajes se consideran medidos respecto al voltaje de cátodo (p. 43), esto es, $U_1 = V_{ac} - V_1$ y $U_2 = V_{ac} - V_e$ donde V_{ac} es el voltaje de aceleración, $V_1 = 0$ y V_e es el voltaje de enfoque de la lente "eizel" para el cual enfoca a 30.0 cm del objeto. Así se tiene que $U_1 = V_{ac}$, $U_2 = V_{ac} - V_e$ y usando el valor $U_2/U_1 = 0.160$ se deduce que $V_e = 0.84V_{ac}$. El voltaje de enfoque es siempre una fracción del voltaje de aceleración, y manteniendo esa fracción para diferentes voltajes de aceleración, las lentes "eizel" mantendrán el foco en el mismo punto.

TABLA I

Para intervalo de voltajes = 0.000 a 6.000

(en este intervalo de voltajes f y F son mayores o iguales que 1.0)

$X_1 = 0.6$, $P_2 = 1.5$

	A_0	A_1	A_2	A_3
f	1.9448	-6.1006×10^{-1}	6.1246×10^{-1}	-2.9849×10^{-1}
F	1.5847	1.0715	-1.8293	1.2384

continúa TABLA I

	A_4	A_5	A_6
f	8.0495×10^{-2}	-1.0876×10^{-2}	5.7447×10^{-4}
F	-3.8829×10^{-1}	5.6981×10^{-2}	-3.1646×10^{-3}

TABLA II

U_2/U_1	f	F	f+F
0.159	1.741	1.602	3.343
0.160	1.748	1.610	3.358
0.161	1.755	1.617	3.372

CAPÍTULO IV: SELECCIÓN Y DETECCIÓN DE IONES.

IV.1 ESPECTRÓMETROS DE MASAS.

La diversidad de iones que se producen en una fuente como la que se utilizó en el presente trabajo hace necesario el uso de un espectrómetro de masas cuya función sea separar los diferentes iones por sus propiedades y que permita únicamente el paso de aquellos que se desea intervengan en el experimento planeado.

IV.2 FILTRO DE CANTIDAD DE MOVIMIENTO.

En este trabajo la separación de los iones hidrogénicos (H^+ , H_2^+ , H_3^+) se llevó a cabo haciendo pasar a éstos por un campo magnético uniforme B (fig. 15) y como se verá, dicho dispositivo constituye un filtro de cantidad de movimiento.

El filtro de cantidad de movimiento está constituido por dos superficies polares colocadas muy cerca una de otra, que por razones de simplicidad en la construcción y facilidad de cálculo, se hace de manera que la trayectoria media T_0 que seguirán los iones sea un segmento de círculo centrado en un punto C de radio R (fig. 15 c).

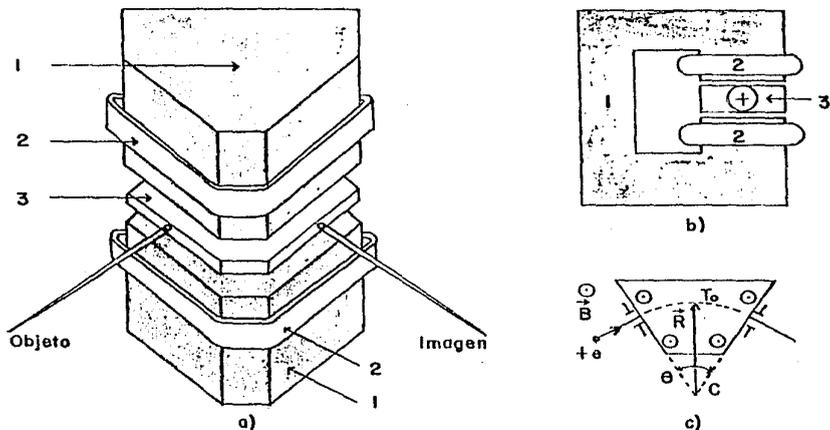


fig.15 a) y b) Electroimán. 1) estructura de fierro, 2) bobinas
 3) cámara de aluminio a vacío. C) superficie polar: $\theta = 60^\circ$, $R = 21.5 \text{ cm}$.

El haz de iones generado en la fuente se hace incidir en la zona de las superficies polares donde sobre cada ion de carga e y masa m actúa una fuerza \vec{F} tal que $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$, donde \vec{v} es la velocidad del ion. Considerando que $\vec{B} = 0$ fuera del sector magnético y $\vec{B} = \text{cte.}$ en el interior para $0 \leq \theta \leq \phi$, se tiene que $\vec{F} \perp \vec{v}$ por lo que $\vec{F} = evB(\hat{z} \times \hat{y}) = -evB\hat{x}$ y su trayectoria podría ser T , (fig. 16). Esta fuerza deflecta continuamente al ion hacia el centro C del sector circular sin variar su rapidez, por lo tanto, esta fuerza es centrípeta $\vec{F} = -(mv^2/R)\hat{x}$ y el movimiento del ion queda descrito por la ecuación:

$$\frac{mv^2}{R} = evB$$

o también

$$B = \frac{mv}{eR} \quad (16)$$

De la ec. 16 queda de manifiesto que al aplicar un campo magnético de intensidad B todos los iones con cantidad de movimiento $p = mv$ y carga e , describen el arco de círculo de radio R .

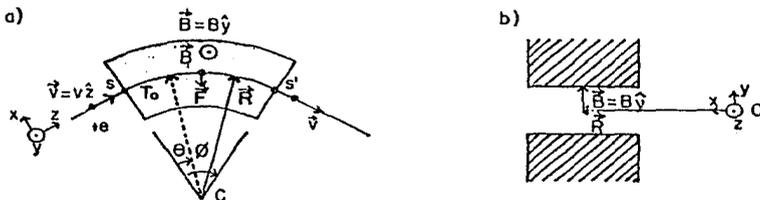


fig. 16 a) Superficie polar. b) Polos magnéticos.

Es claro que la fuerza magnética está actuando sobre los iones aún antes de que éstos entren a los polos magnéticos donde B es uniforme. Por este motivo los iones se empiezan a desviar antes de llegar a la cara del electroimán, hecho que se conoce como "efecto de borde" (fig. 17). También por este efecto los iones no saldrán en forma perpendicular a la cara de salida del electroimán. Este efecto de borde es conveniente "corregirlo" ya que en experimentos como en los de física atómica y molecular se requiere además de estabilidad en el haz de iones, una muy buena calibración que permita distinguir iones atómicos

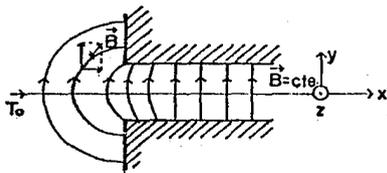


fig. 17 Efecto de borde.

y moleculares de masas cercanas. En el diseño del aparato (figs. 1 y 2) se optó por usar un par de placas paralelas para deflexión vertical seguidas de otro par de placas para deflexión horizontal; el conjunto de placas se colocó antes de la cara de entrada del electroimán (fig. 2). Aplicando un voltaje variable entre 0 y ± 45 V (DC) en cada par de placas se consigue hacer incidir el haz de iones aproximadamente en forma perpendicular a la cara de entrada del electroimán y compensar el efecto de borde para que a la salida de éste los iones seleccionados sean enfocados en la caja de Faraday (fig. 2).

P. Grivet [15, p. 332] usando las ecuaciones de movimiento demuestra que el objeto P, vértice C e imagen Q están sobre una línea recta, es decir, $\phi_P + \phi + \phi_Q = \pi$ (fig. 18), resultado que se conoce como ley de Barber. La caja de Faraday se localiza en el punto Q y su distancia al electroimán es $q = 61.0$ cm (figs. 18 y 19), así que trazando una línea a partir del punto Q (posición de la caja de Faraday) y pasando por C, se determinó el punto P y la distancia p resultó ser: $p = 28.0$ cm. De aquí se ve que la distancia p impuso la condición para pedir que la lente "einzeln" enfocara en el punto P. La situación es que la imagen de la lente "einzeln" es a su vez el objeto para el electroimán.

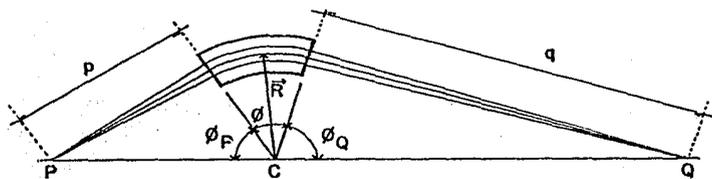


fig. 18 Ley de Barber.

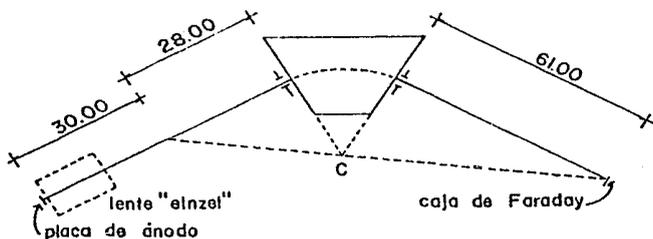


fig. 19 Detalle de la figura 2 (unidades en cm.).

Los iones hidrogénicos llegan al electroimán con la velocidad que adquirieron en la región de aceleración $v = \sqrt{2eV_{ac}/m}$ donde V_{ac} es el voltaje de aceleración. Sustituyendo este valor en la ec. 16 se obtiene:

$$B = \frac{1}{R} \sqrt{2mV_{ac}/e} \times 10^4 \text{ gauss} \quad (17)$$

con $[R] = \text{metros}$, $[m] = \text{Kg}$, $[e] = \text{Coulombs}$ y $[V_{ac}] = \text{Volts}$. Cuando se mide el campo magnético B_1 para deflectar m_1 , es útil la relación:

$$B_2 = B_1 \frac{\sqrt{m_2}}{\sqrt{m_1}} \quad (18)$$

que se deduce a partir de la ec. 17. Ecuación que es útil para calcular el campo magnético (B_2) necesario para deflectar iones atómicos o moleculares a partir del valor conocido (B_1).

A continuación se describen en forma breve los métodos que se emplean para separar iones de diferente velocidad y energía.

IV.3 FILTRO DE VELOCIDADES.

El filtro de velocidades utiliza un campo eléctrico uniforme \vec{E} y un campo magnético uniforme \vec{B} perpendiculares entre sí [17, p. 16], (fig. 20). Sobre cada ion de carga e que entra por el colimador S_1 del filtro, actúa la fuerza de Lorentz $\vec{F} = e\vec{E} + e\vec{v} \times \vec{B}$ y solo los iones que sigan la trayectoria T_0 en la dirección de z alcanzarán a salir por el colimador S_2 del filtro, éstos iones tendrán una velocidad \vec{v}_0 independientemente de su masa, esto es, la fuerza sobre ellos será 0: $\vec{F} = 0 \Rightarrow v_0 = E/B$. Los iones así extraídos, a través de S_2 serán homogéneos en velocidad pero no en masa. Tal filtro se conoce con el nombre de filtro de Wien.

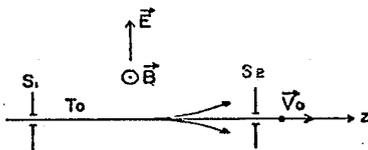


fig. 20 Filtro de velocidades.

IV.4 FILTRO DE ENERGÍAS.

Un elemento electrostático como el de la fig. 21 resulta ser un filtro de energía. Al incidir el haz de iones compuesto por partículas con distintas velocidades y masas a lo largo del eje central, las únicas

que alcanzarán a pasar por un colimador S_2 situado a la salida de este condensador cilíndrico serán aquellas que sigan la trayectoria central (T_0). Sobre cada partícula actúa una fuerza $\vec{F} = eE\hat{x}$ que continuamente la defleca hacia el centro C del sector circular sin variar su rapidez, por tanto, se trata de una fuerza centrípeta $\vec{F} = (mv^2/R_0)\hat{x}$ y el movimiento de la partícula queda descrito por la ecuación:

$$\frac{mv^2}{R_0} = eE(R_0) \quad (19)$$

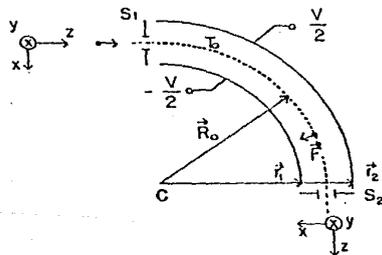


fig. 21 Filtro de energías.

Ahora bien, el campo eléctrico en función de r para este condensador cilíndrico es:

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(r_2/r_1)} \quad (20)$$

donde r_1 y r_2 son los radios de cada una de las placas y V el voltaje entre ellas. Evaluando la ec. 20 en R_0 se tiene:

$$E(R_0) = \frac{V}{R_0 \ln(r_2/r_1)}$$

como $R_0 = (r_1 + r_2)/2$, y como $\ln x = 2(x-1)/(x+1)$ con $x = r_2/r_1 > 0$ y haciendo $d = r_2 - r_1$ se llega a la expresión:

$$E(R_0) = \frac{V}{I}$$

Sustituyendo este valor en la ec. 19 y calculando a partir de ésta la energía de las partículas se obtiene:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{e R_0 V}{2 I} \quad (21)$$

De la ec. 21 queda claro que las partículas con esta energía son las que saldrán por el colimador S_2 del filtro.

IV.5 CAJA DE FARADAY.

La corriente de iones se detecta y se mide por medio de una caja de Faraday [13]. Este dispositivo consiste de cuatro electrodos de cobre a los que se les aplican diferentes voltajes (DC) y un quinto electrodo de acero inoxidable conectado a tierra que cubre a los otros (fig. 22). El haz de iones que se hace incidir en la caja de Faraday, encuentra primero un colimador polarizado con +45V(DC) cuya función es evitar que entren partículas cargadas lentas que forman el gas residual dentro de las cámaras a vacío. Un segundo colimador polarizado con -90V(DC) evita que los electrones secundarios salgan de la caja de Faraday. En seguida un cilindro polarizado con -310V(DC) tiene como función regresar al colector todos los electrones secundarios, En el colector es donde ocurre la emisión de electrones secundarios. Por cada ion positivo que llega salen $N+1$ ($N \geq 1$, p. 42) electrones de los cuales uno neutraliza al ion positivo y los demás constituyen la emisión secundaria, que como

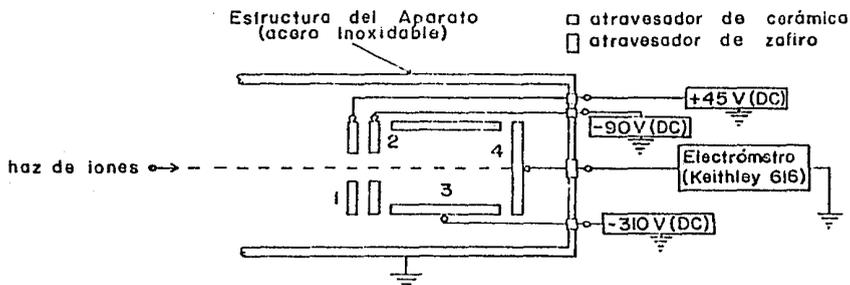


fig. 22 Coja de Faraday.

ya se explicó, son regresados al colector para que el efecto neto sea que el electrometro cuente un sólo electrón por cada ion positivo que colisione con el colector.

Como consecuencia de la incidencia de iones positivos sobre el colector, además de los electrones secundarios hay retrodispersión de iones positivos y principalmente partículas neutras en estado base o excitado [3, p. 83]. Debido a que no tienen carga, estas últimas ya no afectan la lectura de la corriente de iones; ya no "sienten" el voltaje del cilindro. Este es el más importante de los voltajes de polarización en la caja de Faraday ya que es el que garantiza que todos los electrones secundarios sean regresados al colector. Se hizo el experimento de medir la corriente de iones H_2^+ variando el voltaje del cilindro en el intervalo 0 a -310V(DC) y se obtuvo la gráfica de la fig. 23. Como se ve, a partir de -20 V(DC) se establece una meseta con valor de 7.6×10^{-9} amperes que corresponde a la corriente que se quiere medir. Esto significa que el cilindro se puede polarizar con un voltaje de -20 V(DC) a los -310 V(DC) para medir la corriente de iones positivos.

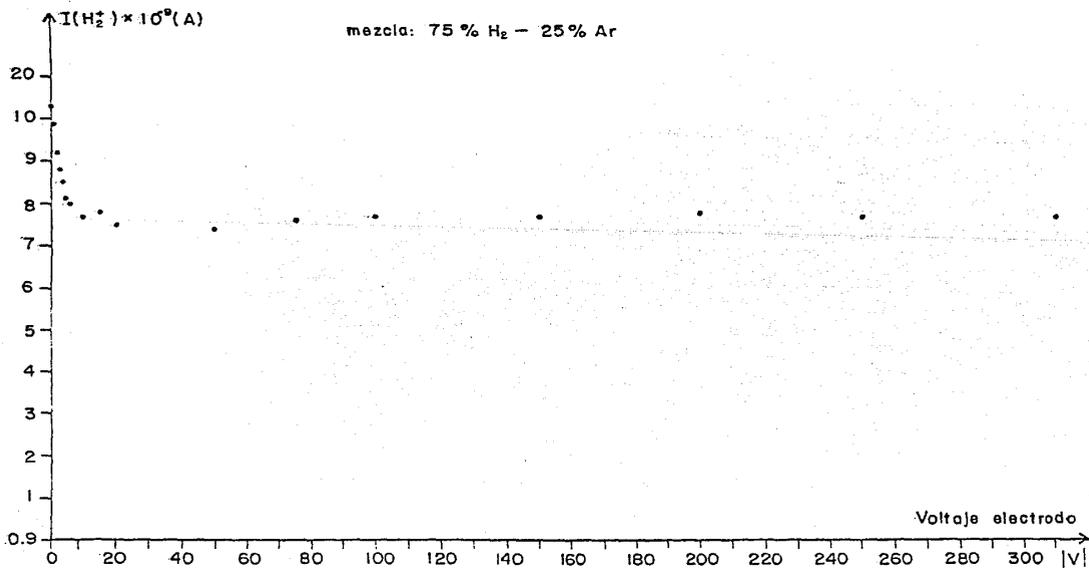


fig. 23 Corriente medida en la caja de Faraday en función del voltaje del electrodo número 3, figura 22.

Esto no ocurre cuando se quiere medir corriente de electrones, ya que en este caso la distribución de energía de los electrones secundarios presenta un pico a una energía ligeramente menor a 160 eV debido a electrones primarios reflejados elásticamente* que casi conservan su energía inicial [3, p. 81]. Por esta razón el cilindro se debe polarizar con un voltaje mayor que $|-170|$ V(DC).

Para las dos cajas de Faraday que se utilizaron en este trabajo (figs. 2 y 22) se cuenta con una fuente de voltaje (DC) diseñada y construída en el laboratorio para tal fin [2]. Una caja de Faraday se encuentra en la dirección de la fuente de iones para medir corriente total (sin aplicar campo magnético) y la otra a la salida del electroimán para medir la corriente de los iones deflectados. Para evitar la presencia de una corriente de fuga que podría ocasionar lecturas que no representan la corriente real, se usó un atravesador de zafiro como se muestra en la fig. 22.

* estos electrones que contribuyen al mencionado pico no se consideran electrones secundarios [18, p. 419]

CAPÍTULO V: MEDICIONES, RESULTADOS Y CONCLUSIONES.

Los parámetros cuyo valor puede variarse para tratar de inducir cambios en las poblaciones relativas de los iones hidrogénicos positivos* H^+ , H_2^+ y H_3^+ son: presión en la cámara de la fuente, porcentaje de mezcla de gas de apoyo a la descarga o ausencia de éste, corriente de filamento y voltaje de descarga. La primera observación que es necesario hacer es que la corriente de iones está fuertemente condicionada por estos parámetros cuya influencia de uno sobre los otros es muy grande. Una segunda observación es que el incremento en la corriente de filamento hace que aumente la descarga una vez que ésta se ha producido. La tercera observación es que para una corriente de descarga alta la fuente que se utilizó produce una bifurcación del haz.

De estas observaciones se decidió que para el presente trabajo se procurara mantener una descarga baja y constante: ~ 0.1 A. La presión en la fuente se varió de 0 a 200 micrones de Hg. Como gas de apoyo se eligió el argón y la mezcla con H_2 se varió en la siguiente forma: 100% H_2 - 0% Ar, 75% H_2 - 25% Ar y 50% H_2 - 50% Ar.

El primer problema consistió en calibrar el acelerador para la masa 1 (H^+). El procedimiento que se siguió fue determinar teóricamente el campo magnético para deflectar esta masa hacia la caja de

* Iones moleculares de hidrógeno con masa superior a tres se producen mediante otras técnicas.

Faraday y después buscar alrededor de éste valor el campo magnético (producido por el electroimán) que la deflectaba, resultando $B_1 = 271$ gauss. Una vez realizado esto, se calculó mediante la ecuación 18 el campo magnético que deflectaría al ion de masa atómica 2 que resulto ser $B_2 = 385$ gauss y que corresponde a H_2^+ . Con el mismo procedimiento se encontró que el campo magnético para deflectar H_3^+ es de $B_3 = 472$ gauss*. La familia de curvas de la gráfica 24 muestran los cálculos del campo magnético necesario para deflectar del colimador de entrada al colimador de salida del electroimán, a un ion con masa atómica de 1 hasta 20 y para energías desde 0.5 KV a 5.0 KV en incrementos de 0.5 KV. Es de esperarse una variación máxima de un 5% entre el valor calculado y el real debido a la histéresis del electroimán.

Los resultados que se reportan en las gráficas 25, 26 y 27 corresponden al valor relativo de las poblaciones de los iones hidrogénicos referidos a la población de H^+ . La presión se varió de ~ 40 a 200 micrones de Hg en todos los casos y como ya se mencionó antes, se trató de mantener la misma magnitud en la corriente de descarga; el voltaje de aceleración se mantuvo en 2000 Volts.

Se emplea la notación $I(H^+)$, $I(H_2^+)$ e $I(H_3^+)$ para indicar las corrientes de los haces de iones H^+ , H_2^+ y H_3^+ , respectivamente, medidas en la caja de Faraday, así como las fracciones $I(H_2^+)/I(H^+)$ e $I(H_3^+)/I(H^+)$

* el campo magnético se midió con un Gáussmetro RFL Industries, Inc. modelo 912 y una sonda Hall plana colocada al centro de la cámara de aluminio del electroimán, fig. 15.

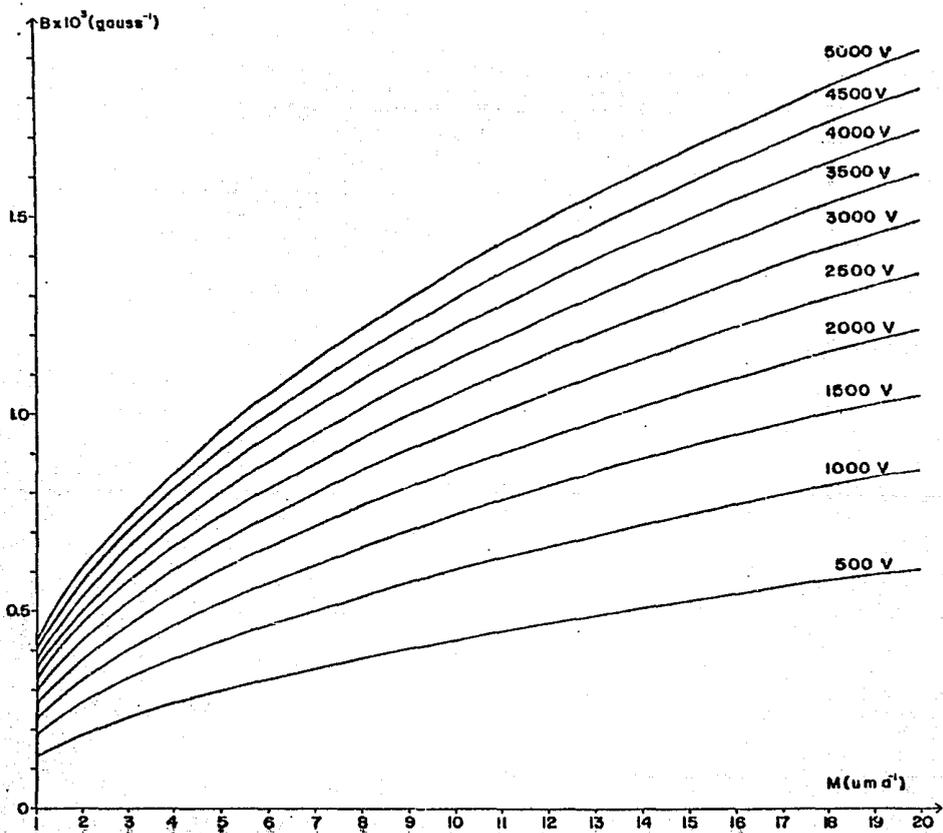


fig. 24..

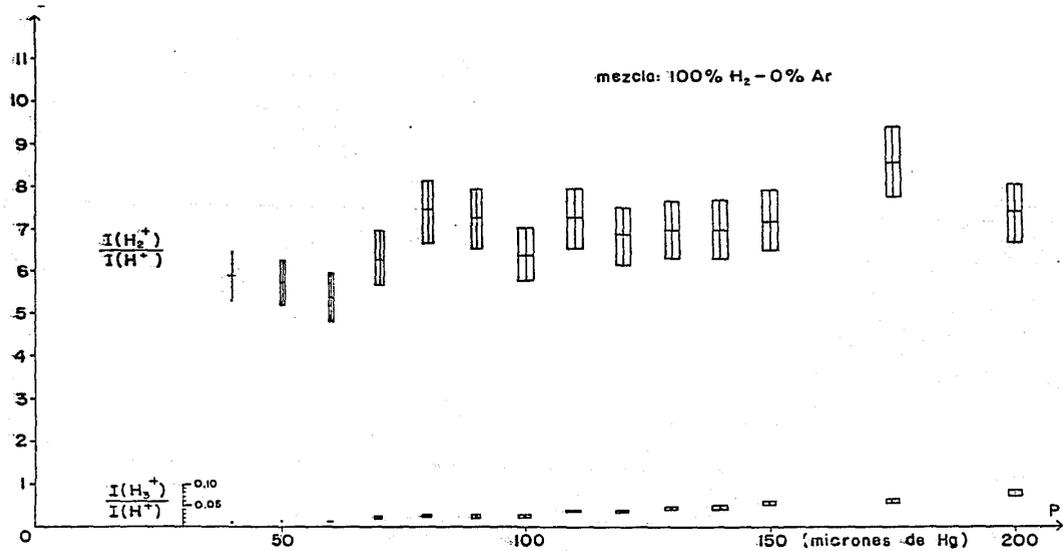


fig. 25

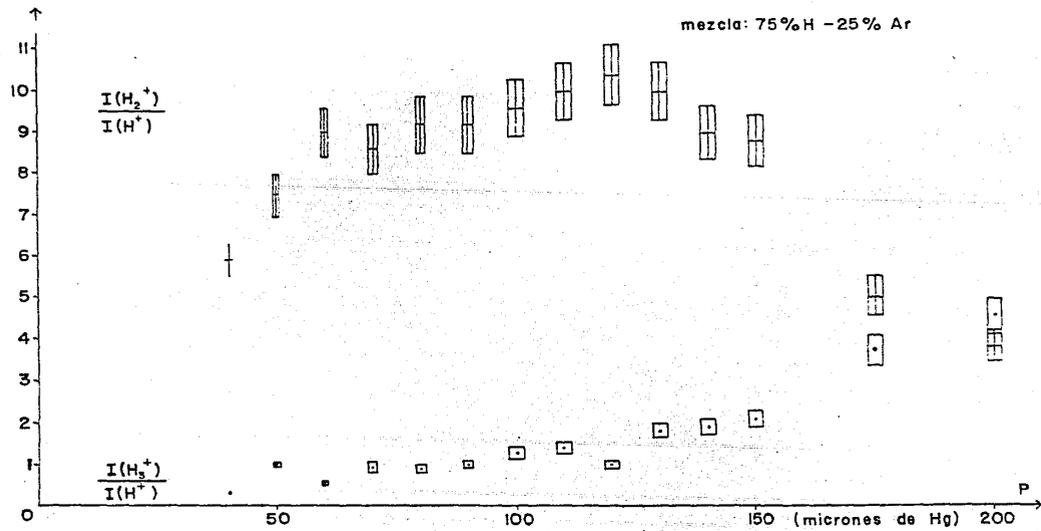


fig. 26

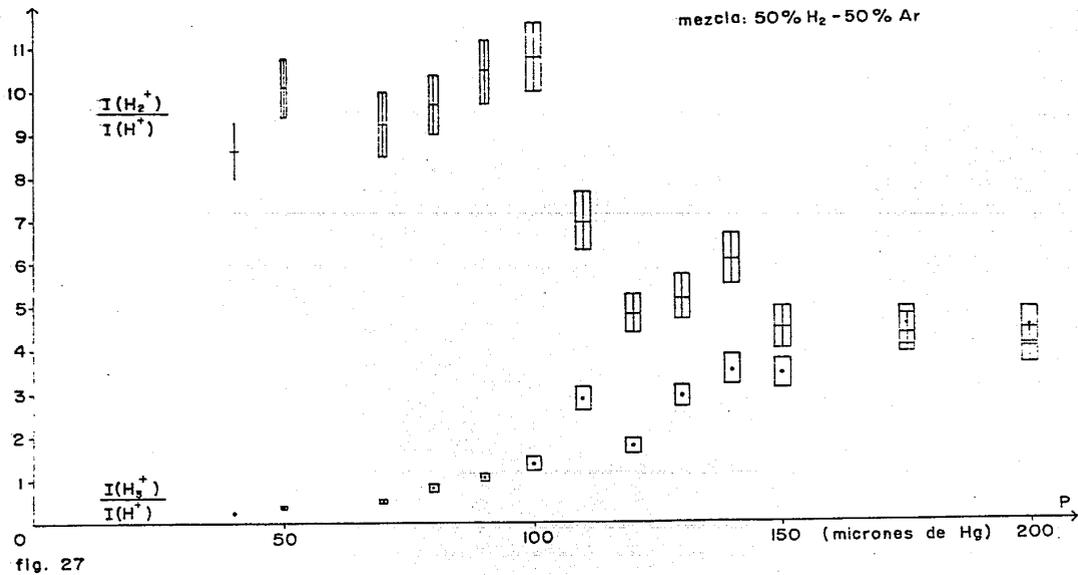


fig. 27

para indicar los cocientes entre las respectivas corrientes de haces de iones.

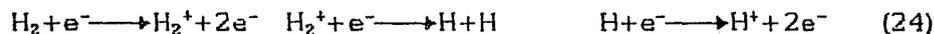
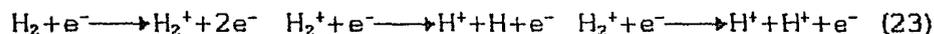
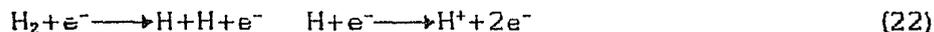
La primera gráfica, 25, resume los resultados cuando no hay gas de apoyo, o sea que al recinto de la fuente se admite únicamente hidrógeno. Las impurezas presentes en este caso son las inevitables por provenir de gas residual (aire, agua o del material mismo de la fuente). En las dos últimas gráficas, 26 y 27, aparecen los resultados cuando se utilizó gas de apoyo.

Por lo que respecta a cada uno de los parámetros que se dan en las gráficas 25, 26 y 27, cabe decir que se mezclaron H_2 y Ar en tres diferentes porcentajes de la presión total y que fueron representativas para el estudio. La corriente de filamento y el voltaje de ánodo se ajustaron para que combinados con la presión, la descarga en arco fuera la misma: ~ 0.1 A. El voltaje de enfoque siempre resultó por abajo del valor calculado $V_e = 0.84V_{ac} = 1680V$ (p. 51), lo que se debe a varios factores: al maximizar la corriente de iones en la caja de Faraday se requiere optimizar, voltajes de placas deflectoras y voltaje de enfoque, como consecuencia de esto, sistemáticamente $V_e \leq 1680V$.

Del análisis de las gráficas 26 y 27 se observa que para presiones en el intervalo (40 a 150) micrones de Hg, la fracción $I(H_2^+)/I(H^+)$ tiene valores alrededor de 8, mientras que en el resto del intervalo de presiones dicha fracción cae a la mitad. También se observa que la fracción $I(H_3^+)/I(H^+)$ aumenta conforme aumenta la presión y en el intervalo (150 a 200) micrones de Hg su valor está alrededor de 4 como en el caso de la primera fracción. Incluso se traslapan los puntos experimentales de las fracciones. En la gráfica 25 los puntos experimentales para la fracción $I(H_2^+)/I(H^+)$ tienen valores alrededor de 7 en

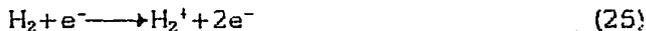
todo el intervalo de presiones, mientras que la fracción $I(H_3^+)/I(H^+)$ es menor que 0.1 en éste y crece sistemáticamente.

Una explicación del comportamiento de la fuente de iones frente a la variación de sus parámetros puede ser la siguiente: las concentraciones de H^+ , H_2^+ y H_3^+ dentro de la cámara de descarga dependen de las secciones transversales para esos procesos, del gas de apoyo empleado y de la presión en la fuente. Se ha encontrado en otros estudios [3, p. 79] que la concentración de H^+ esta determinada por las colisiones dobles:

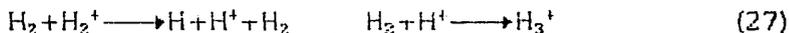


siendo la colisión $H+e$ la que más contribuye a la concentración de H^+ .

En las colisiones simples:



se ha encontrado que $\sigma(H_2^+) > \sigma(H^+)$, es decir, es más probable que al colisionar un electrón con una molécula de hidrógeno ésta se ionice a que se disocia con la consecuente ionización de uno de sus átomos. Por lo tanto, la colisión (25) es la que determina principalmente la concentración de H_2^+ en la cámara de descarga y como se ve en las gráficas 25, 26 y 27 es la principal población de iones, observandose variaciones conforme cambia la presión. La formación de H_3^+ se explica a partir de la alta concentración de H_2^+ en la cámara de descarga, ya que la colisión ion-molécula tiene gran probabilidad de ocurrir al haberse disociado H_2^+ con una energía de impacto de pocos electrón volts, es decir, el proceso en la formación de H_3^+ ocurre según la colisión (27):



Una continuación natural de este estudio sería obtener las curvas de las poblaciones de los iones hidrogénicos variando la corriente de descarga, empleando las mezclas de H_2 y Ar ya citadas y el mismo intervalo de presiones. Otro parámetro importante a cambiar es el gas de apoyo a la descarga, por ejemplo, N_2 , Ne, Xe, y estudiar cómo cambia la producción de iones hidrogénicos. Además de éste, sería interesante comparar estos resultados, sobre todo los de la gráfica 25, con los que de una fuente de iones por impacto electrónico y los de las gráficas 26 y 27 con los que de una fuente de iones de radiofrecuencia.

Como un comentario sobre el método que se empleó para la asignación de las barras de error en las gráficas y que presentan los valores de las fracciones $I(\text{H}_2^+)/I(\text{H}^+)$ e $I(\text{H}_3^+)/I(\text{H}^+)$, éstas se calcularon a partir de las lecturas en el electrómetro siguiendo las instrucciones de su manual de operación*, esto es:

-intervalo de $(10^{-1}$ a $10^{-7})\text{A}$: $\pm(.5\%$ de la lectura + $.1\%$ del intervalo)

- 10^{-8}A : $\pm(2\%$ de la lectura + $.1\%$ del intervalo)

-intervalo de $(10^{-9}$ a $10^{-11})\text{A}$: $\pm(5\%$ de la lectura + $.1\%$ del intervalo)

y usando las expresiones:

$$\delta \left\{ \frac{I_2}{I_1} \right\} = \left\{ \frac{\delta I_1}{I_1} + \frac{\delta I_2}{I_2} \right\} \frac{I_2}{I_1}$$

* Para medir la corriente de iones se empleó un electrómetro marca Keithley, modelo 616.

$$\delta \left\{ \frac{I_3}{I_1} \right\} = \left\{ \frac{\delta I_1}{I_1} + \frac{\delta I_3}{I_3} \right\} \frac{I_3}{I_1}$$

Los intervalos de error en la presión no siempre se pueden graficar y en todo caso el tamaño del punto ya la incluye. La escala del medidor de presiones es logarítmica y por lo tanto no en todo el intervalo de presiones la mínima escala es igual, esto es:

- de (40 a 50) micrones de Hg: escala mínima 0.5 micrones de Hg.
- de (50 a 70) micrones de Hg: escala mínima 1 micron de Hg.
- de (70 a 150) micrones de Hg: escala mínima 2 micrones de Hg.
- de (150 a 200) micrones de Hg: escala mínima 5 micrones de Hg.

*Como el viejo decía...
si las cosas difíciles fueran fáciles
cualquier pendejo las haría.*

BIBLIOGRAFÍA.

- 1.- Laboratorio de colisiones atómicas y moleculares, IFUNAM (folleto, 1985).
- 2.- J. de Urquijo y S. Pérez, Diseño y construcción de fuentes reguladas para polarización de electrodos (Reporte interno, Laboratorio de colisiones atómicas y moleculares, IFUNAM-Cuernavaca, 1985).
- 3.- L. Vályi, Atom and ion sources (John Wiley & Sons, London, 1977).
- 4.- I. Álvarez y C. Cisneros, Revista mexicana de física 27, No. 2, 179(1981).
- 5.- E. Nasser, Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics (John Wiley & Sons, USA, 1971).
- 6.- A. Septier, Focusing of charged particles I y II (Academic Press Inc, London LTD, 1967).
- 7.- S. N. Popov, Sov. Phys.-Tech. Phys, 6, No. 12, 1047(1962).
- 8.- J. Aubert y C. Lejeune, Vacuum 34, 229(1984).
- 9.- E. Pérez, Un estudio de fuentes de iones para gases y sólidos (Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM, 1975).
- 10.- A survey of phenomena in ionized gases-invited papers (International atomic energy agency, Vienna, 1968).
- 11.- E. H. Wichmann, Física cuántica (Berkeley Physics Course-Vol. 4, Reverté, 1972).
- 12.- N. A. Dyson, X-rays in atomic and nuclear physics (Longman, London, 1973).

- 13.- J. A. Ray and C. F. Barnett, J. Appl. Phys. 42, No. 8, 3260(1971).
- 14.- L. Artsimovich y S. Lukianov, Movimiento de las partículas cargadas en los campos eléctricos y magnéticos (Mir, Moscú, 1974).
- 15.- P. Grivet, Electron optics (Pergamon Press, London, 1972).
- 16.- E. Harting and F. H. Read, Electrostatic lenses (Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976).
- 17.- H. Martínez, Formación de H^- mediante captura electrónica de H_2^+ en vapores de magnesio (Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM, 1981).
- 18.- A. J. Dekker, Solid state physics (Prentice-Hall, Inc, USA, 1963).