

U.CH-FC
LIC-F
g643

EL ACELERADOR DE 40 KeV DEL CEN

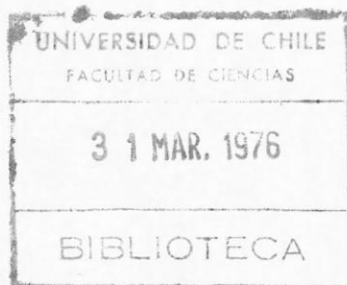
Ricardo A. González C.

Trabajo presentado en cumplimiento de los
requisitos para optar al grado de Licen-
ciado en Ciencias con mención en Física.
Facultad de Ciencias, U. de Chile.



Profesor Guía: DR. LIPO BIRSTEIN

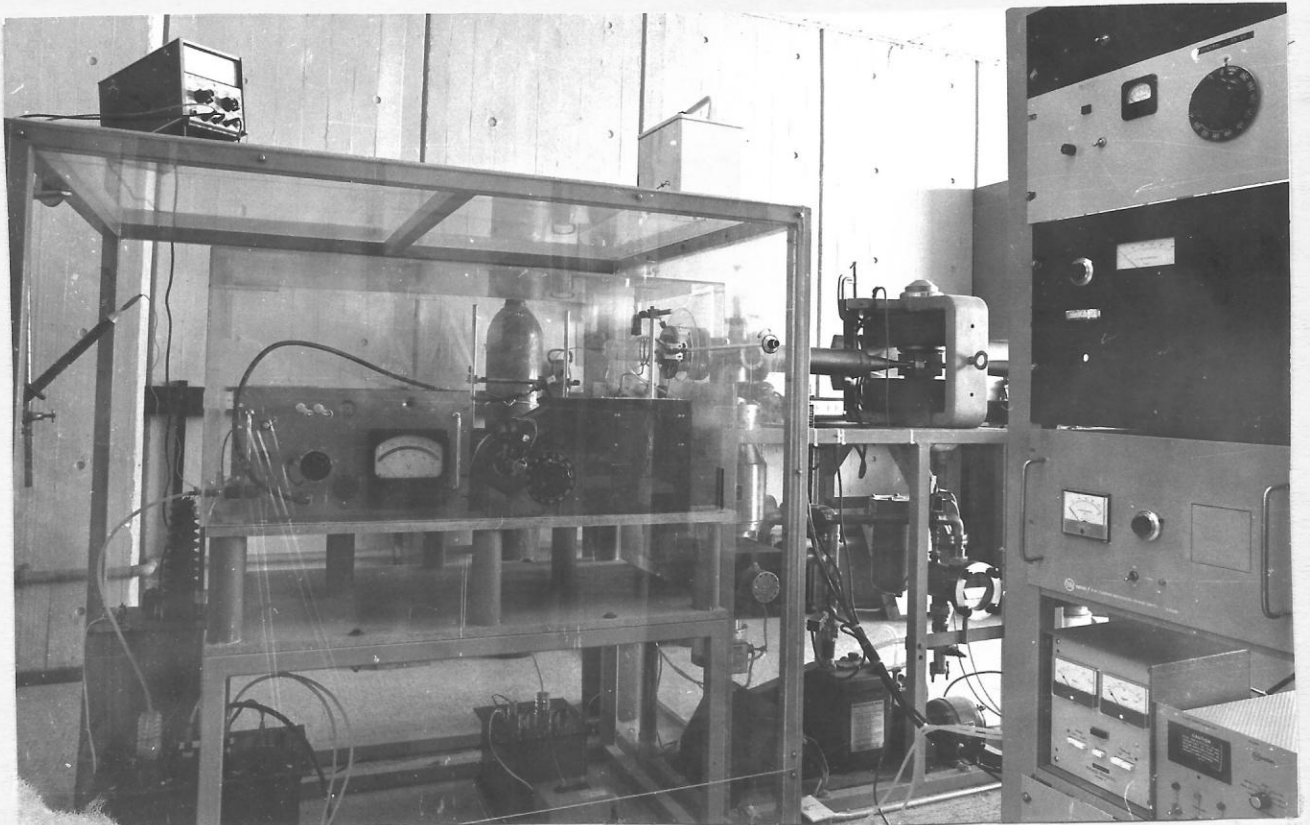
A mis papis.



AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mis sinceros agradecimientos a Lipo Birstein y a Roberto Morales por la amistad y consejos brindados; a la Comisión Chilena de Energía Nuclear que facilitó los equipos y los medios para realizar este trabajo.

También deseo agradecer a Mafalda, a Carolina F.M. y al Colo-Colo y en forma especial a todos aquellos sin cuya ausencia este trabajo no habría llegado a feliz término.



INTRODUCCION.

En su más amplio significado la implantación de iones incluye el estudio de todas las propiedades de un sólido que resultan afectadas cuando cierta cantidad de iones es introducida en su interior y también los métodos de análisis de estas propiedades. Las propiedades que resultan afectadas pueden ser de índole mecánica, eléctrica, química, magnética u óptica.

Las técnicas competitivas a la implantación de iones son a veces impracticables, por no ser esta un proceso de equilibrio no importan los límites de solubilidad ni las otras condiciones necesarias para la difusión térmica.

Una de las aplicaciones más importantes de esta técnica es el estudio y fabricación de dispositivos semiconductores. La idea es construir junturas semiconductoras en el material implantado, con este objeto la penetración de los iones debe ser de unos cuantos micrones lo que se consigue con energías del orden de unos cientos de KeV.

Otro campo de trabajo es el estudio de las propiedades superficiales de los sólidos. En este caso la energía apropiada es del orden de unos cuantos KeV ya que a tales energías la penetración de los iones se limita a unas cuantas capas monoatómicas.

También es posible el estudio de estructuras cristalinas usando el fenómeno de channeling.

En algunos casos se han usado energías mayores que las mencionadas (hasta 1 MeV) con el propósito de estudiar los daños producidos e incluso se pueden simular los daños producidos por fragmentos de fisión y neutrones de un reactor. Este tipo de trabajos fue uno de los que sirvió como punto de partida para la implantación de iones, junto con el traba-

jo clásico de Bohr sobre la teoría de penetración de iones en la materia.

Se puede pensar que la observación de sólidos con propiedades modificadas comienza con el desarrollo de los primeros aceleradores electrostáticos alrededor de 1930. Sin embargo, como el interés estaba dirigido hacia el estudio de las propiedades internas del núcleo, tales fenómenos fueron considerados como problemas laterales. Con el desarrollo de la tecnología esas primeras máquinas fueron sucesivamente modificadas siguiendo la idea de conseguir mayores energías. El resultado son los aceleradores gigantescos de la actualidad (Bevatron, cosmotron, etc.).

Paralelamente, alrededor de 1940 comienza el desarrollo de los reactores nucleares y con ellos surgió la necesidad de separar isótopos de ciertos elementos. Para esto se construyeron los llamados separadores de isótopos, aceleradores de baja energía (algunos KeV) en los que se pone énfasis en conseguir haces muy intensos con una excelente resolución en masa.

De este modo, cuando surgió el interés por la implantación de iones habían varias condiciones dadas. Lo principal es que había un cúmulo de experiencias con fuentes de iones pesados para varios elementos y que requerían poca o ninguna modificación para el nuevo trabajo. También los métodos simples de aceleración de los primeros aceleradores habían sido suficientemente mejorados como para hacerlos operativos.

Sin embargo, a pesar de que parte del camino está recorrido, hay una cantidad de problemas que solo pueden obviarse al diseñar la máquina considerando detalladamente las condiciones de operación y los requisitos que se le imponen, espe-

cialmente los que se refieren a versatilidad, facilidad de manejo y economía de costo en la construcción, operación y mantención.

En este trabajo se darán los fundamentos para el diseño de un acelerador y se describirá el acelerador de 40 KeV construido en el CEN. Además se considerará la aplicación de este acelerador a estudios de composición superficial. Desafortunadamente, parte del equipo necesario para este, está en construcción o en trámite de importación de modo que este trabajo es fundamentalmente descriptivo.

CAPITULO I

PRINCIPIOS DE DISEÑO DE UN ACELERADOR.

1. Generalidades

Antes de entrar a estudiar las partes principales de un acelerador es necesario que se precisen bien los requisitos que debe cumplir.

Los principales problemas de diseño surgen de que la máquina debe ser versátil en el sentido de acelerar una amplia variedad de iones a una energía variable y con corrientes de haz relativamente altas.

Una vez que el elemento o compuesto ha sido ionizado hay que extraerlo de la fuente de iones, enfocarlo y acelerarlo. En general, la fuente de iones entrega un espectro de iones de diferentes masas y estados de carga y el ion de interés puede ser un constituyente menor del espectro, de modo que la corriente extraída debe ser mayor que la que se necesita en la etapa de blancos. Esto obliga, además, a usar un sistema de análisis que permita separar las componentes del haz.

Un punto muy importante es la presión en el interior de la máquina y los efectos asociados a ella, que son minimizados al disminuir esta (scattering del haz, chispazos, etc.).

En el terminal de aceleración la presión esta determinada por el gas sin ionizar que escapa de la fuente de iones y por las microfugas imposibles de eliminar. En el camino del haz hasta la cámara de blancos el factor dominante es el desgaseamiento producido por el haz y la fuga de gases desde la fuente de iones.

En estas dos etapas el uso de cualquier bomba de vacío presenta inconvenientes que pueden ser obviados con un diseño adecuado del sistema. Así por ejemplo, las bombas iónicas tienen

poca velocidad de bombeo para gases inertes y las bombas turbomoleculares tienen una vida util corta con vapores corrosivos, aunque ambas permiten lograr condiciones de ultravacuo. En cambio los aceites de silicona de las difusoras reaccionan con el haz originando capas altamente aislantes capaces de alterar la optica del haz. Los sistemas de bombeo criogénicos permiten eliminar los hidrocarburos que serían degradados por el haz y conducen a la formación de capas carbónicas sobre las paredes del sistema.

En la cámara de blancos el sistema de bombeo depende esencialmente del experimento en cuestión. En rasgos generales, el principal problema es la contaminación de la superficie del blanco y la posterior penetración de estas impurezas debido a colisiones frontales con los iones incidentes (*). En ciertas condiciones de vacuo se puede conseguir un estado de "limpieza dinámica" de la superficie. Esto se logra cuando la velocidad de sputtering debido al haz es mayor o igual que la velocidad de contaminación.

Después de la zona de análisis hay que considerar las reacciones de intercambio de carga con los gases residuales. Esto crea un flujo de átomos neutros difíciles de manejar y medir y que puede conducir a error en los niveles de dopamiento. Con el objeto de minimizar las colisiones con gases residuales, en general, se requieren presiones del orden de 10^{-5} - 10^{-6} torr.

(*) Suponiendo una corriente de haz de 1 mA/cm^2 , cada átomo de la superficie es impactado aproximadamente una vez por segundo.

2. Fuente de iones

Se tratará aquí la producción de un haz de iones listo para ser acelerado. Debido a que la fuente de iones es el factor individual de más peso sobre el desempeño del acelerador, se considerará con cierto detalle su funcionamiento y algunos ejemplos particulares.

En todas las fuentes de iones la ionización se produce por choques de átomos con electrones en una descarga eléctrica sustentada por el vapor del compuesto a ionizar.

La ionización se produce cuando la energía de los electrones es mayor o igual que el potencial de ionización del gas. El ritmo de producción de iones depende del flujo de electrones y de la sección eficaz de ionización, cuya forma general se ilustra en la figura 1.

La energía promedio de los electrones esta dada por la energía media adquirida a lo largo del camino libre medio entre colisiones y depende del campo de aceleración y de la presión del gas.

Sin embargo, este no es el único proceso que conduce a la ionización, aunque si es dominante.

Consideremos un proceso en que domina la ionización por colisiones con electrones. Si en el gas hay una corriente I_0 de electrones, después de atravesar una distancia x la nueva corriente será (debido a la ionización):

$$I = I_0 e^{\alpha x}$$

Físicamente, α es proporcional a la presión, P , y al camino libre medio (i.e. proporcional a E/P), luego:

$$\alpha/P = CF(E/P)$$

donde C es una constante y F alguna función de E/P .

Al considerar los otros procesos que conducen a la ionización, se demuestra (L. 62) que:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - (e^{\alpha d} - 1)} \quad (1)$$

donde d es el espaciamiento entre electrodos y γ es el número de electrónes secundarios que entran en la descarga.

Algunas fuentes operan en el límite de la descarga disruptiva o arco eléctrico donde el denominador de (1) tiende a cero, en estas condiciones la descarga es auto mantenida y limitada sólo por las constantes de la fuente externa de alimentación. Estas son las fuentes tipo plasma. Otras fuentes son operadas bajo este límite y dependen de la emisión de electrónes por un filamento caliente para mantener la descarga.

En general, durante la descarga y en estado estacionario el plasma contiene cantidades aproximadamente iguales de iones y electrónes, como la movilidad de los electrónes es grande cualquier gradiente de campo interno es compensado. En este estado, el flujo de iones que emerge del plasma depende de la rapidez de producción de estos.

Como el potencial en el interior del plasma es casi constante, la caída del potencial de aceleración de los electrónes ocurre en una pequeña región en los contornos del plasma (fig. 2). Esto conduce a la formación de una especie de hoja cargada que envuelve el plasma y, además, mantiene la neutralidad del plasma aislándolo de cualquier superficie que tenga un potencial diferente.

En este estado de cosas, los electrónes son reflejados por la barrera de potencial en el contorno del plasma mientras que los iones pueden difundir a través de ella. La temperatura de los iones no es mucho más alta que la de los átomos neutrales, pero la de los electrónes es de unos cuantos eV.

De acuerdo con Bohm (B 49), para lograr una hoja cargada envolvente estable es necesario que los iones lleguen a esta

hoja con una energía cinética correspondiente a aproximadamente la mitad de la temperatura de los electrones, T_e . El campo de aceleración $kT_e/2e$ necesario para esto es proporcionado por la barrera de potencial.

El valor preciso de la corriente de iones J_+ que atraviesa la barrera depende de la geometría del sistema, pero normalmente se acepta el valor (K 56)

$$J_+ = n_+ v_+ \approx 3.5 \times 10^{-13} n_+ \sqrt{T_e/M_+} \text{ mA/cm} \quad (2)$$

Dentro de la barrera de espesor d la corriente esta limitada por los efectos de carga espacial. De acuerdo con la conocida fórmula de Langmuir:

$$J = \frac{V^{3/2}}{9\pi d^2} \sqrt{2e/M_+} = 5.45 \times 10^{-8} \frac{V^{3/2}}{d^2 \sqrt{M_+}} \text{ A/cm}$$

donde V es el voltaje efectivo a través de la barrera.

Este es el esquema idealizado del funcionamiento de una fuente de iones. Si ahora introducimos sofisticaciones destinadas a mejorar la calidad del haz extraído, el problema se torna intratable. Muchas de las mejoras se han conseguido por medios experimentales y empíricos.

Un método generalmente usado para aumentar la eficiencia de ionización consiste en colocar un campo magnético para aumentar así el recorrido de los electrones.

2-1. Extracción de Iones

Una vez que los iones han sido producidos el problema es sacarlos de la zona de descarga y conformar un haz adecuado para luego ser acelerado.

Supongamos que en la pared de la cámara de ionización se practica un agujero de area A_0 y delante se coloca un electrodo polarizado negativamente (fig.3). El campo eléctrico de este

electrodo arranca iones positivos del plasma dejando una zona de curvatura o menisco en el contorno de este. Walcher (W 58) en su detallado estudio sobre la formación de haces iónicos muestra la importancia del menisco en la calidad del haz (divergencia angular y emitancia).

El flujo de iones y, por tanto, la intensidad del haz está determinado por el grado de ionización del plasma y por la temperatura de los electrones (ec. 2). Gracias al mecanismo de extracción la eficiencia de la fuente puede ser bastante mayor que el grado de ionización en la descarga. De acuerdo a Sidenius (S 69), si el plasma es térmicamente homogéneo, la eficiencia es:

$$\eta = \left(1 + \frac{n_0}{k n_+} \sqrt{\frac{T_0}{T_e}} \right)^{-1}$$

Un aumento ulterior de la eficiencia puede conseguirse si el área A_m del menisco es mayor que A_0 , entonces:

$$\eta = \frac{A_m}{A_0} \left(1 + \frac{n_0}{k n_+} \sqrt{\frac{T_0}{T_e}} \right)^{-1}$$

2-2. Tipos de Fuentes

2-2.A. Fuente de Cátodo Caliente.

La característica común de estas fuentes es que la descarga es sostenida por electrones emitidos por un filamento caliente. La fig. 4a muestra la fuente tipo axial en que los iones son extraídos paralelamente a la descarga. La fig. 4b muestra la fuente de extracción lateral. Esta fuente entrega haces laminares cuyo manejo es difícil, pero la corriente es varias veces superior a la obtenida en la fuente axial.

2-2.B. Fuente de Evaporación Térmica.

En estas fuentes el elemento que alimenta la descarga es vaporizado en un horno anexo a la fuente. Como consecuencia de esto el diseño debe ser algo diferente para permitir la operación en un amplio rango de temperaturas y para prevenir

la condensación de vapores sobre los electrodos.

2-2.C.Fuente tipo Sputtering.

En este caso se usa el sputtering de átomos por impacto de iones pesados sobre un material como método para alimentar la descarga. Usualmente se fabrica una sonda del material que se desea ionizar y se introduce polarizada negativamente en la cámara de ionización de una fuente que opera con gas inerte.

2-2.D.Fuente de Superficie Ionizante.

El principio de funcionamiento se basa en que cuando un átomo "toca" la superficie de un metal caliente, puede evaporarse como ion. Un estudio detallado de este fenómeno es debido a Harrison (H 58).

El atractivo de esta fuente radica en su simplicidad, y si se opera cuidadosamente es posible obtener haces puros. La limitación esta en la pequeña variedad de metales y elementos con potenciales de trabajo e ionización adecuados.

2-2.E.Fuente tipo Radiofrecuencia

A pesar de que esta fuente es inferior en varios aspectos a otras tratadas antes, es la fuente ideal en cuanto a adaptabilidad, tamaño compacto, facilidad de diseño, realización y operación, además de sus bajos requerimientos de potencia.

En este caso la descarga es excitada por un campo externo de radiofrecuencia que puede estar acoplado inductiva o capacitivamente a la fuente. La ionización se produce principalmente por colisiones entre electrones acelerados por la radiofrecuencia y átomos neutros.

La frecuencia del campo de excitación puede estimarse conociendo las vidas medias de los estados atómicos excitados. Usualmente estas son del orden de 10^{-7} - 10^{-8} s., excepto para los estados metaestables. Bajo la acción de un campo externo

la vida media de estos estados puede llegar a ser comparable a la de los estados no metastables.

La vida media de los iones puede predecirse por $\tau = \frac{1}{\rho N_0}$ donde ρ es el coeficiente de recombinación y N_0 es la concentración de iones. Como a presiones inferiores a la atmosférica la velocidad de recombinación varía linealmente con la presión (F 60) es posible elegir una presión a la cual los valores de N_0 y ρ sean tales que la vida media de los iones sea igual o mayor que la de los estados excitados (para garantizar que la descarga se mantenga).

En estas condiciones y con frecuencias del orden de 10-100 MHz es posible lograr 1-10 colisiones durante la vida media de los estados excitados. Esto proporciona un método para obtener iones con carga múltiple por colisiones múltiples (V70) ajustando la frecuencia del oscilador.

La fuente de iones consiste en una botella de vidrio dentro de la cual ocurre la descarga (fig.5). Para la extracción se coloca un potencial de varios KV entre cátodo y ánodo, y el cátodo tiene forma de un canal metálico por el cual son extraídos los iones. De este modo se reduce el consumo de gas pero ocurren procesos de intercambio que neutralizan el haz.

Las corrientes extraídas son relativamente altas y la dispersión en energía es del orden de 40-200 eV. La potencia de la radiofrecuencia es típicamente del orden de unos pocos cientos de Watt. Además, debido a que el tamaño del objeto virtual es pequeño es fácil conseguir haces bien enfocados.

Se ha reportado el uso de esta fuente alimentada por sputtering (D 56) con relativo éxito, también se han obtenido haces metálicos (K 61) y haces de hierro (H 63)

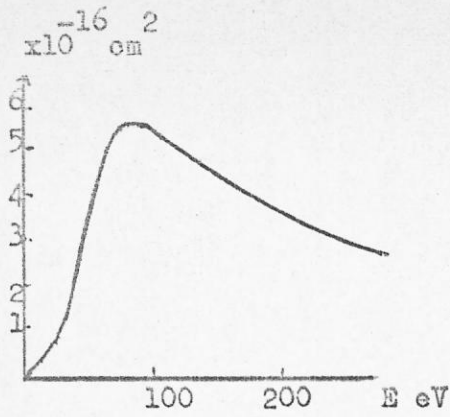


FIGURA 1. Sección eficaz de ionización del Argón.

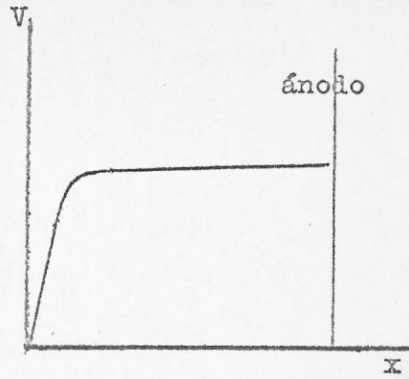


FIGURA 2. Caída de potencial en la descarga.

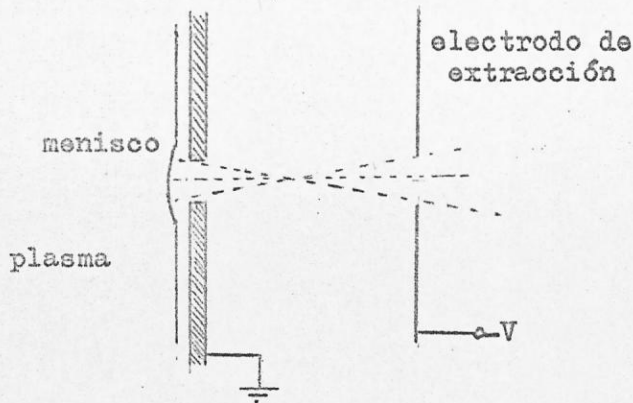


FIGURA 3. Extracción de iones de la descarga.

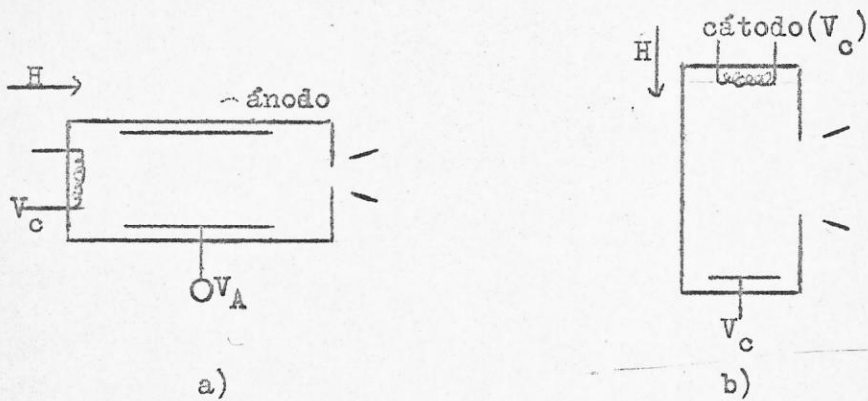


FIGURA 4. Fuentes de cátodo caliente.

2-3. Conformación del Haz.

Ya antes se consideró la extracción de iones de la fuente, en general, las mismas consideraciones valen para todas las fuentes.

Cuando se usa un único electrodo plano de extracción, el haz es divergente debido principalmente a efectos de carga espacial. El principal problema en las fuentes tipo descarga es que el menisco de extracción cambia fácilmente de forma y posición con las condiciones de operación.

En la práctica se usan dos métodos para compensar la divergencia del haz. Uno consiste en usar lentes electrostáticas y el otro consiste en variar la distancia aceleración o, alternativamente, variar la tensión de aceleración y para dejar inalterada la energía se introduce un electrodo intermedio con una tensión negativa.

Después del último electrodo el haz entra en una región libre de campos y cualquier electrón lento o ion negativo, producido por intercambio de carga, será capturado en el pozo de potencial de la carga espacial positiva del haz. Este tipo de procesos continua hasta que las densidades de carga de signo opuesto se compensan y el haz pasa a ser un plasma neutro. Estos efectos son importantes cuando el haz es de baja energía y la corriente es alta, i.e. el caso corriente de la implantación de iones.

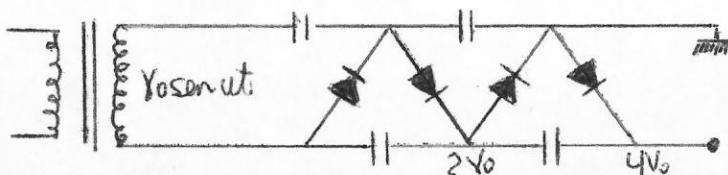
Si el volumen del haz es libre de campos electrostáticos ocurre automáticamente un proceso de neutralización, aún en condiciones de buen vacío. El tiempo transcurrido hasta la neutralización ha sido medido (B 54) en función de la presión y la energía. La fig. 6 muestra los resultados obtenidos para el paso de Mg^+ por A y N. Sin embargo, estos efectos son dominados por aquellos cuyo origen es la fuente de iones.

3.Sistemas de Alta Tensión.

Se considerarán aquí algunos métodos para conseguir altas tensiones, en particular aquellos que por su facilidad de operación son los más apropiados para la implantación de iones. Estos sistemas son bastante conocidos de modo que sólo se dará una breve reseña de ellos.

3.A.Crockoff Walton.

Es un generador en cascada o multiplicador de voltaje. Consiste de una serie de condensadores y diodos rectificadores alimentados por un voltaje alterno V . Los elementos van dispuestos de modo que el voltaje va creciendo en factores $2V$ a través de etapas sucesivas (fig.).



Con los rectificadores actuando como interruptores, cada condensador se carga alternadamente cada medio ciclo de la tensión de excitación. De acuerdo a Lorrain (L 57) el rizado de la tensión obtenida es inversamente proporcional a la frecuencia de excitación y a la capacidad de los condensadores y es directamente proporcional al número de etapas del multiplicador. Es decir, conviene usar frecuencias altas, capacidades grandes y el menor número de etapas posible. Sin embargo, conectando el generador al acelerador a través de filtros RC se puede reducir el rizado a valores pequeños.

Con este tipo de generadores se consiguen fácilmente los 500 KV y las limitaciones surgen por problemas de aislación entre etapas.

3.B.Van de Graaf.

Este generador consiste en un cabezal aislado que es

cargado electrostáticamente mediante una correa aislante que gira a alta velocidad. El voltaje en el terminal crece de acuerdo con $dV/dt = i/C$, típicamente 10^6 V/s. El límite superior al voltaje alcanzado es debido a pérdidas por efecto corona en los soportes aislantes.

Existe también el llamado Tandem Van de Graaf, una modificación que permite acelerar doblemente los iones. Consiste en dos terminales laterales sin cargar y un terminal central cargado. Por un lado entran iones negativos que son acelerados hasta el terminal central donde se les invierte su polaridad en un canal de stripping (canal con algún gas), estos iones ahora positivos son nuevamente acelerados.

4. Análisis del Haz.

Con el objeto de obtener haces de pureza adecuada es necesario disponer de sistemas que resuelvan el haz en sus constituyentes. La calidad del analizador está definida por la dispersión y resolución de los haces iónicos.

La dispersión es simplemente la separación física, Δx , entre dos haces de masas M y $M + \Delta M$. La resolución se define en términos de las masas de dos haces adyacentes que pueden ser separados.

Es más importante, sin embargo, definir el grado de separación entre los haces ya resueltos. Esto se consigue a través del factor de contaminación $C_{M_2 M_1}$, que es una medida de la fracción del haz M_2 en la posición focal del haz M_1 :

$$C_{M_2 M_1} = \frac{N_{M_2}}{N_{M_1}} \frac{I_{M_1}}{I_{M_2}} = \frac{(I_{M_2})_{M_1}}{I_{M_1}}$$

(N es el número de iones que llega al blanco, $(I_{M_2})_{M_1}$ es la corriente de M_2 en la posición focal de M_1).

El haz de iones puede estar contaminado por diferentes razones:

a) la fuente de iones entrega un espectro de iones en diferentes estados de carga y diferentes masas.

b) reacciones de intercambio de carga con gases residuales.

c) en el caso de que se produzcan haces moleculares, al interactuar estos con gases residuales varían su masa.

La fig.7 muestra un espectro típico en el que se pueden apreciar estos efectos. Los haces originados por intercambio de carga muestran una baja resolución debido al scattering en la colisión inelástica.

También es posible que exista contaminación entre haces de diferente energía. Por ejemplo, un ion M^+ pasa por intercambio de carga a M^{2+} y durante la deflexión se comporta igual que el ion cuadruplemente acelerado M^{4+} .

4.A. Analizador magnético de campo homogéneo.

Una partícula cargada que viaja en un campo magnético homogéneo, sigue una trayectoria curva de radio R. Haciendo un balance de fuerzas:

$$eVH = mv^2/R$$

y, como $mv^2/2 = eV$, se obtiene en el sistema gaussiano:

$$RH = 143.95 \sqrt{mV/n} \quad (4)$$

donde M es la masa del ion (uma), V es el voltaje de aceleración (Volt), H es el campo magnético (gauss) y n es el estado de carga del ion.

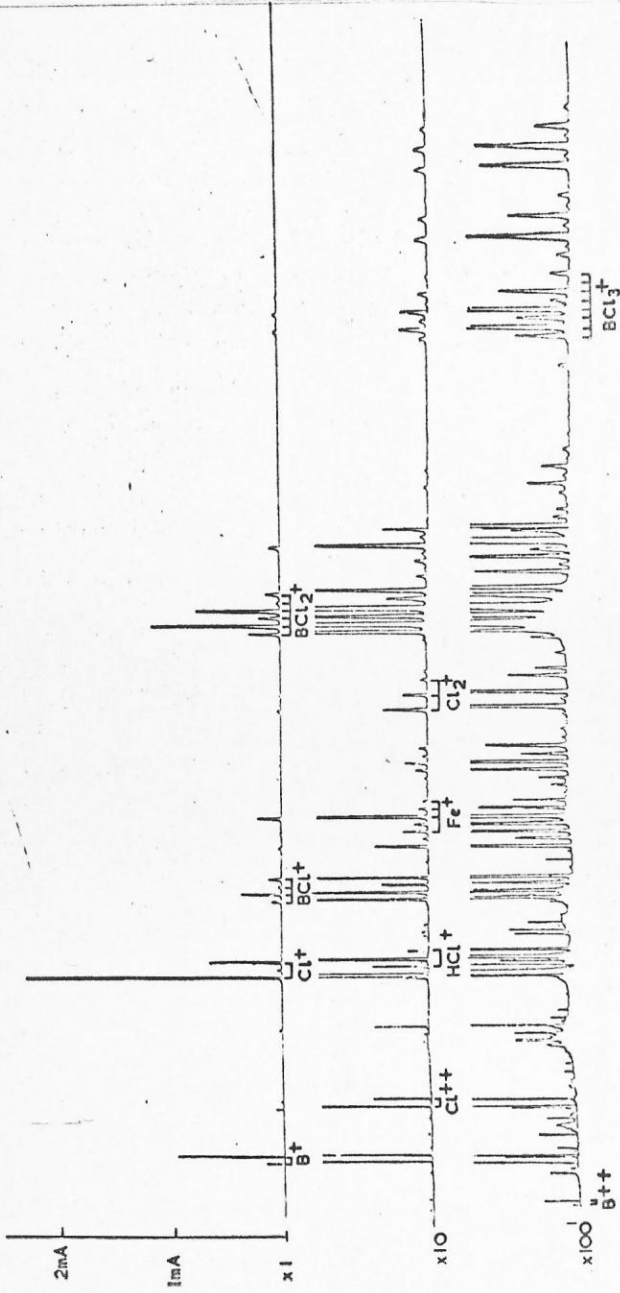


FIGURA NO 7. Espectro de masa de Tricloruro de Boro, mostrando diversos contaminantes.

Este analizador actúa también como lente y de la fig.8 y ec.3 puede verse que la dispersión es:

$$D_m \approx R \Delta M/M \quad (4)$$

Además, de la fig.9 se ve que el ancho de la imagen será:

$$W_d = 2R(1 - \cos \alpha) \approx R \alpha^2 \quad \alpha \ll 1 \quad (5)$$

donde α es el ángulo de divergencia de la fuente de iones.

De la ec.3 se puede ver que las inestabilidades de las fuentes de poder ocasionan un ensanchamiento de la imagen. En efecto, diferenciando se obtiene:

$$2dR/R = dM/M + dV/V - 2dH/H$$

de donde, $W_t = R dV/V + 2R dH/H + R \alpha^2 + S$

donde S es el ancho de la fuente virtual.

En la práctica no se usan deflectores a 180° sino ángulos menores. Las expresiones que se obtienen en este caso son similares a las anteriores, aunque ya no vienen de consideraciones puramente geométricas (D 73). En el caso de un diseño simétrico (fig.10) las ecs.(4) y (5) son válidas.

4.B. Analizador de campo no homogéneo.

Con campos magnéticos de la forma

$$H = H_0 (R/R_0)^n \quad 0 \leq n \leq 1$$

donde R_0 es un radio medio de deflexión, se consigue mejorar la dispersión por el efecto del gradiente del campo. Sin embargo, la obtención de gradientes adecuados es difícil y a pesar de sus desventajas se prefiere el analizador de campo homogéneo.

4.C. Filtro de Velocidades de Wien.

Un ion con velocidad v que atraviesa un filtro como el de la fig.11 no será deflectado si:

$$e v H = e E \quad \delta \quad E/H = v = (2eV/M)^{1/2} \quad (6)$$

En cambio, un ion de masa $M + \Delta M$ y velocidad $v + \Delta v$ (pero de la misma energía) experimentará una fuerza F y seguirá una trayectoria de radio R dado por:

$$F = 2eV/R = eE \left(\left(\frac{m}{m + \Delta m} \right)^{1/2} - 1 \right)$$

Si s es la longitud del filtro y ΔM es pequeño, el ion será deflectado en un ángulo $\phi = s/R$. A una distancia L del filtro la separación de los dos haces será:

$$D = Ls/R = LsE \left(\left(\frac{m}{m + \Delta m} \right)^{1/2} - 1 \right) \approx LsE \Delta M / 4VM$$

A diferencia de los analizadores magnéticos aquí no hay efecto de enfoque. Una característica útil es que la dispersión puede alterarse variando los campos eléctrico y magnético. Después de este filtro puede ser necesario colocar un deflector electrostático para separar los iones de los átomos neutros.

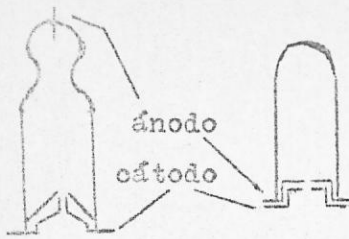


FIGURA 5. Fuentes de radiofrecuencia.

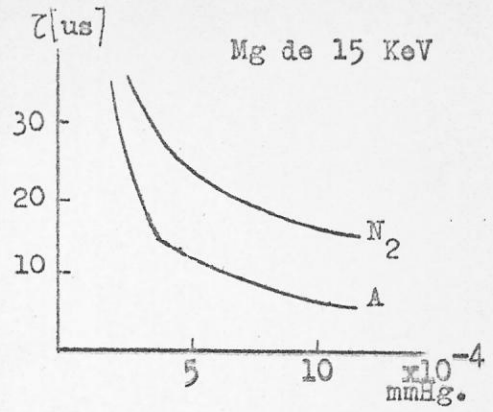


FIGURA 6. Tiempos de neutralización de Mg^+ , en N_2 y A.

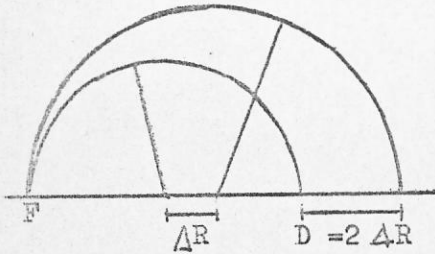


FIGURA 8. Dispersión en un analizador de 180°

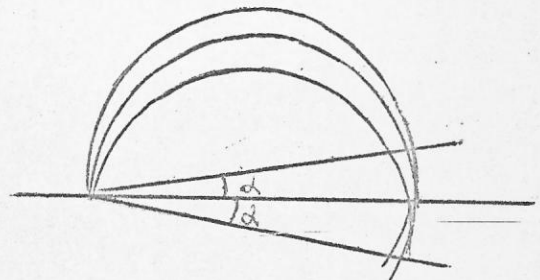


FIGURA 9. Enfoque en un deflector magnético de 180° .

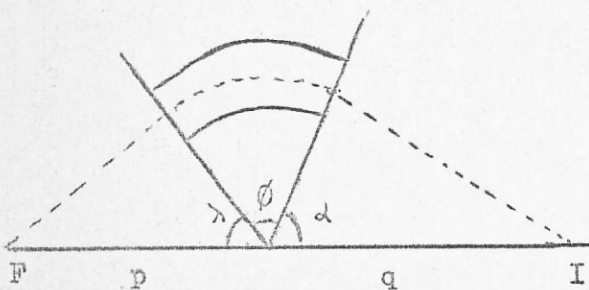


FIGURA 10. $p=q$ para un diseño simétrico.

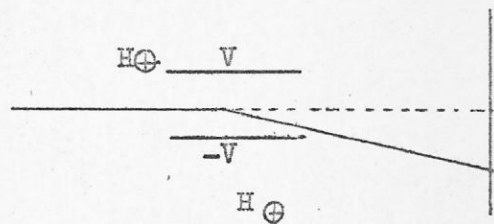


FIGURA 11. Filtro de Wien.

CAPITULO II

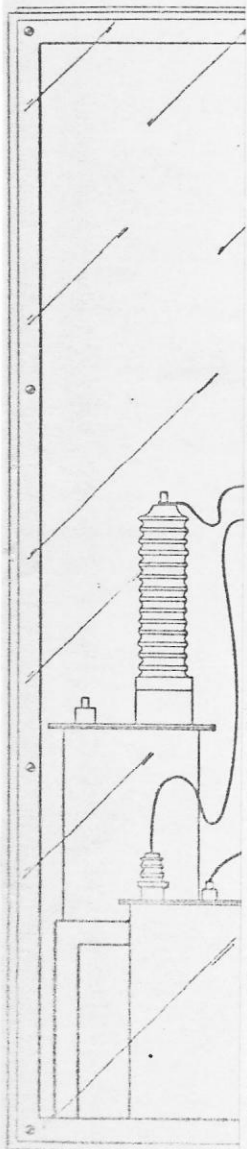
EL ACELERADOR DE 40 KeV DEL CEN

Durante 1975 se proyectó y construyó un acelerador de iones pesados en el centro nuclear La Reina de la Comisión Chilena de Energía Nuclear.

Este acelerador está pensado para realizar trabajos de implantación de iones y física de superficies. Por razones de tiempo y economía se ha debido recurrir a elementos que no son los más apropiados para su construcción y que han generado una serie de problemas. El acelerador mismo está construido de cobre y bronce y las uniones entre diferentes segmentos están selladas con O'Rings de Viton. En la figura 12 se puede ver un esquema general del acelerador, sistema de vacío y terminal de alta tensión, etapas que se discutirán detalladamente en lo que sigue.

A) Terminal de Alta Tensión.

La fuente de iones es del tipo radiofrecuencia con acoplamiento inductivo. La cámara de descarga está construida con vidrio pirex y su forma y dimensiones pueden verse en la fig. 13. El electrodo de extracción es de aluminio y por un lado está adherido a la cámara de descarga y por el otro a un cilindro de vidrio pirex tratado térmicamente, a través del cual se acopla la fuente al acelerador. Todas estas uniones están selladas con Araldit (pegamento epóxico). El gas entra a la fuente por un canal a través del electrodo de extracción y la cantidad o flujo de gas es controlada con una válvula de aguja. El ánodo y cátodo (electrodo de extracción) son man-



tenidos aislados del sistema con electrodos de plexiglas. Los datos
fueron de esta manera en las figuras 13 y 14.

La fuente de iones es alimentada con un oscilador
construido con dos triodos en disposición simétrica y auto-
excitados. La frecuencia de este oscilador es de 23 MHz. con
una potencia máxima de 60 Watt controlada a través de un va-
riador. Además, se dispone un ventilador para evitar un calentamiento
excesivo del oscilador. El circuito de este oscilador
puede verse en la fig. 15.

Para la extracción de los iones se usa una fuente de
0-5 KV muy bien estabilizada, la cual se conecta al ánodo y
al cátodo de extracción. Este mismo electrodo se usa para
la aceleración de los iones.

Para poder hacer este la tierra de la fuente de extrac-
ción debe estar elevada al potencial de aceleración. Con este
objeto la fuente de extracción está colocada sobre una plan-
cha de cobre conectada al generador de alta tensión. Sobre esta
plancha están también colocados el oscilador de radiofre-
cuencia, su fuente de poder y ventilador.

La plancha de cobre está colocada sobre una cubierta
de madera sostenida con postes de PVC para asegurar una buena
aislación eléctrica. Todos los equipos que están colocados so-
bre esta plancha requieren alimentación de 220 Volt, la cual se
proporciona a través de un transformador de aislamiento. Este
transformador tiene una relación de voltajes 1:1 (i.e. no cambia
el voltaje) pero la aislación entre primario y secundario es
capaz de resistir la tensión de aceleración.

El control de estos equipos y de la válvula de gas se
efectúa a través de varillas de vidrio para proteger al ope-
rador. Por esta misma razón, el terminal ha sido colocado dentro
de una caja de acrílico.

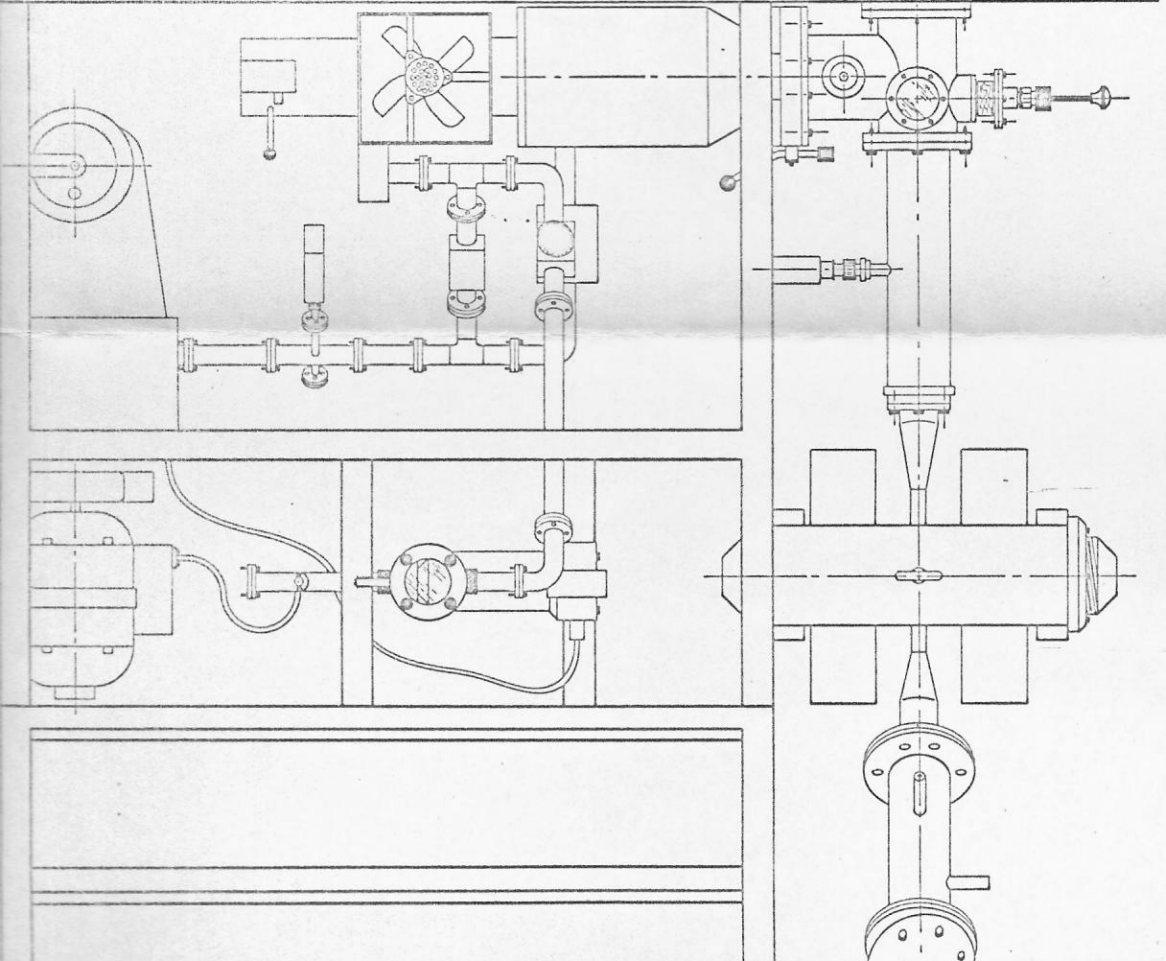
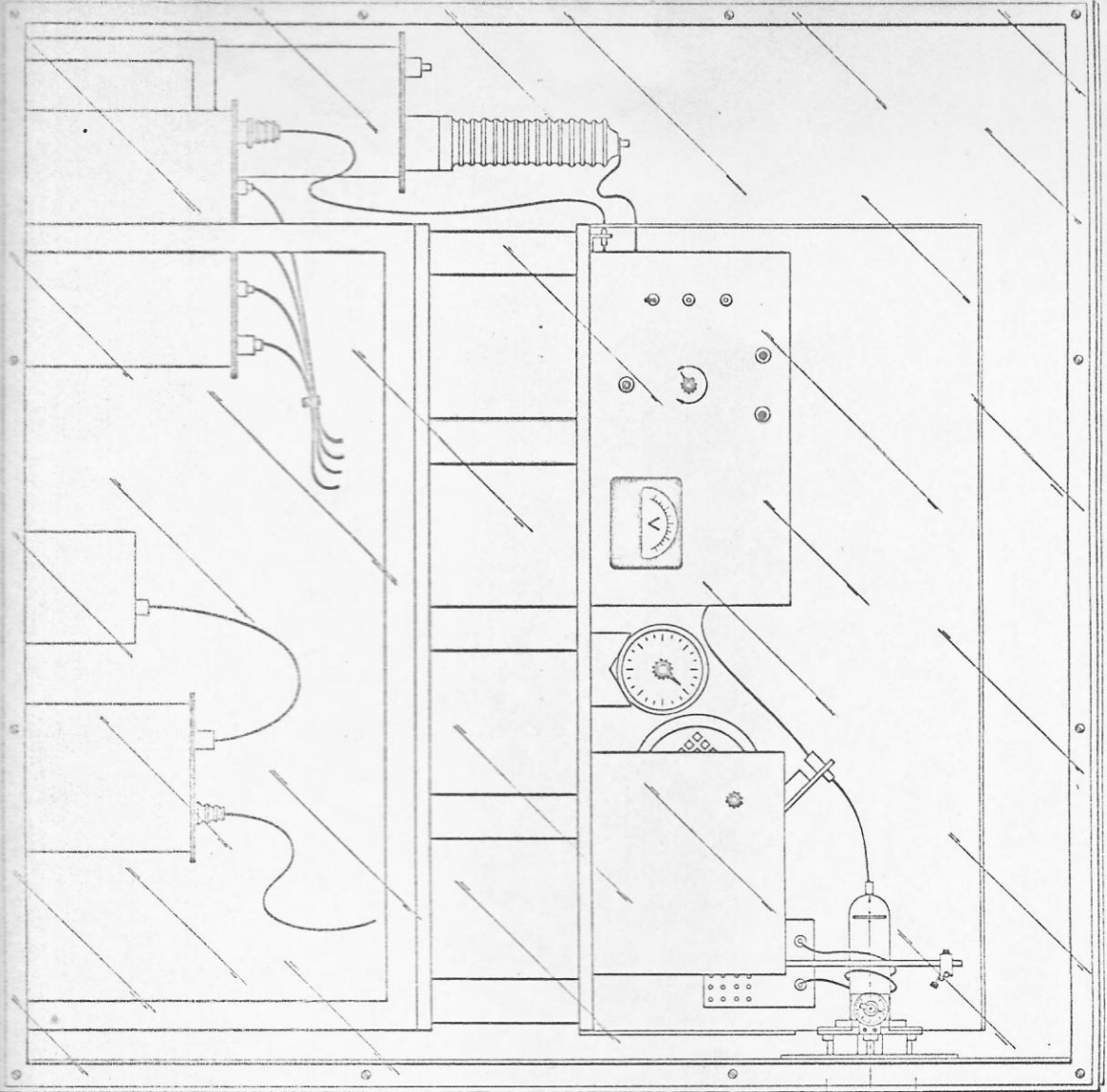


FIGURA 12
Esquema c

FIGURA 13
Fuente de Iones
escala 1:2

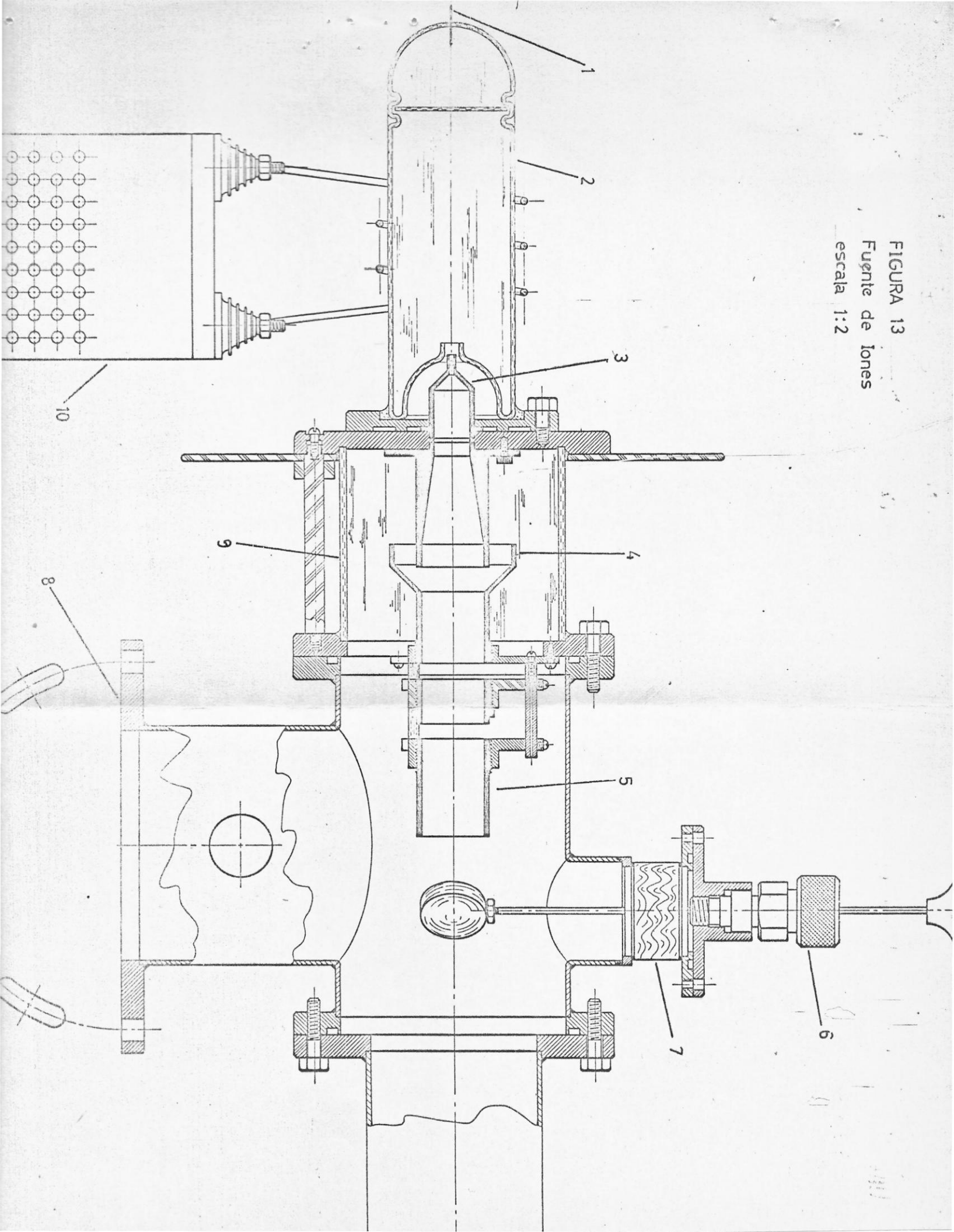
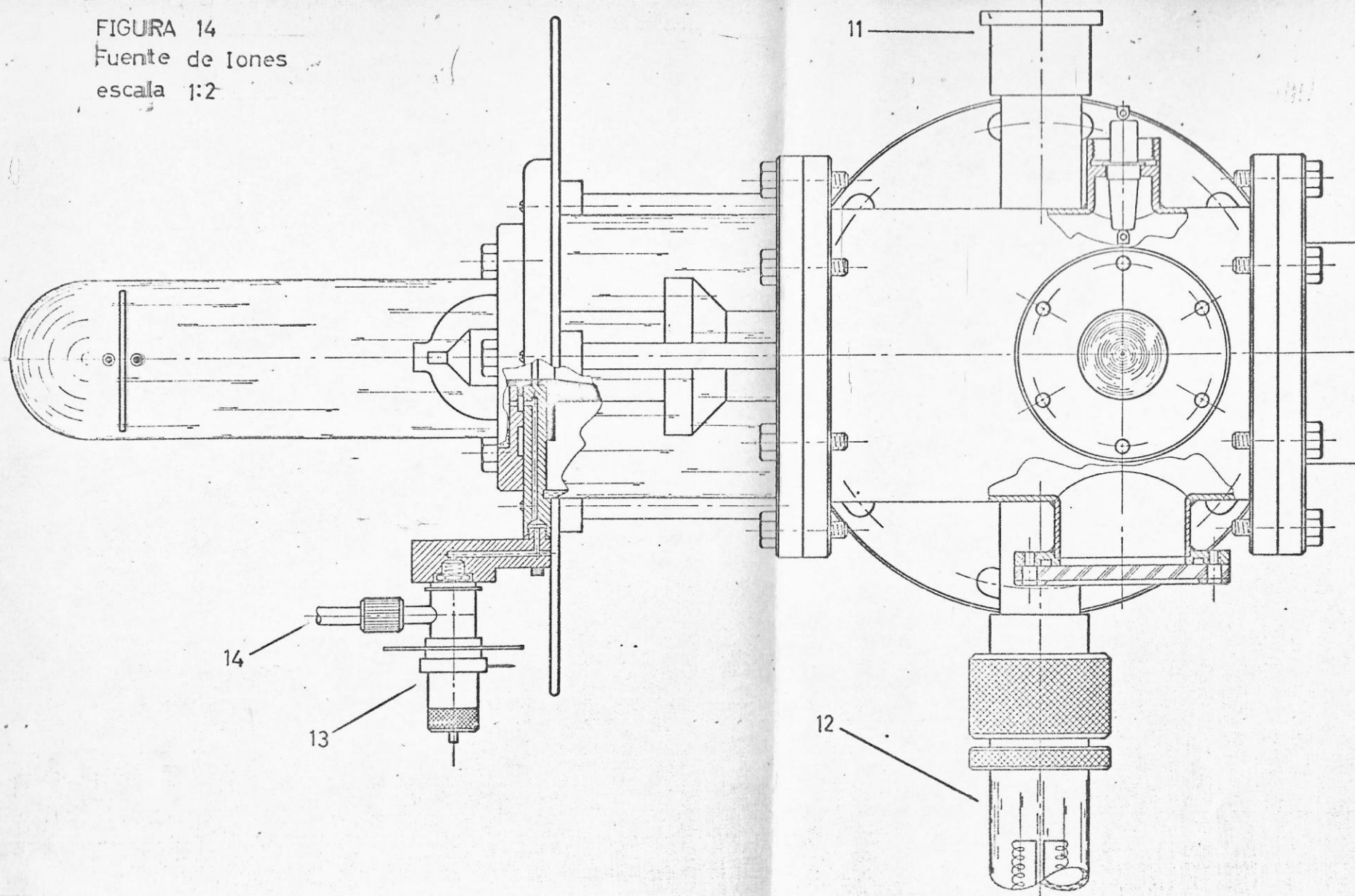


FIGURA 14
Fuente de Iones
escala 1:2



- | | |
|------------------------------|-----------------------------------|
| 1. Anodo. | 8. Acoplamiento para difusora. |
| 2. Cámara de descarga. | 9. Vidrio. |
| 3. Electrodo de extracción. | 10. Oscilador de radiofrecuencia. |
| 4. Electrodo de aceleración. | 11. Acoplamiento de pre-vacío. |
| 5. Lente Einzel. | 12. Manómetro. |
| 6. Pasante mecánico. | 13. Valvula de aguja. |
| 7. Cerámica | 14. Entrada de gas. |

Para generar la alta tensión de aceleración se emplea un generador Crockoff-Walton de seis etapas, excitado por un oscilador de 1 KHz.

Por alguna razón en un principio se produjeron chispazos dentro del acelerador. Algunos chispazos ocurrían dentro de la cámara de descarga de la fuente de iones y la naturaleza del resto de los chispazos es aún desconocida. Casualmente se vió que colocando una resistencia de carga al Crockoff-Walton y un condensador para absorber chispas, los chispazos dentro de la fuente de iones desaparecieron totalmente y la intensidad de los otros bajo notablemente. También se colocó una resistencia a tierra para medir la caída de la tensión de aceleración en un segmento de ella. Posteriormente se colocó un kilovoltmetro Hewleth-Packard modelo 410C (fig.16).

B) Sistemas de Análisis y Enfoque.

Para separar el haz en sus componentes se colocó un analizador magnético de campo homogéneo que defleca el haz en 30° con un radio de curvatura de $20.3 \pm .1$ cm. El campo magnético es debido a un electroimán alimentado por una fuente estabilizada de 0-30 A. Ambos elementos son fabricados por la firma Varian.

Las piezas polares de imán son de hierro dulce y con el objeto de reducir el espacio entre ellas, para aumentar la intensidad y homogeneidad del campo, el tubo del acelerador presenta una sección menor en esa zona (fig.12).

Para que el imán tenga propiedades focalizadoras es necesario que las superficies de las piezas polares sean normales al haz incidente y emergente. Sin embargo, este efecto

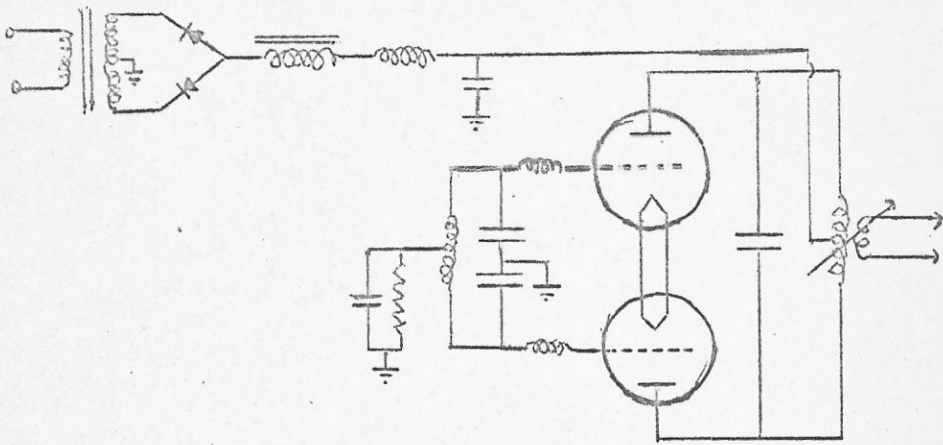


FIGURA 15. Oscilador de radiofrecuencia de la fuente de iones.

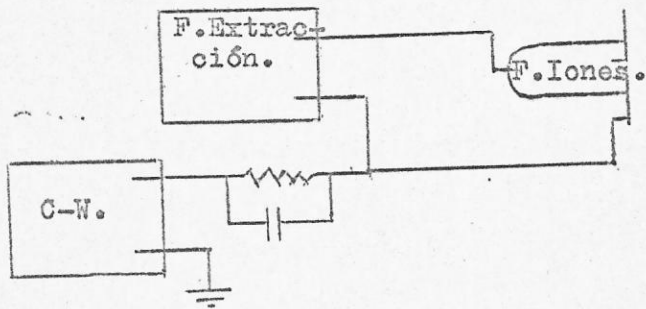


FIGURA 16. Esquema eléctrico del terminal de alta tensión.

focalizador nunca se ha conseguido plenamente por lo que se decidió colocar un sistema de lentes cuadrupolares de gradiente alternado que actualmente esta en construcción.

De acuerdo con el diseño de estos lentes y a comparación con otro sistema similar, se espera obtener un gradiente de campo del orden de 1000 gauss/cm. Suponiendo un factor de asimetría (relación entre las intensidades de cada lente) de 1.2, la distancia focal (R 60) esperada es del orden de 35cm.

Para enfocar el haz se dispone también de una lente electrostática tipo Einzel de dos elementos, colocada inmediatamente después del electrodo de aceleración (fig. 13). El primer elemento de esta lente se coloca a un potencial de 0-15 KV y el otro elemento esta conectado a tierra. Esta lente permite enfocar en forma puntual el haz, pero este efecto se pierde al pasar el haz por el analizador magnético.

C) Sistema de Vacío.

En un principio el acelerador disponía de un banco de vacío consistente en una bomba rotatoria y una difusora de aceite enfriada por aire, con su correspondiente trampa enfriada por nitrógeno líquido. Este banco se colocó inmediatamente después de la fuente de iones. La bomba rotatoria tiene acoplamiento directo al acelerador, de modo de poder hacer pre-vacío en este.

Posteriormente se vio que el vacío en la etapa de blancos era hasta dos ordenes de magnitud inferior al logrado en las cercanías de la fuente de iones. Este se debe a que el estrechamiento del tubo del acelerador en la zona del analizador constituye una impedancia para el vacío. Por esto se decidió colocar otro banco de vacío (banco #2) después del analizador magnético.

Este banco es similar al anterior pero no tiene acoplamiento de prevacío al acelerador.

Con los dos bancos sperando simultaneamente se alcanzan presiones menores que 10^{-6} torr sin gas en la fuente de iones. Con gas la presión es de 7×10^{-6} torr en el banco #1 y 4×10^{-6} torr en el banco #2. Con presiones de este orden la velocidad de contaminación de la superficie de un blanco es aproximadamente 4×10^{14} part/cm²/s. Suponiendo un haz de Ar⁺ de 30 KeV con una corriente de 1 mA/cm², la superficie es sputteread a una velocidad de 10^{16} part/cm²/s. Por lo tanto, en estas condiciones se consigue un estado de limpieza dinámica de la superficie del blanco.

Las presiones son medidas con manómetros tipo Piranni - Penning. Todos los componentes del sistema de vacío son fabricados por la firma Edwards.

El paso del vapor de aceite de las bombas al acelerador se evita por un lado con las trampas de nitrógeno líquido y por otro con un filtro colocado entre el acelerador y la bomba rotatoria. Además, a la salida de esta bomba se colocó otro filtro para evitar que estos vapores pasen al ambiente.

En los trabajos de implantación de iones esta previsto el uso de compuestos tales como el BCl₃ y PCl₃, altamente tóxicos y volátiles, además de fáciles de hidrolizar originando ácido clorhídrico. Estos vapores afectarían principalmente el banco #1, de modo que se han tomado ciertas precauciones.

Durante la operación de la máquina estos vapores se condensan en la trampa de nitrógeno líquido, pero cuando esta alcanza una temperatura cercana a la ambiente los compuestos atrapados se volatilizan pasando hacia las bombas. Actualmente el sistema de limpieza de la trampa consiste en una bomba rotatoria acoplada a la entrada de prevacío de la difusora con un filtro de zeolita colocado entre ambas. Esta bomba rotatoria

usa aceite con aditivos anticorrosión como protección.

Sin embargo, con este sistema aún subsiste la posibilidad de contaminar el aceite de la difusora. Para solucionar esto se ha pensado modificar este sistema aislando, con una válvula de mariposa, la difusora de la trampa de modo de poder limpiar esta independientemente de la difusora.

D) Cámara de Blancos.

Para los objetivos de la implantación de iones y física de superficies se ha diseñado una cámara de blancos de uso general, actualmente en construcción. Esta cámara será de acero inoxidable (por sus buenas propiedades para ultravacío) y contará con un sistema de vacío propio consistente en un par rotatoria difusora para alcanzar presiones del orden de 10^{-4} torr y una bomba iónica que permitirá lograr vacíos mejores que 10^{-7} torr. Para lograr esta diferencia de presiones con el acelerador se colocará un colimador con un pequeño agujero que permita sólo el paso del haz.

Con el objeto de que esta cámara sea versátil deberá incorporar diversas facilidades, entre las que cabe citar: pasantes de ultravacío, portablancos móvil, acceso para nitrógeno líquido, manómetros, ventanas de cuarzo, etc.

Como un anexo a esta cámara se considera un deflector electrostático conectado a un generador de barrido cuya función es hacer que el haz barra sobre una superficie tal como en un tubo de rayos catódicos.

Mientras se construye esta cámara se dispone de otra de bronce y cobre, adaptada para estudios de luminiscencia.

CAPITULO III

EXCITACIONES ATOMICAS DEBIDO A BOMBARDEO DE IONES PESADOS.

La interacción de haces iónicos con blancos sólidos siempre es seguida por: a) cambios en la red cristalina, b) emisión secundaria de diversos tipos de partículas y c) emisión de radiación electromagnética.

En la investigación de estos efectos se ha puesto mucho énfasis en la emisión secundaria y en los daños producidos. Con este objeto se desarrollaron los sistemas Auger y SIMS (secondary ion mass spectrometry).

En 1958 Ferrel (F 58) predijo teóricamente la emisión de un continuo ancho de radiación inducida por oscilaciones de plasma en el sólido. Steinman confirmó experimentalmente en 1960 la existencia de esta radiación (S 69).

Trabajos experimentales recientes (V 74) muestran que las características de la radiación emitida y la eficiencia de producción de esta radiación depende fuertemente de la identidad del sólido y de la partícula. Por esta razón actualmente es imposible incorporar esta técnica a un análisis cuantitativo de composición superficial, SCANIIR (surface composition by analysis of neutral and ion impact radiation).

Con el objeto de aplicar el acelerador de 40 KeV del CEN a estudios de este tipo, se ha diseñado un sistema de detección y análisis de cantidades bajísimas de luz (cabe señalar que la luminosidad esperada difícilmente se puede observar a ojo desnudo). Este sistema está constituido por un monocromador (HEATH, modelo EU-700R) con red de difracción por reflexión en cuya salida se coloca un tubo fotomultiplicador. Inicialmente se trató de detectar flujos continuos de luz a través de la caída de tensión de la corriente de ánodo sobre una

resistencia de 470 K .

Los resultados negativos que se obtuvieron hicieron ver la necesidad de cambiar a un sistema de detección fotón por fotón. Para esto es necesario reducir la corriente oscura del fototubo en varios ordenes de magnitud. Como esta corriente es debida principalmente a emisión termoiónica, del fotocátodo, reduciendo la temperatura de este se consigue la reducción de corriente oscura. Debido a que cualquier fototubo no puede ser enfriado, fue necesario importar un fototubo EMI 62563 especialmente adaptado para este fin. La corriente oscura que se espera obtener con este tubo enfriado a -80°C corresponde a la incidencia de 5 fotones por segundo (contra los 10^4 fot/s del fototubo anterior, un RCA 8575).

Para enfriar el fototubo se diseñó un sistema en el cual el fototubo se rodea con una cinta calefactora y luego con una chapa de cobre enfriada por nitrógeno líquido. La cinta es lo suficientemente gruesa como para proporcionar una adecuada impedancia térmica y reducir el consumo de nitrógeno. Una termocupla colocada en la pared del fototubo permite controlar la temperatura a través de un estabilizador térmico. Para evitar la condensación de humedad se colocará todo esto dentro de una caja metálica aislada térmicamente con aislapol, además el nitrógeno evaporado se usará para crear una atmósfera seca presurizada dentro de la caja.

Cada fotón detectado por el fotomultiplicador es convertido en un pulso el cual es amplificado conformado y luego registrado en un multicanal Hewlett-Packard modelo 5401A usado en el modo de multiescalímetro.

Debido a las inestabilidades del haz es necesario que cada medición este normalizada con respecto a una dada carga acumulada. Además, es necesario asegurarse de que todo

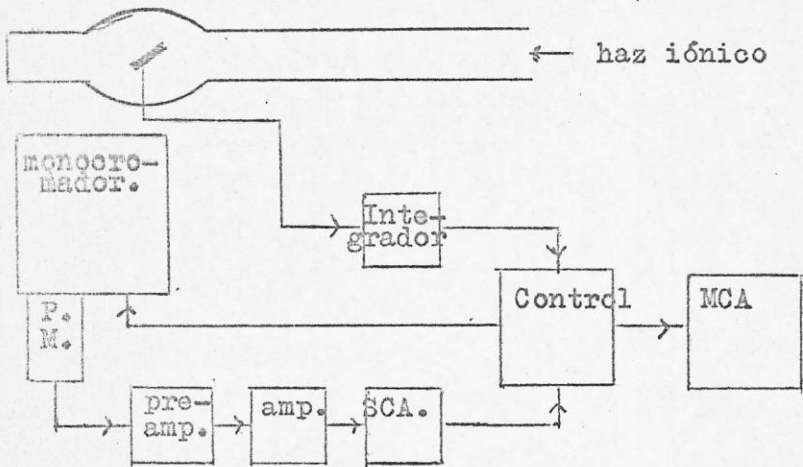


FIGURA 19. Esquema del sistema de detección
fotón por fotón

la corriente detectada produzca luminosidad. De no cumplirse estas condiciones las intensidades relativas de las líneas del espectro pueden resultar falseadas.

Com cada espectro involucra una gran cantidad de mediciones, se construyó una unidad electrónica que sincroniza el avance del monocromador con el del multiescalímetro respetando la normalización de la corriente de haz. Un diagrama de este montaje puede verse en la fig. 19.

Los espectros reportados consisten de una serie de líneas agudas y algunas veces un continuo ancho de radiación. Esta radiación ha sido identificada como proveniente de partículas scattereadas y sputtereadas por el blanco y el haz. El hecho de que las longitudes de onda observadas coincidan con las medidas en lámparas de arco comprueba que los átomos emisores son esencialmente libres (i.e. fuera del blanco). Si la radiación fuera emitida desde el blanco o muy cerca de él, el ensanchamiento y corrimiento de los niveles de energía afectaría las longitudes de onda emitidas.

Sin embargo, la intensidad de la emisión puede ser drásticamente alterada por la presencia de la superficie del sólido. Esto es porque cerca de la superficie pueden ocurrir procesos de desexcitación sin emisión de radiación, los cuales compiten con la emisión de fotones. Estos procesos son esencialmente del tipo Auger y resonante (H 54).

Los tipos de interacción de un átomo (neutro, ionizado o excitado) con el sólido son fundamentalmente dos:

- a) procesos en los que la energía cinética de la partícula es el factor determinante y,
- b) procesos en los que la energía potencial del sistema partícula-blanco es el factor dominante.

Los procesos tipo a) son importantes a energías más

altas, a las cuales la energía transferida es suficiente para excitar electrones de la capa K. Tales energías están fuera del rango de interés.

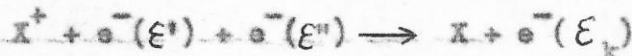
Los procesos tipo b) son gobernados por los niveles de energía que "enfrenta" la partícula que se acerca al blanco y, por lo tanto, dependen de la composición superficial y de la densidad electrónica. Estos procesos estudiados por Hagstrum (H 54), son fundamentalmente cuatro:

- neutralización resonante de un ion,
- ionización resonante de un átomo,
- neutralización Auger de un ion y,
- desexcitación Auger de un átomo excitado.

En estos procesos sólo interesa la energía potencial, la energía cinética puede ser disipada como vibraciones elásticas del sólido, como partículas sputtereadas o produciendo desorden en la red.

A) Neutralización Auger.

Estas transiciones tienen lugar con la partícula atómica a una distancia s de la superficie (fig. 20) e involucra dos electrones de la banda de conducción, uno de los cuales neutraliza el ion y el otro escapa con la energía restante. Estos procesos pueden representarse por:



La energía del estado final es $E(X, M) - (\epsilon_k - \epsilon_0)$ y la del estado inicial es $E(X^+, M) + E_1^i - (\epsilon_0 - \epsilon^i) - (\epsilon_0 - \epsilon^n)$. Donde $E(X, M)$ y $E(X^+, M)$ son las energías de interacción del átomo e ion con el metal respectivamente. Por conservación de energía:

$$\epsilon^i + \epsilon^n = 2\epsilon_k = \epsilon_k + \epsilon_0 - E_1^i(s)$$

con $E_1^i(s) = E_1 + E(X^+, M) - E(X, M)$

la energía efectiva de la transición.

La probabilidad de transición para los electrones de

TABLA I.

W: $\phi=4.5\text{eV}$; $=6.4\text{eV}$; $=10.9\text{eV}$

átomo	E_i	E_x	$E_i - E_x$
He	24.58	19.31	4.77
Ne	21.56	16.61	4.95
Ar	15.76	11.55	4.21
Kr	14.00	9.91	4.09
Xe	12.13	8.31	3.82

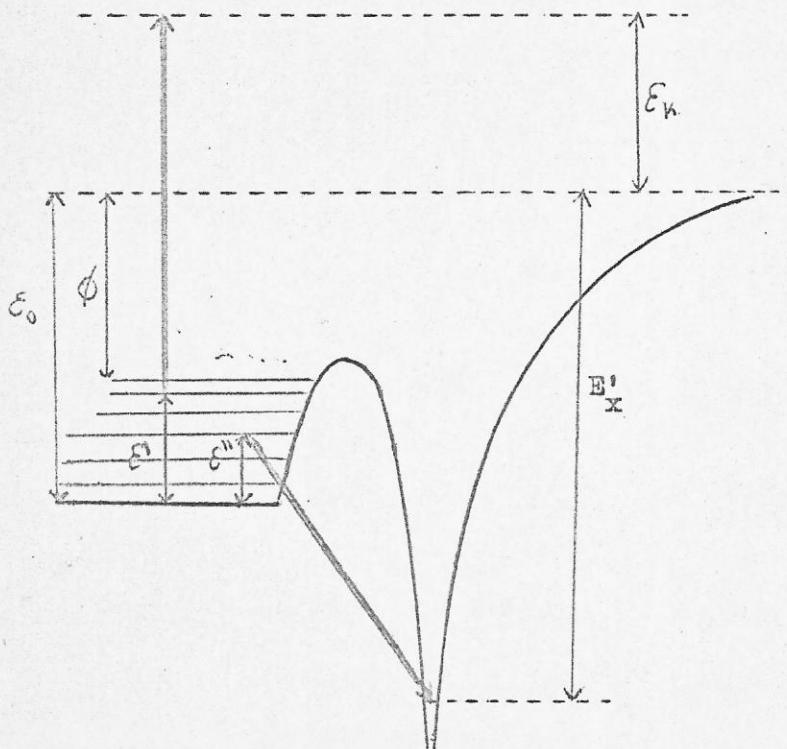


FIGURA 20. Neutralización Auger.

la banda de conducción a un estado con un electrón de energía ϵ_k cuyo vector velocidad esta dentro del ángulo sólido $d\Omega$ es:

$$\frac{2\pi}{h} |H_{Fk}|^2 \rho(\epsilon_F) d\Omega \quad (8)$$

donde $H_{Fk} = \iint \psi_F^*(r_1) \psi_E^*(r_2) \frac{e^2}{r_{12}} \psi_m'(r_1) \psi_m''(r_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (8)$

con: ψ_F función de onda del electrón excitado,

ψ_E función de onda del electrón en el estado base y,

ψ_m función de onda del electrón en la banda de conducción. La perturbación es la interacción Coulombiana entre los electrones participantes.

B) Desexcitación Auger.

Este proceso realizado a energía constante (fig.21) puede representarse por:



donde X^m representa el átomo metastable. La conservación de energía da:

$$E_t = E_x + E(X^m, M) - (E_0 - \epsilon'') = E(X, M) + (\epsilon_k - E_0)$$

de donde, $\epsilon'' = \epsilon_k - E_x^i(s)$

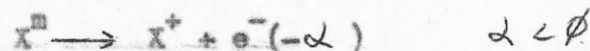
con, $E_x^i(s) = E_x + E(X^m, M) - E(X, M)$

C) Transiciones resonantes.

La neutralización resonante (fig.22) puede representarse por,



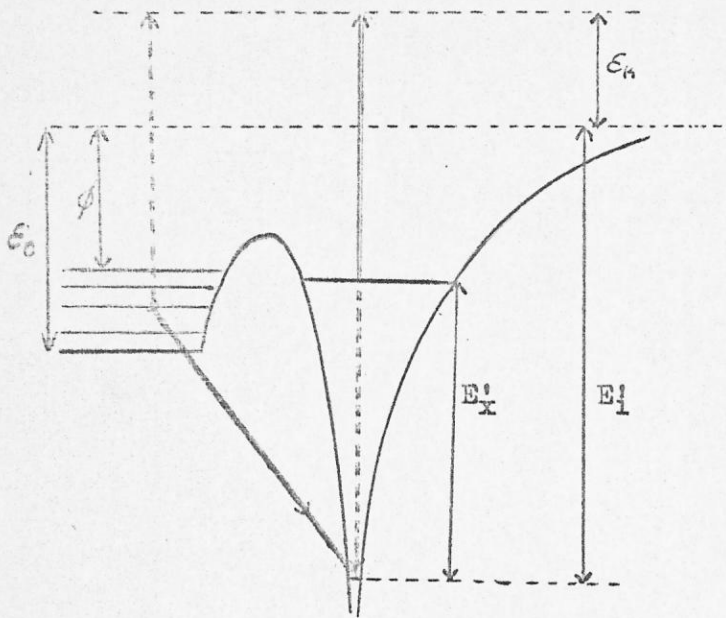
y la ionización resonante (fig.22),



Haciendo un balance de energías,

$$\alpha = E_1^i - E_t^+ = E_1 - E_x + E(X, M) - E(X, M)$$

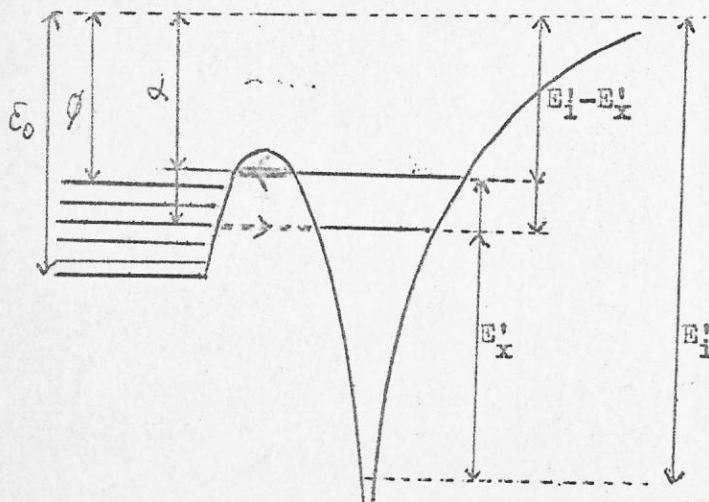
Despreciando el corrimiento de los niveles $\alpha = E_1 - E_x$ y la neutralización resonante es posible sólo si $\emptyset < E_1 - E_x < \epsilon_0$. La ionización resonante es posible sólo si $E_1 - E_x < \emptyset$. Como ejemplo



----- Transición sin intercambio de electrónes

————— Transición con intercambio de electrónes

FIGURA 22. Desexcitación Auger



————— Ionización resonante

----- Neutralización resonante

FIGURA 22. Transiciones Resonantes

y con los datos de la Tabla I se puede ver que sólo los gases nobles He^+ y Ne^+ serán neutralizados por una superficie de W, y sólo los gases Ar^m , Kr^m y Xe^m serán ionizados por el Tungsteno. Es importante señalar que los gases nobles, a diferencia de otros, deben estar en un estado excitado para poder ser ionizados de esta manera.

Si se incluyen los términos de interacción y se supone válido el principio de Franck-Condon, λ es una función de s , la cual ha sido calculada por Hagstrum para el caso de gases nobles de muy baja energía (10-100 eV).

D) Probabilidades de Transición.

Hagstrum (H 54) demostró que los elementos de matriz (8) de los procesos Auger son caracterizados por las funciones R_t , P_Ω y F . La probabilidad total de transición $R_t(s)$ especifica la dependencia de H_{fi} en s ; $P_\Omega(\theta, \epsilon_H)$ da la dependencia angular entre el vector velocidad del electrón emitida y la normal a la superficie; $F(\epsilon', \epsilon'')$ da cuenta de la distribución en energía de los estados iniciales, la cual es considerada constante o incluida en una densidad efectiva de estados.

Debido a que cada proceso considerado ocurre dentro de un rango finito de distancias se puede suponer,

$$R_t(s) = A \exp(-as) \quad (9)$$

De esta definición es claro que $R_t ds/v_0$ es la probabilidad de que una partícula con rapidez v_0 realice una transición entre s y $s + ds$. Entonces,

$$P_0(s, v_0) = \exp\left(-\int_0^s R_t ds/v_0\right) = \exp\left(-\frac{A}{av_0} \exp(-as)\right) \quad (10)$$

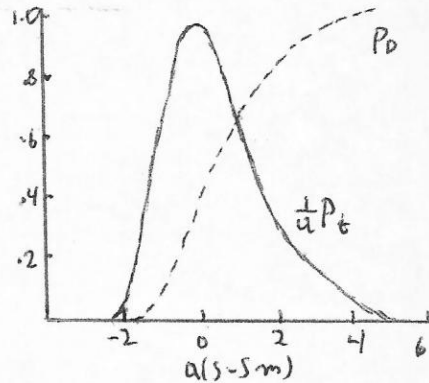
es la probabilidad de que una partícula que partió de ∞ llegue a s sin experimentar transición. Análogamente,

$$P_t(s, v_0) ds = \frac{R_t ds}{v_0} \exp\left(-\int_s^\infty R_t ds/v_0\right) =$$

$$-\frac{\Lambda}{v_0} \exp\left(-\frac{\Lambda}{av_0} \exp(-as) - as\right)$$

es la probabilidad de que una partícula que partió de ∞ experimente una transición entre s y $s+ds$.

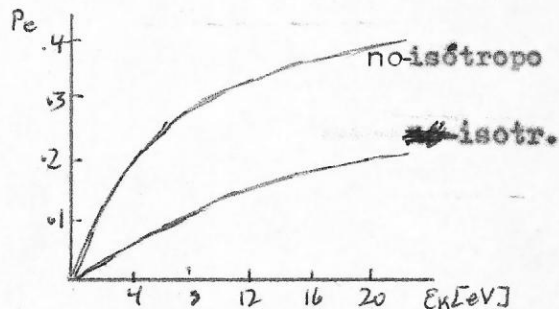
FIGURA 23. Gráficos de P_0 y P_t . s_m , distancia a la cual P_t es máximo.



En principio P_{Ω} puede obtenerse solamente evaluando H_{fi} . Sin embargo, es más fácil suponer a priori que H_{fi} es constante pero mayor para $\theta < \theta_c$ que para $\theta > \theta_c$, donde θ_c es un ángulo crítico para el escape de electrones desde el sólido. Esta suposición es justificada experimentalmente por mediciones de la producción de electrones emitidos y comparando con la probabilidad de que un electrón de energía ϵ_k escape del sólido,

$$P_e(\epsilon_k) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_c} P_{\Omega}(\theta, \epsilon_k) \text{sene } \theta \, d\theta$$

FIGURA 24. Probabilidad de emisión de un e^- .



EMISION DE FOTONES

En la sección anterior se discutieron los procesos competitivos con la emisión de fotones. El hecho de que la vida media de las transiciones resonantes sea del orden de

10^{-15} s. comparado con los 10^{-8} s. de las transiciones normales, indica que los procesos resonantes son dominantes. La probabilidad de transición para estos procesos no radiativos decrece rápidamente con la distancia de acuerdo a (9). Además, la probabilidad de que una partícula excitada se aleje mucho del blanco sin desexcitarse es, de acuerdo a (10),

$$P = \exp\left(-\int_0^{\infty} \frac{R_t ds}{v_0}\right) = \exp(-A/av_0)$$

Todas estas partículas escapan de las cercanías del blanco y posteriormente decaen emitiendo fotones. La función de emisión es;

$$F(E_0) = K \eta(E_0) \int_0^{V_{MAX}(E_0)} f(v_0) R(v_0) dv_0 \quad (11)$$

donde $\eta(E_0)$ es la eficiencia de excitación de un estado, K es una constante independiente de E_0 , f es la distribución de las componentes de velocidad normales a la superficie.

Tolk et. al. (T 73) obtuvo mediante ajuste de datos experimentales el valor $A/a = 2 \times 10^6$ cm/s, el cual concuerda muy bien con el obtenido en estudios de corrimientos Doppler de líneas espectrales emitidas por blancos bombardeados con Ar^+ de 80 KeV (V. 69). La figura 25 muestra una comparación entre datos experimentales, para la línea CuI 3247 Å excitada por iones de Ar, y valores dados por (11). En el cálculo de $F(E_0)$ se usaron los siguientes valores:

$$f(v_0) = \exp(-cv_0) \quad \text{con } c = 2.5 \times 10^{-6} \text{ s/cm} \quad (S 69)$$

$\eta(E_0) = CTE$; $V_{max}(E_0)$ se obtuvo considerando la energía máxima transferida por un proyectil de masa m_1 y energía E_1 , que impacta un átomo superficial de masa m_2 , suponiendo colisiones elásticas. Para un haz incidiendo a 45° con la normal a la superficie, esta velocidad es (W 71),

$$V_{MAX}(E_0) = 0.146 \left[\frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \right]^{1/2} \left[\frac{2E_0}{m_2} \right]^{1/2} \quad (12)$$

Las discrepancias en la región de baja energía (fig.25) podrían atribuirse a una eficiencia de excitación no uniforme. Además en esta región la transferencia inelástica de energía se hace comparable con la transferencia máxima elástica, y la ec.(12) ya no es válida. Si se atribuyen todas las discrepancias a la función de excitación, entonces la forma de esta para lograr un acuerdo total es la mostrada en la fig.26. Es interesante notar que esta forma es similar a la observada en otros experimentos con átomos excitados (T 70).

Debido a que la probabilidad de que ocurran los procesos competitivos de desexcitación depende fuertemente de la densidad de estados electrónicos en la superficie del sólido, se espera que el estado de esta influya en la intensidad de la radiación emitida. La fig.27 muestra el efecto de contaminantes superficiales, adsorvidos en W, sobre la distribución en energía de los electrones emitidos en los procesos Auger. La curva 1 de esa figura corresponde a una superficie muy contaminada y, la 4 a una superficie limpia, después de un tiempo de bombardeo (H 60)

Se han propuesto dos modelos para explicar el efecto de los átomos adsorvidos en la distribución de electrones, -Props et.al. (P 63) supone que la densidad de electrones no es afectada, pero la distribución de electrones emitidos es alterada por que estos pierden energía en excitar los átomos adsorvidos,

-Mac Lennan et.al. (L 69) hace notar que integrando las curvas de la fig.27 se ve que la producción de electrones es distinta y propone un modelo en que los átomos adsorvidos juegan un papel en la producción de la función $N(E)dE$.

Por otro lado, Van Der Weg (V 69) observó que en las superficies oxidadas o con átomos de oxígeno adsorvidos la intensidad de la emisión es mucho mayor. Esto es debido a la

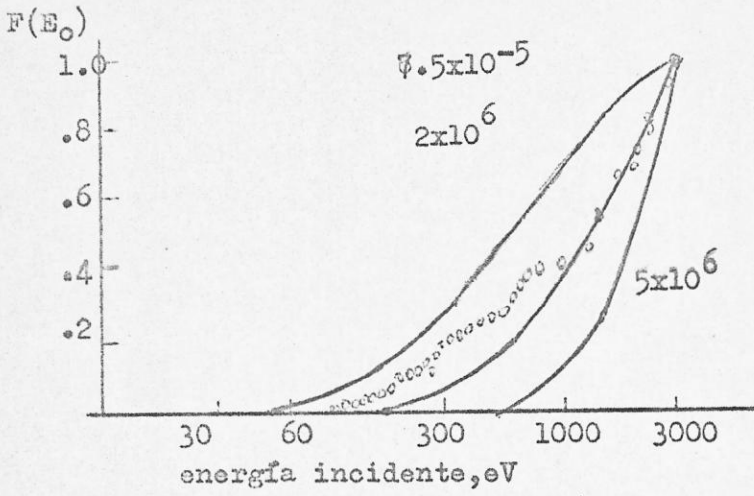


FIGURA 25. Funciones de emisión para diversos valores de A/a (cm/s)

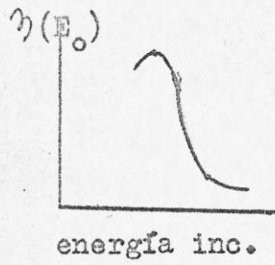


FIGURA 26. Función de excitación.

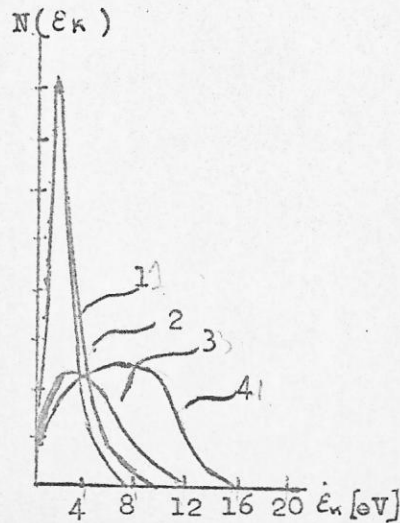


FIGURA 27. Distribución de electrones emitidos.

inhibición de los procesos de desexcitación sin emisión de radiación por la baja densidad de estados electrónicos o por la presencia de grandes gap de energía en el óxido. La forma como la oxidación afecta la estructura de bandas y la densidad de estados es compleja y depende del tipo particular de óxido. En los óxidos de metales de transición el gap de energía es grande (5-10 eV) y los únicos estados que contribuyen a la conducción están en una estrecha banda d, por lo que es razonable suponer que los procesos tipo túnel están fuertemente inhibidos.

Kerkdijk (K 75) consideró la penetración de átomos de oxígeno debido a colisiones frontales con los iones incidentes y consiguió así explicar las variaciones de intensidad de las líneas espectrales del Al, producidas por bombardeo de Al con Ne^+ de 10 KeV. Consideraciones idénticas permiten explicar las variaciones en la emisión secundaria de iones de Al observadas por Brochard (B 71).

También se ha observado en experimentos en atmósferas controladas de oxígeno (V 75) que las variaciones de intensidad son diferentes para cada línea, pareciendo indicar que los niveles de energía son afectados en forma diferente por la oxidación. Sin embargo, hace falta mucho trabajo para poder llegar a conclusiones definitivas y poder incorporar esta técnica al análisis cuantitativo de composición superficial.

REFERENCIAS

- B 49 Bohm;The characteristics of electrical discharges in magnetic fields.(Mac Graw-Hill,1949).
- B 54 Bernas et.al.J.Phys.Rad. 15 (1954) 273.
- B 71 D.Brochard y G.Slodzian.J.Phys. 32 (1971) 185.
- D 56 Dawton.Electromagnetically enriched isotopes.37^a ed. (Butterworth,Londres,1956)
- D 73 G.Dearnaley,J.H.Freeman,R.S.Nelson y J.Stephen. Ion implantation,vol.8 serie Defects in crystalline solids.Editado por S.Amelinckx(North-Holland,1973).
- F 58 R.A.Ferrel. Phys.Rev. 111(1958) 1214
R.A.Ferrel y E.A.Stern. Am.J.Phys. 30 (1962) 810
- F 60 Francis.Ionization phenomena in gases.(Londres,1960)
- H 54 H.D.Hagstrum. Phys.Rev. 96 (1954) 336
- H 58 Harrison.A.E.R.E.report GP/R2505 ,1958.
- H 60 H.D.Hagstrum y C.D'Amico.J.Appl.Phys. 31 (1960) 715
- H 63 Hall et.al.Report RP/B/W 138 Berkeley,1963
- K 56 Kamke y Rose.Z.für Physik 145 (1956) 83
- K 61 Kozlab et.al.Pribori i Tekh.Eks. 1 (1961) 251
- K 75 C.B.Kerkdijk y R.Kelly.SurfSci. 47 (1975) 294
- L 57 Lorrain.Can.J.Phys. 35 (1957) 299
- L 62 Livingstone y Bleweth.Particle accelerators,p.74 (Mac Graw-Hill,1962)
- L 69 D.A.Mac Lennan y T.A.Delchar.J.Chem.Phys. 50 (1969)1779
- P 63 F.M.Propst y E.Lüscher.Phys.Rev. 132 (1963) 1037
- S 60 W.Steinman.Phys.Rev.Lett. 5 (1960) 470
- S 64 R.V.Stuart y G.K.Weheuer.J.Appl.Phys. 35 (1964) 1819;
40 (1969) 803.
- S 69 Sidenius.Proc.international conference of ion sources. 401(INSTN,Saclay,Francia,1969).

- T 70 N.H.Tolk, C.W.White, S.H.Dworitsky y L.A.Farrow.
Phys.Rev.Lett. 25 (1970) 1251
- T 73 N.H.Tolk, D.L.Simms, E.B.Foley y C.W.White.
Rad.Eff. 18 (1973) 221
- V 69 W.F.van der Weg y D.J.Biermann. Physica 44 (1969) 206
- V 70 Valyi. Nucl. Inst. Meth. 79 (1970) 315
- V 75 W.F.van der Weg y E.Lugujjo. Proc. of the fifth interna-
tional conference on atomic collisions in solids. (Tennessee,
) Editado por Datz (Plenum Press, New York, 1975)
- W 58 Walcher. Electromagnetic isotope separators and applic.
of electromagnetically enriched isotopes (North-Holland
1958)
- W 71 C.W.White y N.H.Tolk. Phys.Rev.Lett. 26 (1971) 486