



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

**Esta tesis doctoral contiene un índice que enlaza a cada uno de los capítulos de la misma.**

**Existen asimismo botones de retorno al índice al principio y final de cada uno de los capítulos.**

**[Ir directamente al índice](#)**

**Para una correcta visualización del texto es necesaria la versión de [Adobe Acrobat Reader 7.0](#) o posteriores**

**Aquesta tesi doctoral conté un índex que enllaça a cadascun dels capítols. Existeixen així mateix botons de retorn a l'índex al principi i final de cadascun dels capítols .**

**[Anar directament a l'índex](#)**

**Per a una correcta visualització del text és necessària la versió d' [Adobe Acrobat Reader 7.0](#) o posteriors.**

Departamento de Física Aplicada

UNIVERSIDAD DE ALICANTE



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

# Grabado Seco de GaAs: Influencia del Bombardeo Iónico

Memoria presentada para optar al  
Grado de Doctor en Ciencias Químicas por

JOSE MOISES VILLALVILLA SORIA

Alicante 1992



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

*a mis padres*

*a María José*



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

## Agradecimientos

Quiero agradecer al Profesor Dr. José Antonio Vallés Abarca el gran interés con el que ha dirigido este trabajo de investigación. Las frecuentes discusiones científicas mantenidas con él y sus numerosas sugerencias han sido un constante estímulo a lo largo de estos años. Deseo hacer mención especial al Profesor Dr. Celestino Santos, por la ayuda que me ha brindado en todas las etapas de realización de este trabajo.

Quiero también dar las gracias a Dr. Ana Ruiz del Centro Nacional de Microelectrónica (Madrid) por el suministro de muestras de semiconductor y al Profesor Dr. José Antonio Quintana por la ayuda recibida en la confección de máscaras de fotoresist.

Por último quiero agradecer a todos los compañeros del Departamento de Física Aplicada la ayuda que me han prestado, así como a los colaboradores técnicos de la Facultad de Ciencias. Agradezco igualmente a Adelardo Victoria la ayuda recibida en la confección de esta memoria y en especial a Vicente Esteve su valiosa cooperación en el laboratorio y en la realización de las gráficas de este trabajo.



UNIVERSITAT D'ALACANT  
UNIVERSIDAD DE ALICANTE

DEPARTAMENT DE FÍSICA APLICADA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

Ap. Correus 99 - E-03080 ALACANT - Telf. 34-(9)6-5661150. Ext. 1163 - Fax 34-(9)6-5668867 - Bitnet: FAPL at EALIUN 11

Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

D. JOSÉ ANTONIO VALLES ABARCA, Catedrático de Física Aplicada de la  
Universidad de Alicante,

CERTIFICA:

Que la presente Memoria **"Grabado Seco de GaAs:  
Influencia del Bombardeo Iónico"**, presentada por  
D. JOSÉ MOISES VILLALVILLA SORIA para optar al  
grado de Doctor en Ciencias Químicas, ha sido  
realizada bajo mi dirección en el Departamento  
de Física Aplicada de la Universidad de Alicante.

Y para que conste a los efectos oportunos,  
en cumplimiento de la legislación vigente,  
firmo el presente certificado en Alicante, a uno  
de julio de mil novecientos noventa y dos.

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'J. Valles'.

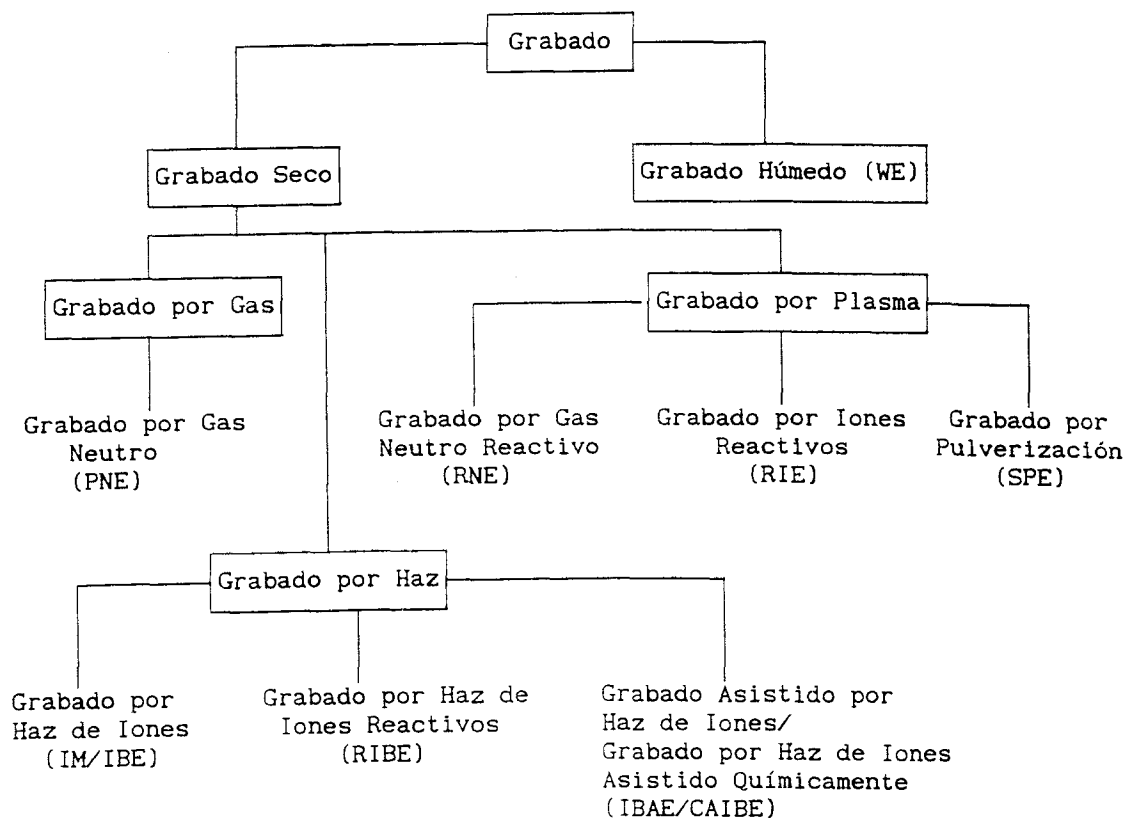
# Indice

<b>Introducción</b>	<b>2</b>
<b>1 Física de una Fuente Iónica de Haz Ancho</b>	<b>5</b>
1.1 Descripción General . . . . .	5
1.2 Descripción Instrumental . . . . .	6
1.3 Principios de Operación . . . . .	10
1.3.1 Región Plasma-Descarga . . . . .	10
1.3.2 Región de Extracción: Conformación del Haz . . . . .	19
1.3.3 Región de Haz-Plasma . . . . .	28
<b>2 Grabado de GaAs con Haces Iónicos Anchos</b>	<b>39</b>
2.1 Grabado con Haces Iónicos de Gas Inerte . . . . .	42
2.1.1 Física del Grabado por Haz Iónico . . . . .	42
2.1.2 Técnicas y Problemas del Grabado por Haces Iónicos . . . . .	43
2.1.3 Grabado de GaAs con Haces Iónicos de Argón . . . . .	44
2.2 Grabado con Haces Iónicos de Gas Reactivo . . . . .	48
2.2.1 Descripción General . . . . .	48
2.2.2 Grabado de GaAs con Haces Iónicos de Metano/Hidrógeno . . . . .	50
A. Metodología de Superficies de Respuesta	
A1. Procedimiento	
A2. Estudio Paramétrico de la Fuente de Iones	
A3. Estudio Paramétrico del Grabado	
B. Dependencia del Grabado con la Temperatura del Blanco	
C. Dependencia del Grabado con la Velocidad de Bombeo	
<b>3 Modelado de la Interacción Haz Iónico-GaAs</b>	<b>67</b>
3.1 Mecanismos de Grabado . . . . .	67
3.2 Grabado de GaAs por Haces Iónicos Procedentes de Descargas Metano/Hidrógeno	71
3.3 Efecto de la Temperatura . . . . .	78
<b>Resumen</b>	<b>82</b>
<b>Conclusiones y Proyección Futura</b>	<b>83</b>
<b>Referencias</b>	<b>86</b>



# Introducción

Las operaciones de grabado tratan de conseguir la transferencia o réplica de un patrón mediante la erosión de una capa hasta una profundidad y según un perfil controlados. Para llevarlo a cabo es imaginable el aporte localizado del agente grabador, grabado directo o sin máscara, pero normalmente se transfiere la imagen de un patrón sobre un recubrimiento que debe de resistir la acción del agente erosionante, grabado indirecto. En la gráfica siguiente se muestra una clasificación de las técnicas de grabado indirecto donde se recogen aquellas que se presentan con mayor frecuencia en la bibliografía acompañadas de la denominación abreviada cuya utilización es norma generalmente aceptada.



La técnica habitual, satisfactoria para la integración en baja o media escala, ha sido el empleo de soluciones que contienen el mordiente o especie que provocará el comido del material no protegido con material resistente. El mecanismo del proceso es una reacción química en fase heterogénea líquido-sólido. De aquí el nombre de Grabado Húmedo que se da a estas técnicas. El ataque no procede según direcciones privilegiadas, es isótropo, y si aparecen formaciones regulares hay que atribuir las a la orientación cristalina o defectos sobre la superficie del blanco.

El incremento de la escala de integración –alta o muy alta– conduce a situaciones de grabado en las que la relación profundidad-anchura es muy elevada, exigiéndose una direccionalidad en el mecanismo de erosión ya que si se produce de forma isótropa el patrón grabado difiere notablemente del inicial. Para su realización se puede recurrir al aprovechamiento de las descargas eléctricas en gases, inertes o reactivos químicamente, a presión reducida. En este caso la ausencia de una fase líquida justifica el nombre genérico de técnicas de Grabado Seco.

El grabado seco se puede analizar sobre la base de tres sistemas diferentes: gases neutros, plasmas y haces (haces de partículas o haces de fotones), aunque en la realidad las técnicas de grabado son combinaciones de las tres, a veces difíciles de separar. Por ejemplo, en una variante del grabado por plasma, éste sirve únicamente como activador de un gas neutro que es normalmente no reactivo (RNE). Por otra parte (similar al grabado por haz) el grabado por plasma frecuentemente incluye la acción de los iones directos, acelerados en un campo eléctrico (RIE, SPE). El grabado por haz bien sea por iones inertes (IBE), iones reactivos (RIBE) o asistido químicamente (IBAE) se caracteriza por una independencia de los parámetros de operación, por ejemplo, densidad de corriente y energía del haz, pero sobre todo por su alta anisotropía.

Las propiedades electro-ópticas de los materiales semiconductores III-V permiten formular su aplicación en estructuras electrónicas de alta velocidad y optoelectrónicas. La realización de estos microdispositivos o microcircuitos implica operaciones de grabado con características geométricas bastante exigentes como son el perfil resultante, el acabado de la superficie, apto para su aplicación electrónica u óptica, etc. La anisotropía intrínseca del bombardeo iónico justifica el interés del estudio de su aplicación en las técnicas de grabado seco.

La extracción por pulverización física y la gasificación por reacción química constituyen dos mecanismos para la explicación de la erosión de una muestra por grabado seco. No obstante, en las técnicas normalmente empleadas es frecuente que se presenten ambos e incluso otros mecanismos físico-químicos, englobando en este término posibles situaciones sinérgicas o cooperativas. Así se habla de reacciones químicas asistidas por iones, de pulverización química, de extracción física reforzada por reacción química, etc. En el caso concreto de dispositivos basados en semiconductores III-V al existir, al menos, dos elementos se produce un incremento en la complejidad y en la especificidad químicas. Así para el GaAs se suele buscar la producción de cloruros que por su volatilidad provocan la extracción del semiconductor. Para ello se utilizan como gases de partida diversos compuestos halogenados.

Una propuesta pendiente de evaluación y que ha sido el objetivo principal de este trabajo, es el recurrir a los hidrocarburos y sus mezclas para grabar GaAs en un sistema de haz iónico reactivo (RIBE). En la bibliografía se han descrito, utilizando una técnica RIE sobre GaAs, procesos de grabado de bajo ritmo y elevada anisotropía. Conceptualmente se pretende la producción de metilderivados e hidruros, ambos con volatilidad suficiente para justificar la existencia de un proceso de extracción asistido químicamente.

Una característica de interés en el empleo de las mezclas de  $CH_4/H_2$  es que dada la baja



masa de los iones implicados, los efectos de pulverización física y dañado por impacto deben ser menores. La importancia de esta disminución en la alteración del semiconductor queda clara al comprobar que éste es un factor que limita la utilidad de las técnicas de grabado con bombardeo iónico ya que se exigen tratamientos posteriores de recocido para recuperar las propiedades electrónicas.

En el primer capítulo de esta memoria se realiza un estudio de la física del sistema grabador por haz de iones disponible en el laboratorio describiendo su instrumentación y operación. En el segundo capítulo se muestran los resultados experimentales del grabado de GaAs utilizando la fuente de iones descrita en el capítulo anterior tanto para el caso de trabajar con un gas inerte, Ar, como para una mezcla de gases reactivos,  $CH_4/H_2$ . En el tercer capítulo se propone un modelo sencillo para explicar el mecanismo de grabado de GaAs por un haz de iones procedente de una descarga de  $CH_4/H_2$  basado en la formación de un film superficial sobre el blanco, y por último, se presentan un resumen y las principales conclusiones de este estudio junto con la proyección futura de este trabajo.



## Capítulo 1

# Física de una Fuente Iónica de Haz Ancho

### 1.1 Descripción General

Los haces de iones se observaron por primera vez en el año 1886 por E. Goldstein, mientras estudiaba la descarga de un gas a baja presión. En el año 1902 W. Wien investigó las propiedades de los haces y concluyó que el haz de iones se originaba a partir de los átomos en el tubo de descarga. La primera fuente de iones propiamente dicha fue construída por J. J. Thomson en el año 1910, y utilizaba como electrodo un cátodo de forma tubular con objeto de colimar el haz y producir presiones diferenciales.

Este tipo de fuentes tenía toda una serie de limitaciones, como podían ser la aplicación de un voltaje muy elevado, un espectro amplio de la energía de los iones del haz, una fracción muy baja de átomos ionizados y una descarga inestable incapaz de mantenerse en el tiempo, lo cual hizo necesario el desarrollo de nuevas fuentes de iones, que utilizando la descarga de un gas, generasen una concentración alta de iones, aplicando un potencial bajo. Una primera solución fue la construcción de fuentes basadas en una descarga de tipo arco, con una intensidad de corriente alta a un voltaje pequeño. Otras soluciones se basaban en incrementar la concentración de iones en el plasma de la descarga de un gas aumentando el recorrido de los electrones ionizantes en la descarga. La concentración de iones aumenta por este método, tanto en las fuentes en las que el gas se ioniza por los electrones que, provenientes de un filamento incandescente, interaccionan en un campo magnético homogéneo o inhomogéneo, como en las fuentes de iones que utilizan una descarga de alta frecuencia dentro de un campo magnético.

Los diferentes tipos de fuentes de iones difieren en las propiedades físicas y en los parámetros operacionales. Esto permite, pues, encontrar la fuente más adecuada para un objetivo dado.

El origen de las fuentes iónicas de haces anchos fue la investigación por parte de la NASA de un programa de propulsión eléctrica que comenzó hacia los años 60 y continuó durante dos décadas (Kaufman 1989). Una parte de estos programas incluía el estudio de la componente productora del empuje de una nave espacial basado en el impacto electrónico (Kaufman 1971, Kaufman 1971a), verdaderos precursores de los haces iónicos anchos utilizados en aplicaciones industriales (Kaufman 1982).

Los dos tipos de fuentes iónicas de haz ancho más importantes son:

- Tipo Kaufman, donde los iones se forman por impacto de los electrones provenientes de

un filamento incandescente y los átomos de un gas a baja presión. (Kaufman 1984).

- Tipo Alta Frecuencia, donde los iones se forman por ionización de los átomos de un gas a baja presión operando el proceso a altas frecuencias, normalmente en la región de MHz o microondas.

El uso de las fuentes de haces anchos tipo Kaufman en aplicaciones industriales y en especial en los procesos de fabricación de dispositivos de semiconductor data de los años 70, existiendo un fuerte incremento posterior. Estos procesos abarcan gran número de áreas dentro de la microelectrónica, y los haces iónicos anchos se emplean principalmente en procesos de implantación, grabado, litografía, formación de un depósito, limpieza y modificación de la textura y propiedades de un material (Cuomo 1989). El rápido crecimiento de estas aplicaciones se debe a las ventajas que presentan estas fuentes comparadas con otras técnicas competitivas (Rossnagel 1990).

De todos los procesos en los que se emplea un haz de iones ancho, únicamente se desarrollará en este trabajo el referido al grabado, es decir, la eliminación de material bien sea químicamente, físicamente o ambos. El proceso de grabado en las fuentes de este tipo difiere en importantes aspectos de otros sistemas análogos:

- La muestra no está inmersa dentro del plasma.
- La dirección del haz de iones es controlable.
- La energía del haz es independiente de la presión.
- La densidad de corriente del haz es independiente de la presión y del voltaje aplicado al ánodo en un rango bastante amplio.

Debido a todos estos factores, el desarrollo de los sistemas de haz iónico ancho tipo Kaufman ha aumentado considerablemente, existiendo nuevas áreas de aplicación, lo cual obliga a un mejor entendimiento de los procesos para poder continuar en su perfeccionamiento. Así, las fuentes de haz ancho de iones han aumentado su tamaño, capacidad, seguridad y control.

## 1.2 Descripción Instrumental

En la figura 1.1 se muestra un diagrama esquemático de una fuente de iones de haz ancho y de sus controles. El gas, con el que queremos trabajar, se introduce en la cámara de descarga a través de una válvula controlada. En la cámara de descarga los electrones provenientes de un filamento incandescente colisionan e ionizan los átomos o moléculas del gas que se ha introducido. Los iones formados próximos a la óptica iónica (rejillas pantalla, aceleradora y deceleradora) se extraen de la cámara de descarga y se aceleran formando un haz de iones. Las aberturas de las rejillas están alineadas con el fin de dejar pasar la mayor cantidad de iones y evitar el choque directo de los iones energéticos contra ellas durante el funcionamiento de la fuente. A la salida de la cámara de descarga se sitúa un neutralizador, cuyos electrones neutralizan la carga positiva del haz con objeto de evitar la divergencia del mismo por repulsiones electrostáticas y que la muestra que se procesa se cargue en el caso de que no sea conductora. La recombinación de los electrones con los iones del haz es despreciable debido a la diferencia de energías de unos y otros. Tanto el cátodo como el neutralizador pueden ser de diferentes tipos y en nuestro sistema, está formado por un hilo de wolframio.

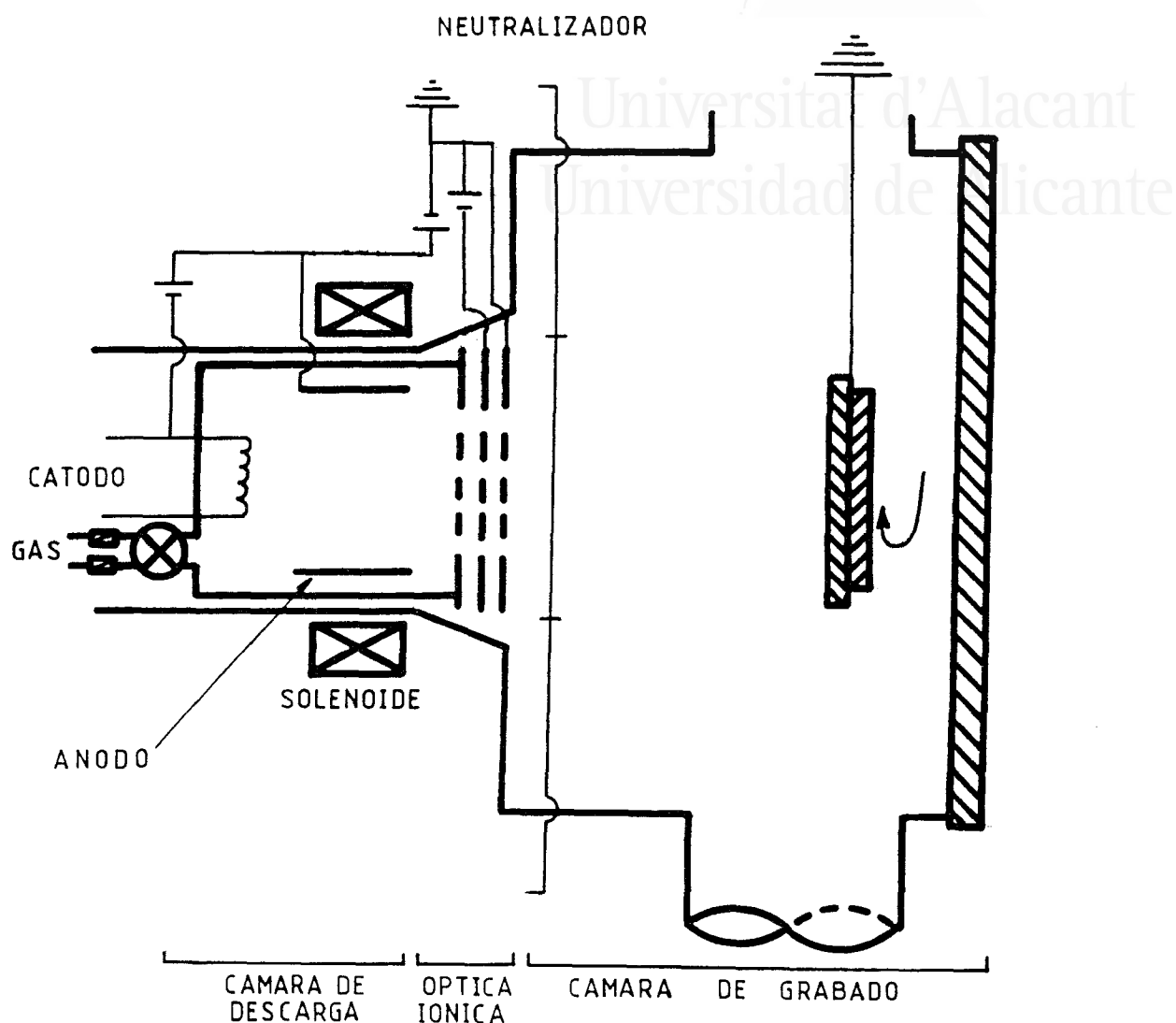
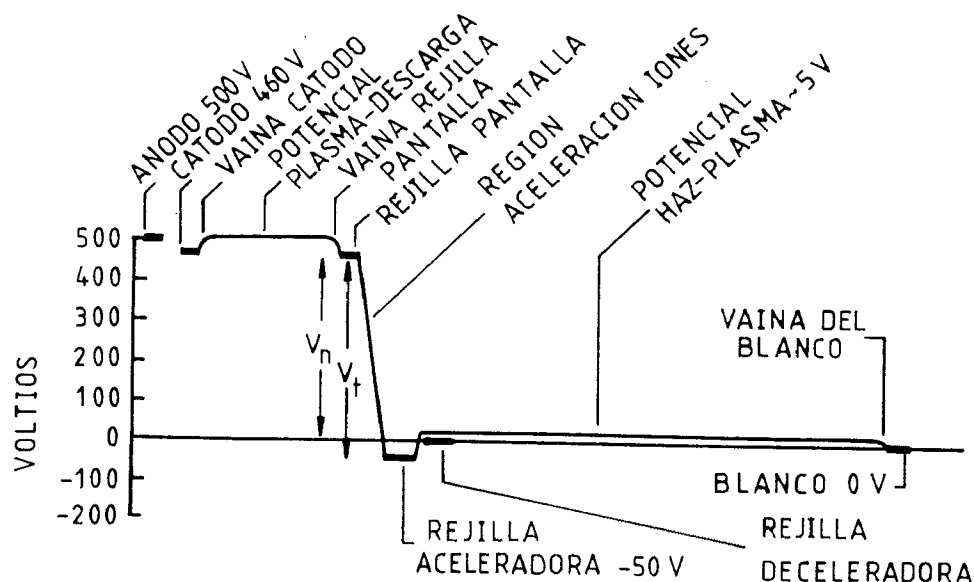


Figura 1.1 Fuente tipo Kaufman de haz iónico ancho.

La función de la cámara de descarga es la de generar iones de una manera eficiente. Para ello existe una gran variedad de configuraciones de cámaras de descarga (Kaufman 1982a), pero todas tienen en común la aplicación de un campo magnético para aumentar la eficiencia de la generación de iones. En nuestro laboratorio, el campo magnético axial se crea mediante un solenoide. La primera rejilla (pantalla) y las paredes de la cámara están a potencial flotante para que los iones generados en la descarga no bombardeen con energía elevada estas superficies, evitando la pulverización y posterior contaminación de la descarga.

En la figura 1.2 se presenta la variación del potencial eléctrico a través de una fuente

de haz ancho con el blanco a potencial cero (tierra). Los iones se originan en la región de plasma a un potencial aproximadamente igual al potencial del ánodo y son acelerados por la diferencia de potencial existente entre el plasma y la segunda rejilla (aceleradora). Al ser los potenciales del plasma y la rejilla pantalla casi iguales, esta diferencia de potencial será aproximadamente la diferencia de potencial entre las dos rejillas de extracción,  $V_t$ . Después de la extracción el ion se decelera por la diferencia de potencial entre la rejilla aceleradora y el blanco conectado a tierra. La corriente del haz acelerado es casi igual, en condiciones normales, a la corriente de la fuente de alta tensión.



**Figura 1.2** Potenciales eléctricos para un haz de iones de  $\sim 500$  eV y 40 V de voltaje de descarga.

La configuración de la cámara de descarga existente en nuestro laboratorio está formada por un cátodo central, un ánodo cilíndrico que lo envuelve y un campo magnético aproximadamente paralelo al eje del cilindro que está generado por un solenoide (figura 1.1). La colocación del solenoide es muy importante en la producción de iones ya que ésta aumenta si el campo es decreciente en la dirección cátodo-óptica iónica. La razón entre la intensidad de descarga,  $I_d$ , y la intensidad suministrada por la fuente de alta tensión,  $I_b$ , está normalmente dentro del rango 30–40 para este tipo de configuración. El voltaje de descarga debería estar entre el 1° y 2° potencial de ionización de los átomos del gas de trabajo para minimizar la producción de iones doblemente cargados.

Existen numerosas configuraciones de sistemas de rejillas en una fuente de haces anchos (Aston 1981, Gardner 1981). La fuente de nuestro laboratorio posee tres rejillas (pantalla, aceleradora y deceleradora) fabricadas en molibdeno ya que este material tiene una baja expansión térmica y un moderado rendimiento de pulverización, pero tiene en contra que su elasticidad es muy alta resultando una rejilla poco rígida. Nuestra óptica iónica posee 240 agujeros por los que se extraen haces que forman un haz de 5 cm de diámetro aproximadamente y cuyas dimensiones están reflejadas en la figura 1.3. La finalidad de añadir una tercera rejilla (rejilla deceleradora) a la óptica iónica es, por una parte, permitir aplicar mayores voltajes a la rejilla aceleradora para la misma divergencia del haz y por otra, operar a

bajas energías del haz sin caer en una falta de densidad de corriente. Como ya se ha reflejado, la densidad de corriente iónica depende de la separación entre rejillas y de los voltajes que se aplican. En nuestro sistema, para una distancia de aproximadamente 1.25 mm de separación entre rejillas y un voltaje aplicado al haz comprendido entre 500-1000 V, las densidades de corriente del haz medidas oscilan entre 0.3 y 1 mA/cm<sup>2</sup>, para el caso de trabajar con gas argón. El principal problema que nos encontramos en la óptica iónica es el desalineamiento de las tres rejillas, lo que lleva a un mal funcionamiento de la fuente. Este problema es muy patente y tras un largo período de operación los agujeros de la rejilla aceleradora presentan una forma ovalada.

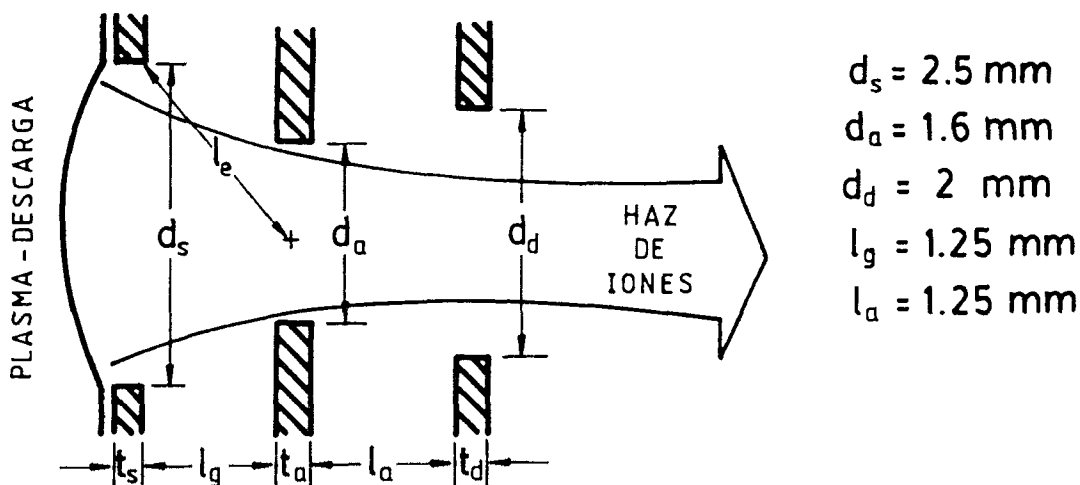


Figura 1.3 Parámetros geométricos para una óptica iónica de triple rejilla.

La importancia de la contaminación del blanco por una fuente de iones depende de su aplicación particular. Así en los procesos de grabado la contaminación es relativamente insensible, mientras que es mucho más crítica en la formación de depósitos. Los principales focos de contaminación son: rejilla aceleradora y los filamentos cátodo y neutralizador. La contaminación debida al cátodo es menor que la debida al neutralizador ya que éste es bombardeado con iones menos energéticos, está mucho más distante del blanco, y la óptica iónica bloquea parcialmente el material pulverizado del cátodo. Ambas contaminaciones se pueden reducir si utilizamos filamentos de diámetro menor, pero tiene el inconveniente de que su tiempo de vida también se reduce. La mayor causa de contaminación se debe al bombardeo excesivo de la rejilla aceleradora como consecuencia de una mala aplicación del voltaje acelerador. Es necesario vigilar muy estrechamente la intensidad de corriente recogida por esta rejilla y operar con la razón intensidad de corriente de la rejilla-intensidad de corriente del haz mínima. En general, la contaminación aumenta a voltajes altos de descarga por dos razones: primera porque aumenta la caída de potencial de los iones que golpean las superficies del cátodo, y segunda porque aumenta la producción de iones doblemente cargados, y éstos tendrán doble energía. Todo lo dicho hasta ahora respecto a contaminación, se aplica a la operación de la fuente con gases inertes, puesto que si utilizamos gases reactivos los resultados cambian drásticamente.

## 1.3 Principios de Operación

Las propiedades de un haz de iones ancho en una fuente de tipo Kaufman se determinan por las características del plasma y las de la extracción. Así en la generación del haz de iones influirá la temperatura electrónica del plasma y la geometría de la extracción, en la corriente del haz de iones, la densidad del plasma, la temperatura electrónica del plasma, el voltaje de extracción, y la geometría de la extracción y en la composición del haz, la composición del plasma; es decir, la física de una fuente de iones se determinará por la física del plasma. Con objeto de poder entender y explicar las propiedades de un haz de iones ancho, se ha dividido la fuente en tres regiones. Los iones se generan en la región de plasma-descarga, se conforman como haz en la región de óptica iónica y viajan a través de la región plasma-haz.

### 1.3.1 Región Plasma–Descarga

Los parámetros básicos para describir la región plasma-descarga son la densidad y la temperatura electrónica. Los constituyentes de un plasma son los iones, los electrones y los neutros. Para este tipo de fuentes y argón como gas de trabajo la densidad del plasma, o mejor, la densidad electrónica o iónica del plasma, es del orden de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , y se consideran plasmas con un tanto por ciento de ionización medio – del orden del 0.1 % –, entendiendo por porcentaje de ionización la razón densidad de iones / densidad de iones y densidad de neutros. Al ser una ionización intermedia, la física del medio está dominada por los efectos del plasma: cuasineutralidad – número de iones aproximadamente igual al número de electrones – y tratamientos colectivos. Es de suponer que todos los iones en el plasma están en equilibrio y se puede definir una temperatura iónica. La componente electrónica se encuentra también en equilibrio, pero a otra temperatura distinta. Así por ejemplo, para descargas de gas argón la temperatura iónica es 0.05 eV y la electrónica 3 eV, siendo la temperatura de las especies neutras normalmente menor que la correspondiente a los iones o electrones ( $\sim 0.03 \text{ eV}$ ).

Las partículas de un plasma son partículas cargadas y se ven sometidas a los efectos de campos eléctricos externos. Dentro de un plasma se puede definir una distancia donde influye el campo eléctrico y de la misma forma, existe una distancia de apantallamiento efectivo de un plasma a la acción de un campo eléctrico externo. El campo es sólo capaz de penetrar dentro del plasma una corta distancia, es decir, la densidad local de partículas del campo se redistribuye para cancelar el campo eléctrico aplicado, el cual se atenúa exponencialmente en una distancia determinada por los parámetros del plasma. Esta distancia se conoce como distancia de Debye o de apantallamiento, se denota por el símbolo  $\lambda_D$ , y viene dada por:

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e} \quad (1.1)$$

o en unidades más prácticas

$$\lambda_D = 743 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad (1.2)$$

donde  $T_e$  es la temperatura electrónica del plasma en eV,  $n_e$  es la densidad del plasma en partículas por  $\text{cm}^3$  y  $\lambda_D$  en cm. En nuestra descarga la distancia de Debye es aproximadamente 0.04 mm para un valor de  $T_e$  de 3 eV y  $n_e$  de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

Este parámetro del plasma es básico y tiene gran importancia en la formación del haz de iones a través del sistema de rejillas, al aplicar un campo eléctrico desde el exterior (rejilla extractora).

La región de apantallamiento del campo eléctrico aplicado se le llama vaina del plasma. Fuera de la vaina, el plasma se considera esencialmente inalterado por el campo eléctrico como se puede ver en la figura 1.4.

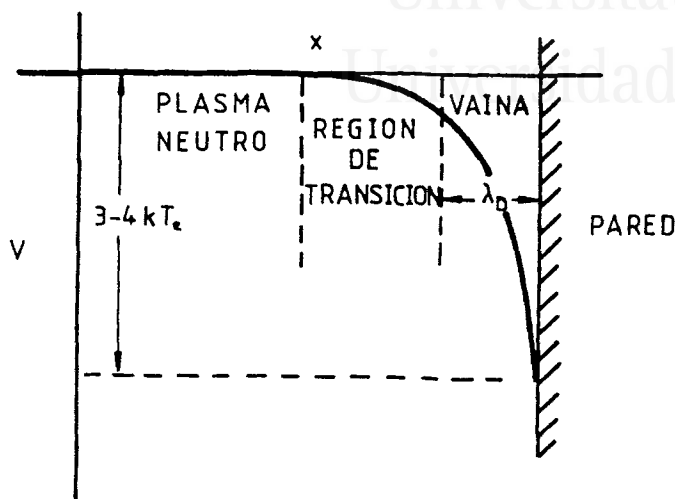


Figura 1.4 Diagrama esquemático de la región de vaina del plasma.

El concepto de neutralidad de carga, o mejor cuasineutralidad, es otro concepto fundamental que está relacionado con la longitud de Debye. La neutralidad de la carga en un plasma existe en un grado muy elevado

$$eZn_i - en_e = 0 \quad (1.3)$$

donde  $Z$  es número de carga del ion. Hay que hacer notar que sólo se consideran los iones positivos. Si los iones son monocargados, obtenemos que  $n_e = n_i$ . La situación de cuasineutralidad impera en todo el plasma por muy grandes que sean las dimensiones del plasma comparado con la longitud de Debye. Las colisiones entre partículas cargadas en un plasma son diferentes de las colisiones entre partículas neutras de un gas ordinario. La energía y el momento se intercambian mediante un gran número de choques, no en un único choque. Así, por ejemplo, el vector velocidad de una partícula en un plasma se altera en dirección mediante un proceso al azar de muchos choques. En esta situación el concepto de tiempo de colisión y recorrido libre medio, que son claros en el caso de partículas neutras, necesitan una nueva definición, y por esto hablaremos de tiempo de relajación, como el tiempo requerido para que haya un cambio importante en la función de distribución debido a las colisiones. También se puede hablar de tiempo de relajación de la energía, como el tiempo necesario para transferir energía de un componente del plasma a otro. Análogamente, el tiempo de relajación angular es el tiempo medio para que una partícula de una especie gire un ángulo determinado como resultado de muchas colisiones.

El recorrido libre medio está relacionado con la sección eficaz,  $\sigma$ , y para un proceso viene dado por  $\lambda = 1/n\sigma$  donde  $n$  es la densidad de partículas. El tiempo de colisión está relacionado con  $\lambda$  y  $\sigma$  por:

$$\tau = \frac{\lambda}{v} = \frac{1}{n\sigma v} \quad (1.4)$$



donde  $v$  es la velocidad media de las partículas. La frecuencia de colisiones,  $\nu$ , es la inversa del tiempo de colisión

$$\nu = \frac{1}{\tau} = n\sigma v \quad (1.5)$$

Normalmente, los tiempos entre dos colisiones ocurren en un rango amplio, abarcando desde nanosegundos hasta milisegundos.

Como cualquier gas, un plasma ejerce una presión sobre las paredes que lo contienen. Al igual que en la teoría cinética de los gases, esta presión vendrá dada por  $P = nk_B T$ . Cada componente del plasma ejercerá una presión distinta definida como  $P_e = n_e k_B T_e$  para los electrones y  $P_i = n_i k_B T_i$  para los iones. Ahora bien, si aplicamos un campo magnético en este plasma, introducimos una anisotropía, y la temperatura iónica y electrónica puede no ser la misma en todas las direcciones, y por tanto la presión será distinta en cada una de estas direcciones.

La ionización de átomos neutros de un plasma se puede producir a través de diferentes procesos. En la fuente de iones utilizada en este trabajo, la ionización se realiza mediante los electrones provenientes de un cátodo con una energía aproximadamente igual al voltaje de descarga (diferencia de potencial entre ánodo y cátodo). Esta energía se pierde principalmente por excitación o ionización siendo un parámetro importante la energía del electrón, que deberá ser mayor que la energía necesaria para romper el enlace del electrón al átomo

$$E_e = e\phi_i \quad (1.6)$$

donde  $\phi_i$  es el primer potencial de ionización de las especies atómicas. Esto en principio puede parecer sencillo, sin embargo:

- En el plasma hay toda una distribución de energías electrónicas impactantes.
- La ionización de átomos por impacto de electrones varía con la energía del electrón. La sección eficaz aumenta desde cero a una energía electrónica igual al potencial de ionización, hasta un máximo a una energía igual a 2-3 veces el potencial de ionización.

Para que la ionización sea eficiente, la densidad de corriente electrónica debe de ser alta para que ocurran una gran cantidad de colisiones electrón-neutro. También la energía del electrón debe de ser lo suficientemente alta para que la colisión resulte ionizante, pero no demasiado alta que haga que la probabilidad de ionización disminuya significativamente.

El recorrido libre medio para ionización debido a los electrones provenientes del cátodo es normalmente mucho más grande que las dimensiones de la cámara de grabado. Para evitar que los electrones energéticos procedentes del cátodo, alcancen el ánodo sin antes haber sufrido una colisión con un átomo del gas de trabajo, es necesario aplicar un campo magnético en la cámara de descarga de valor (Kaufman 1982):

$$\int Bx dx = 6.74 \times 10^{-6} V_d^{1/2} \quad (1.7)$$

donde  $B$  es el campo magnético en T,  $x$  es la posición en m y  $V_d^{1/2}$  es el potencial de descarga en V. Este campo magnético consigue una mayor eficiencia de ionización debido a que una partícula de carga  $q$  en movimiento con una velocidad  $v_{\perp}$ , perpendicular al campo magnético,  $B$ , experimenta una fuerza que es perpendicular a la velocidad de la partícula y al campo magnético. Esta fuerza viene dada por:

$$F = Bqv_{\perp} \quad (1.8)$$

Debido a que la fuerza es perpendicular a ambos, la partícula se mueve en órbitas circulares, como si se enrollara en la línea del campo. El radio de la órbita será:

$$\rho = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.9)$$

El radio medio de los electrones de un plasma de temperatura  $T$  (eV) se expresa por:

$$\rho_e = 0.0038 \frac{\sqrt{T_e}}{B} \quad (1.10)$$

para  $\rho_e$  en  $cm$ , y  $B$  en  $kG$ . Igualmente para los iones

$$\rho_i = 0.16 \frac{\sqrt{AT_i}}{ZB} \quad (1.11)$$

donde  $\rho_i$  viene dado en  $cm$ ,  $B$  en  $kG$ ,  $Z$  es el número de carga,  $A$  el número másico y  $T_i$  la temperatura iónica en eV.

Para un mismo valor del campo magnético, el radio ciclotrónico del electrón es más pequeño que el radio ciclotrónico del ion debido a la raíz cuadrada de la razón de las masas. Para campos magnéticos de unas cuantas unidades o decenas de *Gauss* y una temperatura iónica de 0.05 eV,  $\rho_i$  es del orden de 0.1 mm y  $\rho_e$  varía de mm a cm.

El campo magnético sólo afecta al movimiento de una partícula en su componente perpendicular. Así en las componentes de la velocidad únicamente nos referiremos a la componente perpendicular al campo magnético. La componente paralela de la velocidad se verá inalterada por el campo, con lo que el movimiento resultante será una hélice centrada aproximadamente en las líneas del campo, a lo largo de la cual la partícula girará. Como los electrones y los iones tienen carga eléctrica opuesta, el sentido de su giro será también el opuesto.

El movimiento ciclotrónico de las partículas ocurre a la frecuencia:

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (1.12)$$

que se puede expresar convenientemente de la forma:

$$f_{ci} = 1.52ZB/A \text{ MHz} \quad (1.13)$$

y

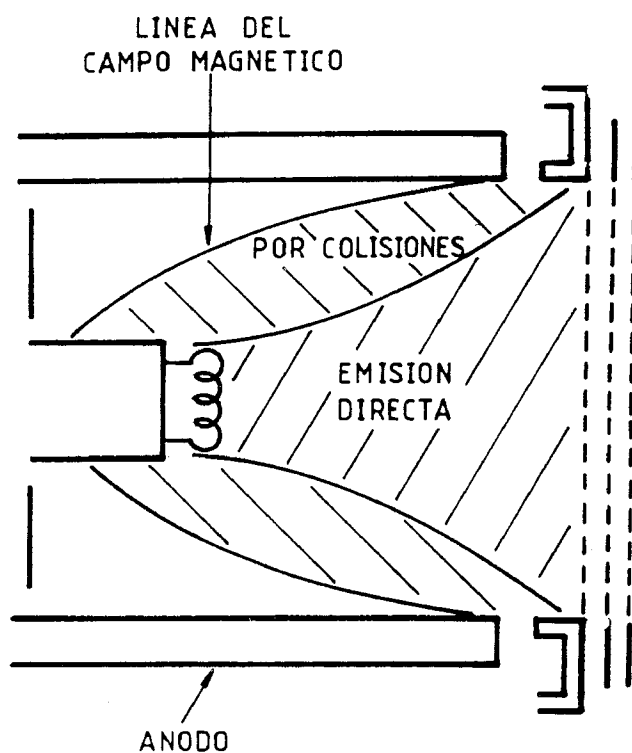
$$f_{ce} = 2.8B \text{ GHz} \quad (1.14)$$

donde  $B$  se expresa en  $kG$ . Para los campos magnéticos aplicados en nuestra cámara de descarga la frecuencia ciclotrónica del electrón es de unas decenas de MHz y la frecuencia ciclotrónica del ion varía desde unos cientos de Hz a unos pocos kHz.

Al trabajar con campos magnéticos divergentes en la dirección de la óptica iónica, la disminución del campo no debe de ser muy abrupta para evitar que la potencia de la descarga se reduzca apreciablemente para una corriente de haz dada. Normalmente la intensidad del campo en la zona de la óptica iónica debe de ser del 60% al 80% del campo existente en la zona opuesta. La colocación del cátodo no es crítica, pero se debe de situar en el eje de la cámara y una vez alcanzado el máximo del campo. La conductividad eléctrica del plasma-descarga es mucho mayor en el sentido paralelo a las líneas del campo que normales a ellas, por lo que en fuentes de este tipo, la mayoría de la corriente anódica se concentra en la parte del ánodo más cercana a la óptica iónica.

El campo magnético aplicado en el plasma-descarga no debe de ser muy elevado, ya que puede aislar eléctricamente el plasma del ánodo, lo cual podría dar descargas erráticas (Bollinger 1980).

Se conocen como electrones primarios a los electrones energéticos que pueden conseguir ionización y electrones secundarios o maxwellianos a aquellos que se forman como consecuencia de las colisiones. En la cámara de descarga, se han observado estos dos tipos de electrones (Kaufman 1982a), y los electrones primarios no se encuentran en toda la cámara, sino que se localizan en una región definida aproximadamente por las líneas del campo magnético que no interseccionan con el ánodo. El concepto de región primaria es importante para predecir el funcionamiento de la descarga. Técnicamente, esta región es el volumen de la



**Figura 1.5** Región de electrones primarios (zona rayada) en una configuración de campo magnético divergente.

cámara de descarga que es directamente accesible a los electrones primarios. Para una cámara de descarga con un campo axial, los límites de la región de electrones primarios abarcan aproximadamente la parte inicial de la cámara, la óptica iónica y la línea del campo más externa que no intersecciona con el ánodo (figura 1.5). Dentro de esta región existen dos subregiones: una a la que pueden llegar directamente los electrones emitidos del cátodo y otra que pueden alcanzar después de colisionar. La densidad de electrones primarios aumenta con la corriente de descarga. La energía de los electrones primarios emitidos por el cátodo es

aproximadamente igual a la diferencia de potencial ánodo-cátodo. Las magnitudes relativas a las secciones eficaces de excitación, ionización y dispersión de Rutherford tienen tal valor, que la mayor parte de los electrones primarios pierden su energía ionizando o excitando antes de formar parte de los electrones maxwellianos. Los electrones secundarios al tener menor energía que los anteriores pueden ser en su mayor parte reflejados en la vaina del ánodo. Los electrones secundarios no están pues confinados en las líneas del campo y ocupan el volumen de la cámara por completo.

Los iones producidos en la cámara de descarga tienden a ir por igual en todas las direcciones; así la fracción extraída para formar el haz de iones debería ser proporcional al área de extracción,  $A_{ex}$ , dividida por el área total de la región de electrones primarios,  $A_p$ . Si la energía para producir los iones es aproximadamente constante para varias fuentes, entonces la pérdida de energía de descarga, definida como la diferencia entre la energía total y la energía de la descarga, en eV por ion, debería ser proporcional a  $A_{ex}/A_p$ . Así para el caso de gas argón la pérdida de energía de descarga será (Kaufman 1982):

$$\epsilon \approx 50 \frac{A_p}{A_{ex}} \quad (1.15)$$

La densidad de neutros en la cámara de descarga queda definida por la temperatura de la fuente y la pérdida de neutros a través de la óptica iónica. Si se comparan diferentes fuentes de iones, la densidad de neutros varía con la razón del área de la región de electrones primarios,  $A_p$ , y su volumen,  $\Omega_p$ . Entonces la densidad mínima necesaria para operar de una manera eficiente será en átomos/ $m^3$  (Kaufman 1982a):

$$n_0 \approx 1.4 \times 10^{17} \frac{A_p}{\Omega_p} \quad (1.16)$$

donde  $A_p/\Omega_p$  tiene unidades de  $m^{-1}$ . que se puede reescribir como función de la presión en la cámara de descarga:

$$p \approx 6 \times 10^{-6} \frac{A_p}{\Omega_p} \quad (1.17)$$

Para valores de nuestra fuente de 0.006 m de  $\Omega_p/A_p$  obtenemos una presión mínima de  $10^{-3}$  Torr que coincide con la presión utilizada en los experimentos.

Las ecuaciones anteriores tienen un factor de incertidumbre de aproximadamente 2 debido al diseño y operación de la fuente. Así es posible encontrar gases donde el efecto de la ecuación (1.15) es secundario, pero sin embargo la ecuación (1.16) es primordial. En general, al aumentar la sección eficaz de ionización o la masa atómica del gas tendrá menor importancia la ecuación (1.16). El estudio de estas ecuaciones junto con las condiciones en las que se debe aplicar el campo magnético, permiten una interpretación cualitativa de muchos efectos relacionados con las dimensiones de la fuente (dimensiones de la región primaria de electrones) y se puede deducir el tamaño de una cámara de descarga, que implica un compromiso entre la pérdida de energía de descarga y la presión del gas de trabajo.

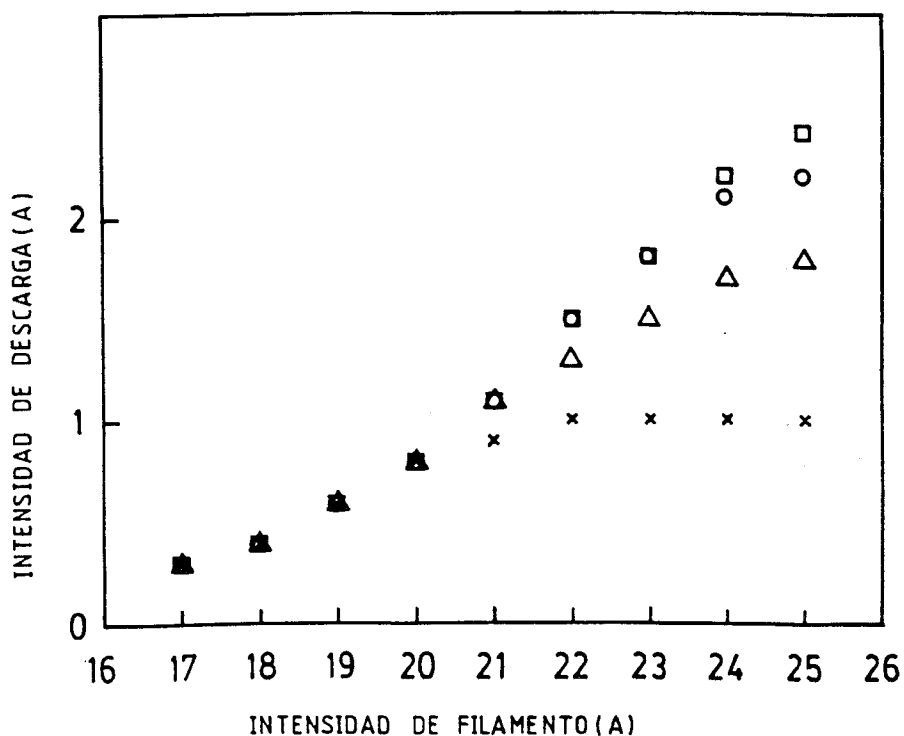
La producción de iones dobles también está relacionada con el cociente  $\Omega_p/A_p$ , que determinará el proceso dominante. Así, para fuentes de iones de tamaño pequeño (nuestra fuente del laboratorio) los iones dobles se producen por un proceso de colisión único. Esto implica que, por ejemplo, para gas argón, el voltaje de descarga debe de ser menor que 43 V, para minimizar la producción de iones dobles. En la práctica nuestra fuente tiene un 1-2 % de iones doblemente cargados a 30 - 35 V de potencial de descarga (potencial de uso normal).

Sin embargo, en fuentes de iones de mayor tamaño el proceso dominante para producir iones dobles es un proceso de colisión de dos etapas, y con objeto de minimizar su producción el voltaje de descarga no debe de superar 28 V (Kaufman 1989a). Es necesario tener muy en cuenta la extracción de iones doblemente cargados, ya que en trabajos de grabado o pulverización, por ejemplo, un ion con doble carga se acelera con una energía doble y su poder de penetración en el sustrato será también mayor.

En resumen, la producción de iones doblemente cargados aumenta al disminuir la presión y al aumentar el potencial y la corriente de descarga. Estas mismas aproximaciones son efectivas cuando necesitamos fragmentar moléculas de un gas en la cámara de descarga.

La operación en la descarga es casi siempre independiente de la extracción del haz; esto permite que la fuente de iones adquiera sus condiciones óptimas utilizando sólo los parámetros que afectan a la descarga sin necesidad de aplicar un voltaje al ánodo, no extrayendo el haz hasta que sea necesario.

Normalmente la densidad de iones en la fuente (relacionada con la corriente de descarga) aumenta monótonamente cuando aumentamos la intensidad de la corriente del filamento, como se puede ver en la figura 1.6, donde se muestra esta variación utilizando como parámetro la presión en la cámara de descarga. Aquí se puede observar la existencia de una intensidad

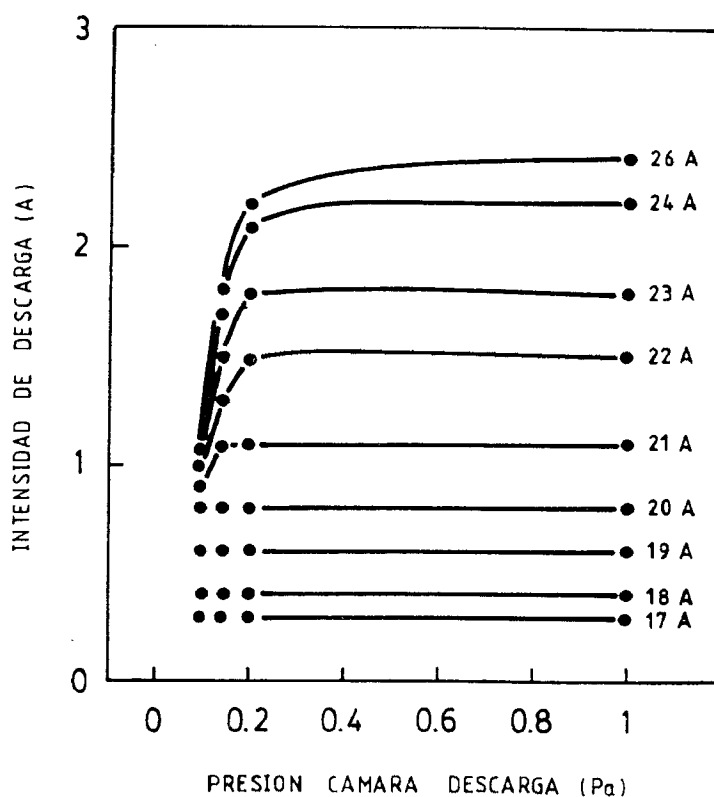


**Figura 1.6** Representación de la intensidad de descarga frente a la intensidad de filamento para diferentes valores de la presión en la cámara de descarga: 0.1 Pa (x), 0.14 Pa (Δ), 0.2 Pa (o) y 1 Pa (□).

de descarga límite a determinadas presiones. Esto se puede deber a la insuficiente presión en la cámara de descarga, incapaz de mantener una descarga en la fuente de iones. El valor de la presión en la cámara de descarga se estima a partir del valor de la presión en la cámara de grabado suponiendo un factor de reducción 5 (Lossy 1988) debido a la presión diferencial

existente entre las dos cámaras al separarlas el sistema de rejillas.

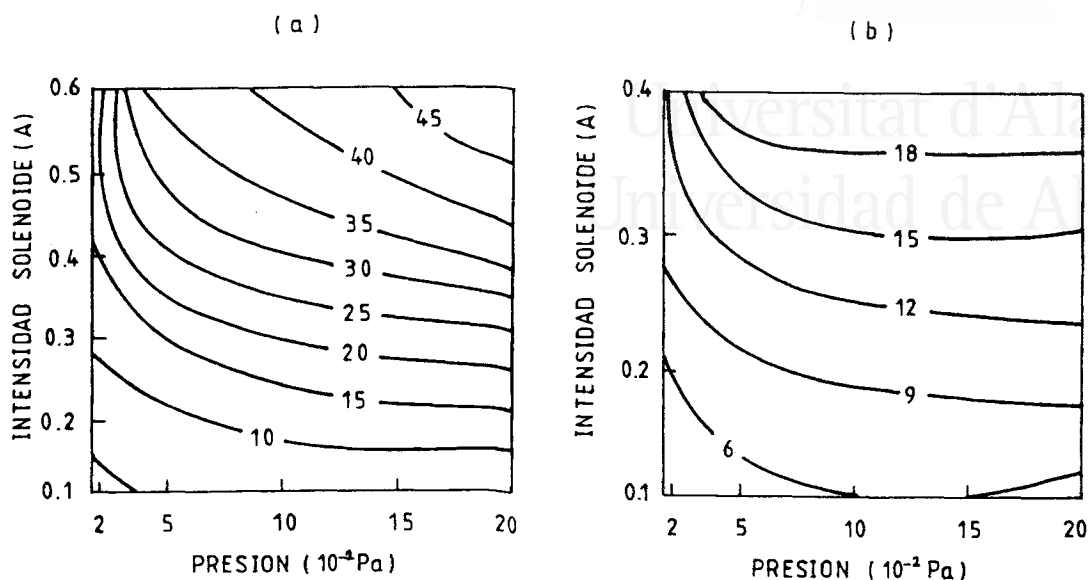
Otra forma de observar esta dependencia se puede ver en la figura 1.7, donde a presiones en la cámara de descarga por encima de  $2 \times 10^{-1}$  Pa puede no haber un aumento significativo de la densidad iónica, ya que ésta es suficiente para compensar la carga espacial de los electrones emitidos por el cátodo. Esta compensación se debe al aumento de la ionización que puede producir el flujo de electrones hasta su llegada al ánodo. Una vez alcanzada la presión óptima, la corriente de descarga alcanza un valor prácticamente constante con la presión (densidad de partículas), debido a que está constituida fundamentalmente por los electrones emitidos por el cátodo, siendo despreciables la componente que procede de la ionización. A altas presiones se pueden producir descargas tipo "arco" entre las rejillas pantalla y aceleradora o en el interior de la fuente. Generalmente el flujo de gas que se introduce en la cámara de descarga debe de ser suficiente para que se pueda extraer un haz de iones y mantener la presión en la cámara de descarga.



**Figura 1.7** Representación de la intensidad de descarga en función de la presión en la cámara de descarga para diferentes valores de la intensidad del filamento.

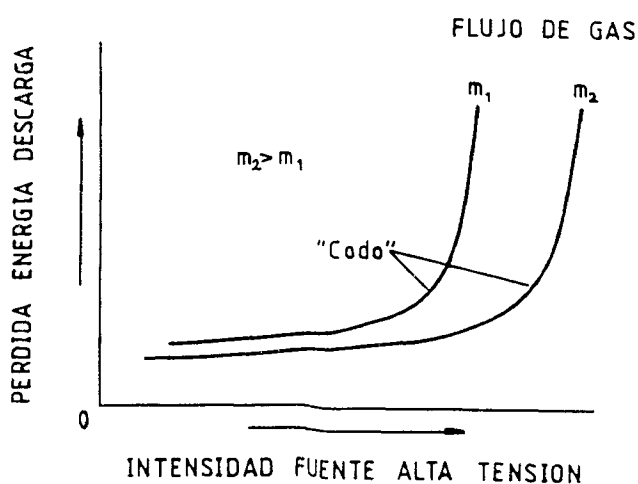
Al extraer el haz de iones (figura 1.1), aplicando al ánodo un voltaje positivo respecto a la rejilla aceleradora, la intensidad suministrada por la fuente de alto voltaje es prácticamente independiente del potencial aplicado al ánodo dentro del rango estudiado, al estar limitado por las características del plasma generado en la descarga (figura 1.8). A presiones elevadas se observa una variación de la intensidad suministrada por la fuente de alta tensión aproximadamente lineal con la intensidad aplicada al solenoide o lo que es lo mismo, lineal con el

campo magnético creado en el interior de la cámara de descarga. Para presiones menores



**Figura 1.8** Curvas de nivel de intensidad suministrada por la fuente de alta tensión (mA) como función de la intensidad del solenoide y la presión en cámara de grabado con un voltaje anódico: a) 1000 V y b) 500 V. La intensidad de descarga es 0.8 A.

existe un fenómeno de saturación con la intensidad en el solenoide. La explicación de esta dependencia se puede deber a la pérdida de la descarga (ecuación 1.15). Esta ecuación supone operar con la fuente cerca del "codo" de la pérdida de la descarga, como muestra la figura 1.9. Así, si estamos trabajando con una intensidad de la fuente baja a cualquier flujo de entrada de gas, la pérdida de la descarga es mínima. Si aumentamos esta intensidad (aumentando la intensidad que pasa por el solenoide) la pérdida de la descarga aumenta al principio muy



**Figura 1.9** Variación de la pérdida de energía de la descarga con la intensidad suministrada por la fuente de alta tensión (Kaufman 1982).

lentamente. Después de alcanzar el "codo", la pérdida de la descarga aumenta rápidamente para un pequeño aumento de la intensidad de la fuente de alto voltaje (pequeño aumento de la corriente del solenoide). Si queremos obtener una mayor intensidad, tendremos que utilizar mayores flujos, lo que se traduce en una presión mayor, como queda de manifiesto en la figura 1.8. Para un campo magnético fijo al variar la presión se observa una saturación de la intensidad de la fuente de alto voltaje debido igualmente a la pérdida de la descarga, que es constante para un valor fijo de la intensidad de la fuente (valor fijo de la corriente en el solenoide), pero aumenta al disminuir la presión, con lo que la intensidad disminuye.

### 1.3.2 Región de Extracción: Conformación del Haz

En la sección anterior se dijo que la corriente del filamento, o su consecuencia, el ritmo de emisión de electrones, era el principal regulador de la densidad iónica de una fuente de iones. Ahora examinaremos el proceso de extracción, y mostraremos que el máximo de densidad de corriente iónica del haz que se puede extraer, está limitado por la geometría de las rejillas extractoras y no por la densidad iónica del plasma-descarga. Esto hace que la región de extracción sea el principal componente de una fuente de iones multiabertura y debemos entender su operacionabilidad para una correcta utilización.

En la figura 1.4 se vió que el contorno del plasma,  $S_1$ , no está en contacto con la pared de la cámara de descarga,  $S_2$ . La separación entre  $S_1$  y  $S_2$  se deduce a partir de la longitud de Debye (figura 1.10a). Si existe una abertura en una de las paredes de la cámara con un diámetro mayor que la longitud de Debye, el plasma-descarga escapará por esta abertura (figura 1.10b). La forma de la superficie de expansión del plasma dependerá de la geometría del electrodo y del valor del potencial que se aplique a este electrodo. Así, a un cierto valor

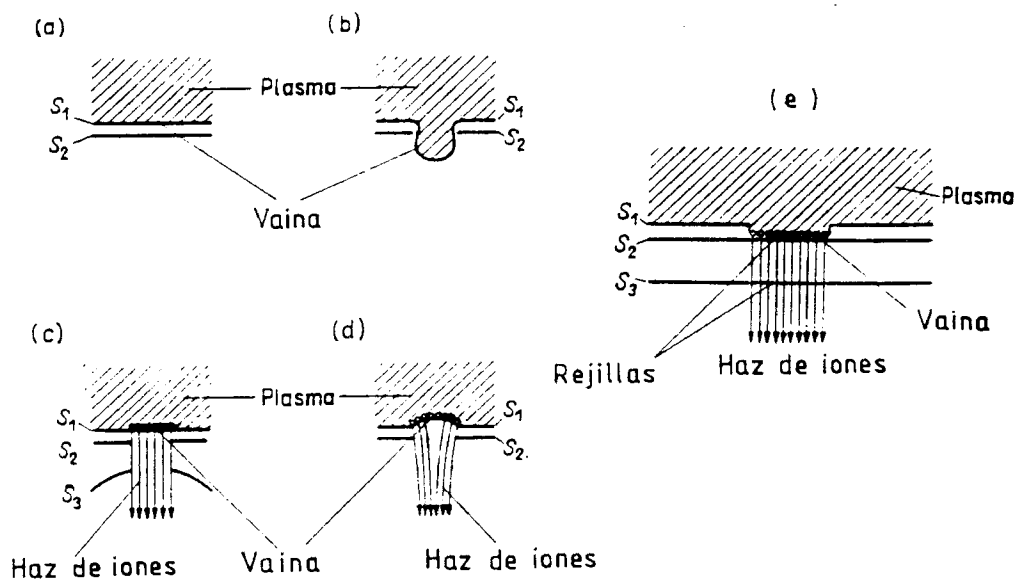


Figura 1.10 Formación de un haz de iones.



negativo del potencial respecto del plasma, la superficie de la abertura y la superficie del plasma que se ve a través de la abertura son las mismas (figura 1.10c). Si aumentamos el potencial negativo del electrodo por encima de este valor, forzamos a que el plasma se retraiga y la superficie se curve hacia el interior, lo cual produce un retraimiento del plasma (figura 1.10d) (Valyi 1977). En el caso de la figura 1.10c obtenemos de la fuente de iones, un hacecillo con trayectorias iónicas paralelas y la superficie del plasma coincide con la abertura plana. Bajo las condiciones de la figura 1.10d la superficie de la que se extraen los iones del plasma aumenta, obteniéndose una superficie convergente, que enfocará el hacecillo de iones.

La forma y posición del contorno del plasma es pues, dependiente del potencial negativo aplicado al electrodo extractor. Esto quiere decir que el sistema óptico-iónico, compuesto por el electrodo extractor y la superficie del plasma, pueden tener diferentes dimensiones determinadas por el valor del potencial negativo aplicado al electrodo. Este hecho impone limitaciones en la variación del voltaje extractor; así la intensidad del haz no se puede modificar variando el voltaje de extracción. Esta limitación se puede superar si se mantiene aproximadamente plana la superficie emisora de iones del plasma a una geometría fija (figura 1.10e). Para ello se deben de colocar unas rejillas en la zona de emisión de iones,  $S_2$ , y en la abertura del electrodo,  $S_3$ . Estas rejillas asegurarán una forma casi plana de la posición de la vaina del plasma y una distribución uniforme del campo eléctrico en el sistema óptico. Esta es la base de la extracción de una fuente multiabertura tipo Kaufman.

Para extraer el haz de iones (figura 1.1), aplicamos al ánodo un voltaje positivo respecto a la rejilla aceleradora. Como consecuencia, este voltaje también se aplicará, reducido por el voltaje de descarga, al cátodo, paredes de la cámara y rejilla pantalla. Cualquier ion que abandone el plasma-descarga y alcance la muestra conectada a tierra, lo hará con una energía determinada por el potencial del ánodo. Por tanto, si queremos generar un haz de iones de argón de 500 eV, se debe de aplicar al ánodo un voltaje de 500 V (figura 1.2). El potencial del plasma será de unos pocos voltios positivos respecto al potencial del ánodo. En la rejilla aceleradora se aplica un potencial de -50 V respecto a tierra (el efecto de variar este potencial se discutirá en esta sección). Los iones serán pues, acelerados con una diferencia de potencial entre plasma y rejilla aceleradora de 555 V y luego se deceleran formando el haz-plasma.

Examinemos, dentro de la fuente de iones, la vaina del plasma en la rejilla pantalla. Puesto que el plasma-descarga tiene una distancia de apantallamiento (longitud de Debye) de menos de 1 mm únicamente se verán afectados los iones que se encuentren en el contorno del plasma: la región de la vaina. Los iones que cruzan la vaina en la rejilla pantalla, bien golpearán la rejilla o bien serán acelerados a través de la aberturas de la rejilla debido al campo eléctrico creado entre ambas rejillas. La intensidad de corriente a través de la óptica iónica se puede hallar a partir de la ley de Child (Child 1911) calculando la distribución de potencial en esa región. Si se consideran electrodos planos tanto la rejilla pantalla como la rejilla aceleradora, se puede calcular la distribución de potencial a partir de la ecuación de Poisson con la hipótesis simplificadora de que los iones parten del reposo en la rejilla pantalla (el máximo de potencial se encuentra entonces en esta rejilla). Suponiendo que las rejillas son normales al eje  $x$ , la ecuación de Poisson se reduce a

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q_v}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

donde  $q_v$  es la densidad volúmica de carga a través de las rejillas y  $\epsilon_0$  la permitividad del vacío.  $q_v$  se expresa como función de  $V$  mediante las siguientes consideraciones. La densidad de corriente iónica,  $J$ , es igual a  $q_v u$ , donde  $u$  es la velocidad de los iones a una distancia

$x$  de la rejilla pantalla. Si se elige el cero de potencial en la rejilla pantalla y no hay ni átomos ni moléculas en el espacio a las que los iones puedan transferir su energía, la energía cinética de un ion debe ser igual a la energía eléctrica que le ha comunicado el campo, es decir,  $\frac{1}{2}mu^2 = -qV$ . La ecuación anterior se reduce a

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{J}{u\epsilon_0} = \frac{J}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2q}\right)^{1/2} V^{-1/2} \quad (1.19)$$

La cual puede integrarse multiplicando el miembro de la izquierda por  $2(dV/dx)dx$  y el de la derecha por su equivalente  $2dV$ . Fácilmente se ve que el resultado es

$$\frac{dV}{dx} = 2 \left(\frac{J}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \left(\frac{mV}{2q}\right)^{1/4} \quad (1.20)$$

si se supone que el campo eléctrico en la rejilla pantalla es cero, lo que anula la constante de integración. La ecuación anterior puede integrarse por segunda vez de una forma inmediata conduciendo a

$$V(x) = \left(\frac{9J}{4\epsilon_0}\right)^{2/3} \left(\frac{m}{2q}\right)^{1/3} x^{4/3} \quad (1.21)$$

La constante de integración se anula nuevamente por la hipótesis de que la superficie de la rejilla pantalla está a potencial cero. Si la rejilla aceleradora se encuentra a la distancia  $l$  de la rejilla pantalla y su potencial es  $V_a$  se obtiene la ecuación que representa la características del sistema de rejillas.

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{m}\right)^{1/2} \frac{V_a^{3/2}}{l^2} \quad (1.22)$$

o en intensidades de corriente

$$I = J A_b \quad (1.23)$$

donde  $A_b$  es la sección del haz de iones cuyo valor es

$$A_b = N\pi(d/2)^2 \quad (1.24)$$

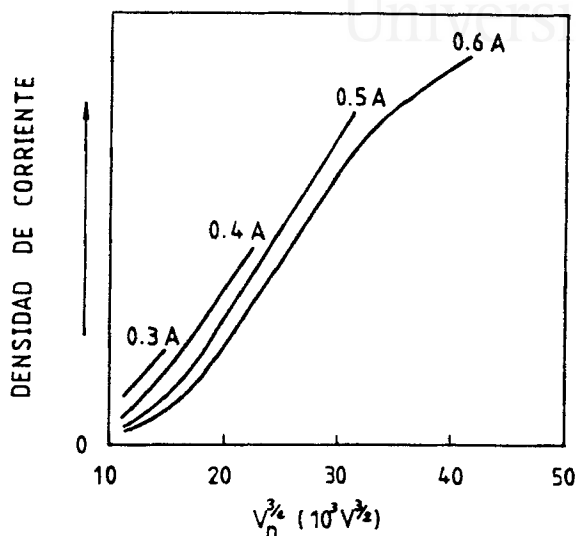
donde  $N$  es el número de agujeros y  $d$  el diámetro de un agujero. Para un valor dado de  $(q/m)$ , la intensidad de corriente es proporcional a  $V_a^{3/2}$  e inversamente proporcional al cuadrado de la separación entre electrodos. El mejor acuerdo de los datos experimentales y la ecuación (1.23) se obtiene cuando  $V_a$  es el voltaje total,  $V_t$ ,  $d$  es el diámetro del agujero de la rejilla pantalla,  $d_s$  y  $l$  es la distancia efectiva,  $l_e$  (para la definición de los parámetros de potencial y geometría ver figuras 1.2 y 1.3). Esta ecuación es sólo una aproximación porque el área efectiva de la extracción de iones es menor que el área total del haz. El valor normal de la corriente del haz está entre un 50-70 % del valor aproximado dado en la ecuación anterior. En la figura 1.11 está representado la densidad de corriente máxima obtenida en nuestro sistema multiapertura como función de  $V_t^{3/2}$ .

Para el caso de trabajar con gas argón, la ecuación (1.24) queda

$$\left(\frac{I}{V_t^{3/2}}\right) \left(\frac{l_e}{d_s}\right)^2 = 6.79 \times 10^{-9} \quad (1.25)$$

con  $I$  en A,  $V_t$  en V y  $d_s = d_a$  (figura 1.3). Al grupo de parámetros de la izquierda se le llama perveancia normalizada.

Existen diversos tipos de sistemas de extracción en función de las aplicaciones de la fuente de iones. Así tenemos sistemas de extracción con una única rejilla, (Harper 1981), que tiene ventajas significativas a muy bajas energías de los iones, sistemas de dos o tres rejillas (Harper 1982), de utilización en aplicaciones de grabado y/o depósito, diseños de haz enfocado (Kaufman 1979), que concentra el haz en un área pequeña, etc. Se describirá a continuación el sistema de dos y tres rejillas por ser de utilidad para nuestro trabajo.



**Figura 1.11** Variación de la densidad de corriente en el centro del haz con el voltaje neto para diferentes intensidades del solenoide. El voltaje aplicado a la rejilla aceleradora es el  $-10\%$  del voltaje neto y la intensidad de descarga  $0.8\text{ A}$ .

### Sistema de extracción de doble rejilla

La variación de potencial a través de dos rejillas es similar al mostrado en la figura 1.2 con la rejilla pantalla a un potencial cercano al del plasma,  $V_p$  y la rejilla aceleradora con un potencial negativo respecto a tierra.

Aparte de por razones de extracción, es necesario aplicar un potencial negativo a la rejilla aceleradora para evitar que los electrones del neutralizador se introduzcan en el plasma (debido a su potencial positivo), dando una falsa indicación de la corriente del haz de iones y elevando el potencial del haz en el proceso. Si llamamos  $R$  al cociente  $V_{neto}/V_{total}$ , el valor máximo de  $R$  que se puede utilizar sin que haya retroceso de electrones viene dado por la ecuación deducida empíricamente (Kaufman 1982)

$$(1 - R_{max}) \frac{l_e}{d_a} \sim 0.2 \exp(-t_a/d_a) \quad (1.26)$$

donde  $t_a$  y  $d_a$  están definidos en la figura 1.3. En un sistema de doble rejilla y suponiendo un ángulo de divergencia del haz de  $13^\circ$ , el valor mínimo de  $R$  que se puede emplear es  $0.7$ . El máximo valor de  $R$  para evitar el retroceso de los electrones hacia el plasma—descarga es  $0.8$ . Esto demuestra que el rango de operación normal para  $R$  es bastante limitado. En un sistema de este tipo el uso de energías bajas del haz de iones implica densidades de corriente bajas al no haber posibilidad de utilizar unos valores de  $R$  menores (mayor divergencia).

### Sistema de extracción de triple rejilla

Se puede diseñar un sistema de extracción con tres rejillas colocando una tercera rejilla, llamada deceleradora, a continuación de la rejilla aceleradora y conectada a potencial de tierra (figura 1.1). Llamaremos  $l_d$  a la separación entre rejillas aceleradora-deceleradora,  $d_d$  al diámetro de sus agujeros y  $t_d$  a su espesor (figura 1.3). El hecho de colocar una tercera rejilla afectará al límite del retroceso de electrones hacia el plasma, pero todavía se puede usar la ecuación (1.26), al menos para obtener una idea aproximada. En la práctica, una tercera rejilla es útil para trabajar a valores bajos de  $R$ , lejos del límite del retroceso de electrones.

El aumento de rejillas del sistema de extracción lejos de aumentar la complejidad del sistema, tiene varias ventajas. Se tiene un mejor enfoque del haz a valores de  $R$  bajos, pero este excelente enfoque se tiene sólo en un rango estrecho de la perveancia normalizada, aunque este rango es prácticamente el mismo que para el sistema de doble rejilla. Los mejores resultados de enfoque, máxima perveancia normalizada con un sistema de tres rejillas, se obtienen con dimensiones de diámetros (Kaufman 1982a)

$$\frac{d_a}{d_s} = 0.64 \quad \frac{d_d}{d_s} = 0.8 \quad (1.27)$$

unos espesores de rejillas

$$\frac{t_a}{d_s} = \frac{t_d}{d_s} = 0.37 \quad (1.28)$$

y una separación de rejillas igual a  $0.5 d_s$ .

El diámetro del agujero de la rejilla aceleradora es menor que el diámetro de agujero del sistema de doble rejilla, y por ello la densidad de corriente se debe de reducir. En nuestra fuente la densidad de corriente máxima para una energía del haz de iones argón de 1000 eV es  $1.8 \text{ mA/cm}^2$  con un valor de  $d_s = 2.5 \text{ mm}$  y una densidad de agujeros de  $14.3 \text{ agujeros/cm}^2$

En la figura 1.12 está representada la razón voltaje neto-voltaje total frente a la perveancia normalizada para un sistema de tres rejillas. Para el rango de variables estudiado, el intervalo

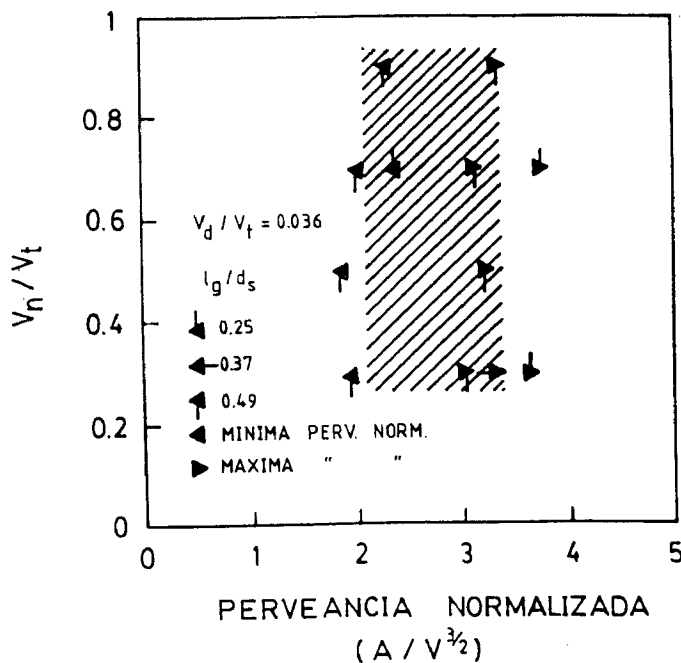


Figura 1.12 Rango de operación de la perveancia normalizada para un sistema óptico de 3 rejillas ( $l_g = l_d$ ).

de operación no difiere significativamente del sistema de dos rejillas para los mismos valores de  $V_d/V_t$ , indicado por la región sombreada.

Veamos la diferencia principal entre estos dos sistemas de extracción. La mayoría de las aplicaciones de una fuente de iones requieren una densidad de corriente alta y una colimación muy buena, así como operar con potenciales netos bajos. Una mayor densidad de corriente implica un menor tiempo de trabajo, una buena colimación mayor distancia blanco-fuente y un menor voltaje neto menor dañado en el blanco. Pero la colimación y la densidad de corriente son contrarias (buena colimación implica un valor alto de  $V_n/V_t$ , alta densidad de corriente implica un valor bajo de  $V_n/V_t$ ) para el mismo valor de  $V_n$ . Si añadimos una tercera rejilla las cosas cambian. Con la tercera rejilla la divergencia del haz decrece a bajos valores de  $R$  ( $V_n/V_t$ ) donde estaba la mayor divergencia para el sistema de dos rejillas, y se utiliza para aumentar la densidad de corriente en este rango. Si tenemos una densidad suficientemente alta a valores altos de  $R$ , entonces la divergencia del haz es ya mínima y la tercera rejilla no tiene ninguna ventaja (figura 1.13) (Kaufman 1978). Así es posible obtener una buena colimación y densidad de corriente aplicando, por ejemplo, 2000 V a la rejilla aceleradora con tan solo 500 V de voltaje neto.

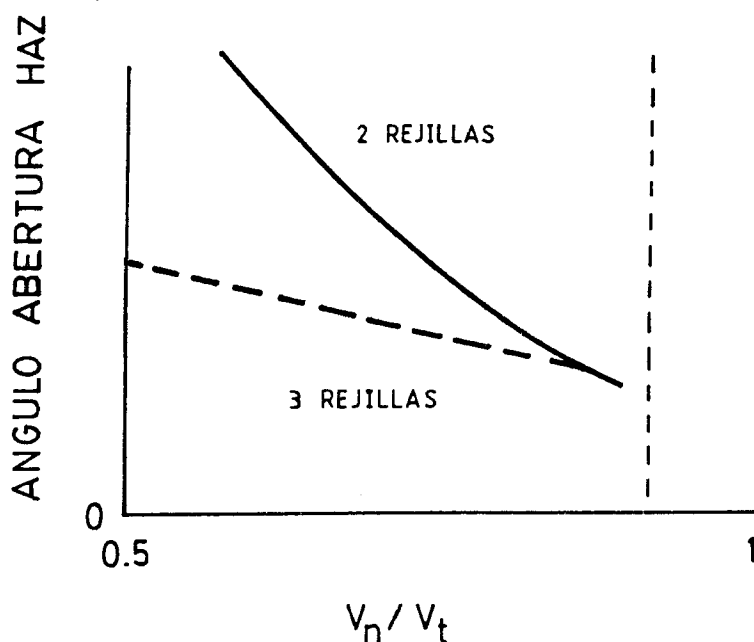
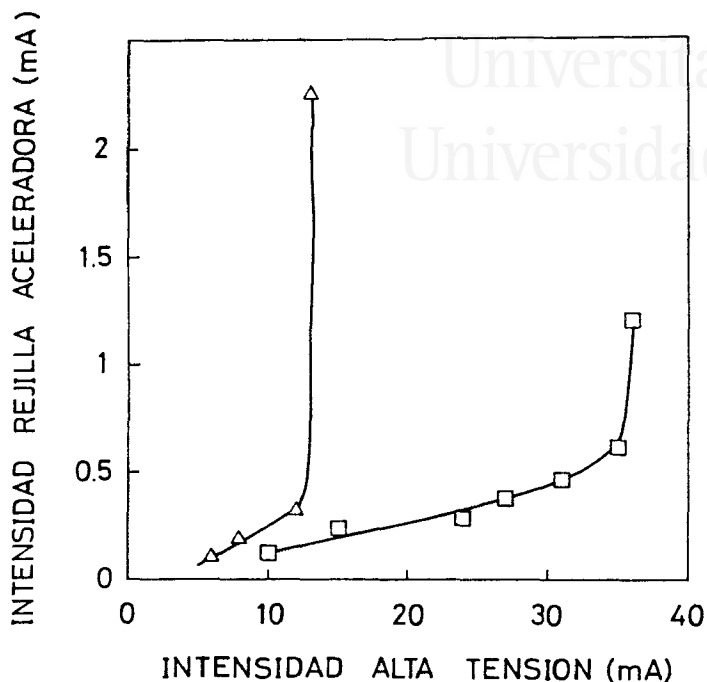


Figura 1.13 Comparación entre la abertura del haz para un sistema de 2 y 3 rejillas a una perveancia normalizada constante.

La superficie del plasma, como respuesta al voltaje aplicado entre ánodo y rejilla, se retrae formando un menisco en cada abertura del sistema de rejillas, que se puede considerar como la superficie emisora de iones, acelerándose éstos normalmente a la misma (Ishikawa 1982). Por tanto la divergencia del haz dependerá de la forma que tenga el menisco. En nuestro sistema experimental de tres rejillas podemos suponer cualitativamente su forma mediante la intensidad recogida en la rejilla aceleradora. La corriente de esta rejilla resulta de dos procesos importantes, intercambio de carga y choque directo de los iones procedentes de la cámara de descarga. En condiciones de operación normal la corriente debe proceder únicamente del intercambio de carga. Esto se puede saber variando la intensidad de la fuente de alta tensión, y por tanto la corriente de la rejilla aceleradora, a presión y voltaje constantes. Como se ve

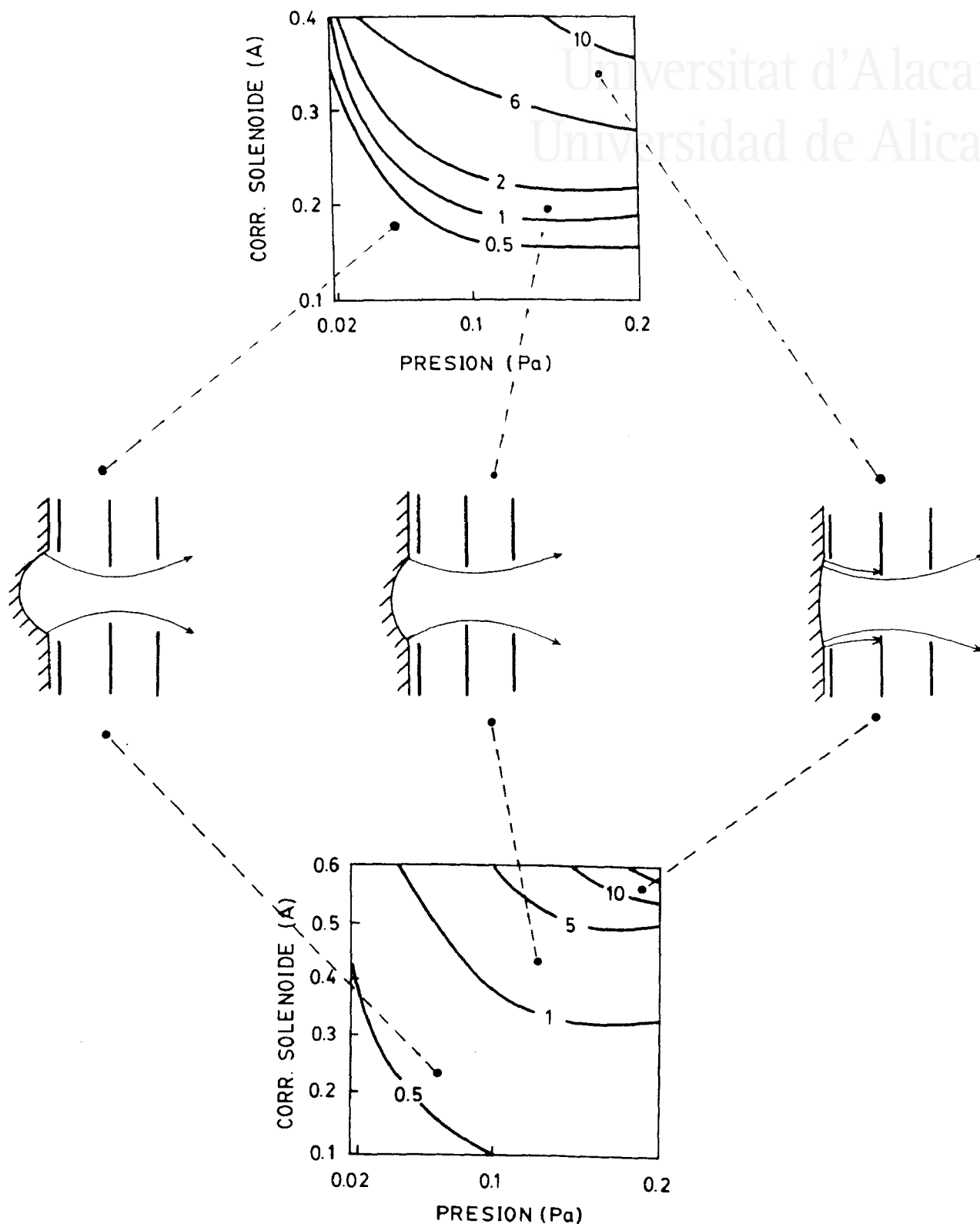
en la figura 1.14, la componente de intercambio de carga se puede identificar porque varía casi linealmente con la corriente del haz. El alejamiento de esta variación lineal implica el comienzo de colisiones directas de los iones de la cámara de descarga, dando como consecuencia una



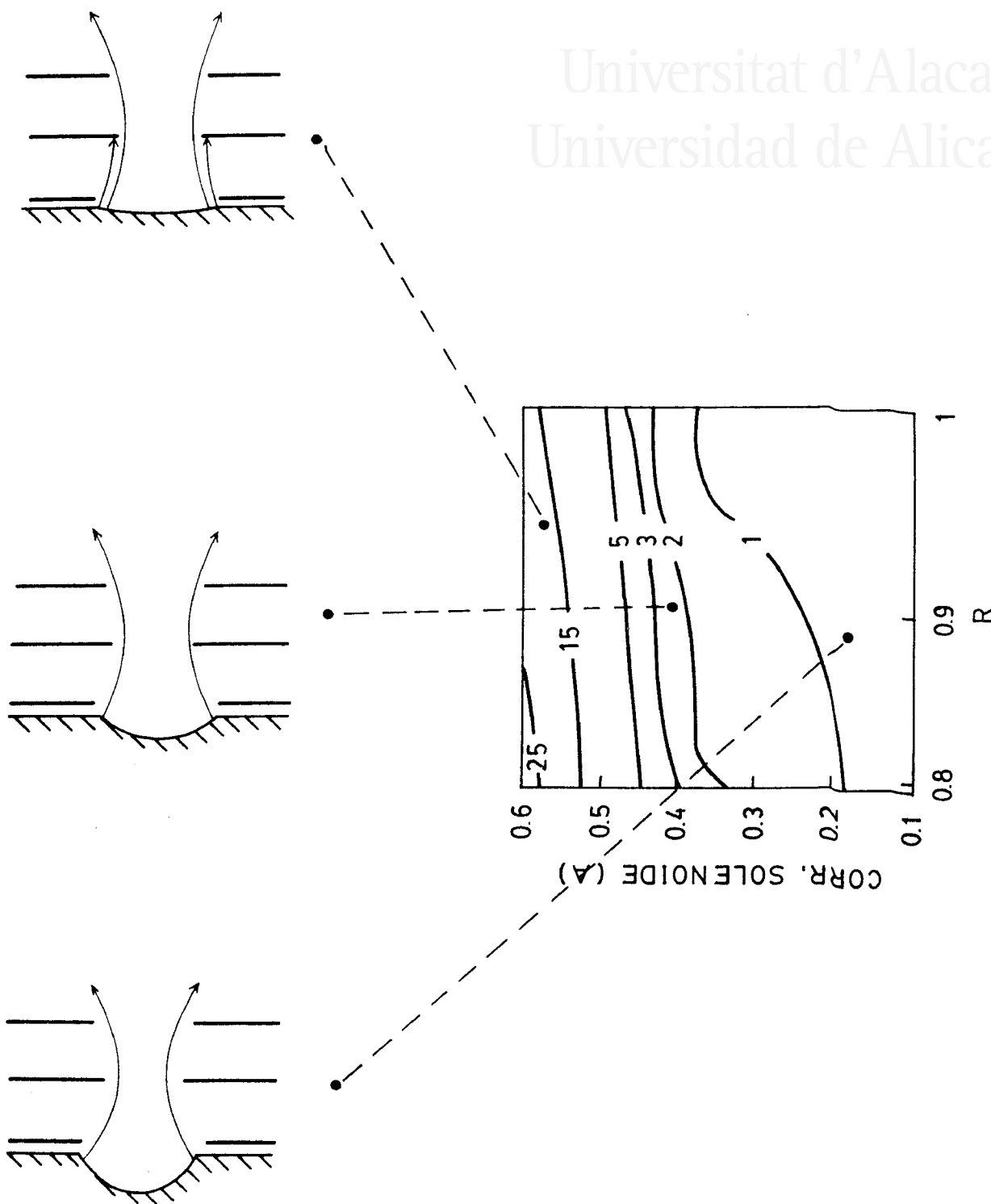
**Figura 1.14** Variación de la intensidad recogida en la rejilla aceleradora con la intensidad suministrada por la fuente de alto voltaje para un voltaje aplicado al ánodo de 500 (Δ) y 1000 V (□).

excesiva erosión de la rejilla aceleradora. Este punto no se puede determinar midiendo un único punto de operación, sino que requiere una variación de la corriente suministrada por la fuente de alta tensión. Conocidas la forma de detectar estas componentes, ya podemos estudiar la relación entre la posición del menisco y la corriente de la rejilla aceleradora. La intensidad aumenta con el campo magnético debido a que se produce un incremento de la corriente de extracción, lo que indica un aumento de la densidad iónica del plasma, provocando que la forma del menisco sea menos cóncava (figura 1.15). El mismo efecto se observa al aumentar la presión y la corriente de descarga debido a la misma razón, aunque los cambios de intensidad son menos significativos. Al aumentar el potencial aplicado al ánodo, la intensidad disminuye por un incremento de la concavidad del menisco debido a un aumento de la diferencia de potencial entre plasma–descarga y la rejilla aceleradora. Dependiendo del potencial aplicado al ánodo y de la componente de la corriente predominante, el efecto que produce un aumento de  $R$  es diferente (figura 1.16). A potenciales elevados, la intensidad disminuye y a potenciales menores aumenta, debido a la posición inicial que tenía el menisco, favoreciendo su concavidad en un caso y disminuyéndola en el otro. Si es mayoritaria la componente de intercambio de carga a cualquier potencial, un aumento de  $R$  disminuye la intensidad, debido al menor potencial negativo aplicado a la rejilla (Villalvilla 1992a).

Para una adecuada utilización del sistema de extracción, las tres rejillas deben de estar muy bien alineadas. El efecto de un desalineamiento se traduce en una inclinación del hacecillo formado en cada abertura, debido a que los iones al atravesar la rejilla pantalla se sienten



**Figura 1.15** Variación de la intensidad recogida en la rejilla aceleradora con la intensidad del solenoide y presión en cámara de procesado para un voltaje anódico de 500 V (arriba) y 1000 V (abajo). En ambos casos  $R=0.95$  y la intensidad de descarga es 0.8 A. En el centro se muestra la forma de la superficie del plasma en una abertura para las diferentes condiciones.



**Figura 1.16** Variación de la intensidad recogida en la rejilla aceleradora en función de  $R$  y de la corriente en el solenoide. Presión 0.2 Pa y voltaje anódico 1000 V.



atraídos hacia el borde más cercano de la rejilla aceleradora. Esto produce una disminución del máximo de la corriente del haz ya que la apertura es más pequeña, y para evitar una excesiva corriente de rejilla, la corriente del haz se disminuye. El desplazamiento de las rejillas se puede deber, sobre todo, a efectos mecánicos o térmicos (Kaufman 1986). Este problema es uno de los más serios de la fuente de iones tipo Kaufman, puesto que un desalineamiento de la óptica iónica es prácticamente imposible de detectar durante un largo período de tiempo y se debe de garantizar un cuidado máximo a la hora de construir un sistema de extracción que asegure el perfecto alineamiento de las tres rejillas.

### 1.3.3 Región de Haz-Plasma

En la región del haz la densidad de corriente iónica es lo suficientemente alta para que la repulsión entre iones haga al haz dispersarse una vez que éste haya abandonado la región de extracción. Esta repulsión entre iones se evita con la presencia de un número igual de electrones y de iones en el haz. La presencia de electrones y de iones permite que la densidad de corriente sea más alta que si el haz estuviera formado únicamente por iones positivos. La presencia de una densidad de electrones bastante elevada clasifica a la región del haz como un plasma y así se distingue del haz puramente positivo. Los electrones de un haz-plasma son de baja energía, del orden de varios eV, y provienen de un neutralizador externo, o son electrones secundarios producidos por el impacto iónico en el blanco. Estos electrones no se recombinan con el haz, ya que la sección eficaz de este proceso es muy pequeña. El potencial de haz-plasma es de unos pocos voltios positivos respecto de tierra (figura 1.2). El haz-plasma forma una vaina de bajo potencial en la superficie del blanco a través de la cual los iones pasan para golpear el blanco.

### Interacciones ion-neutro

Se pueden distinguir dos tipos de colisiones entre los iones del haz y los átomos neutros del gas de trabajo que se encuentran en la cámara de procesado: colisión de pérdida de momento, que origina cambios en la dirección del ion, y colisión de intercambio de carga, en la que un ion energético recoge un electrón de un átomo neutro (no energético) y éste sigue aproximadamente la misma trayectoria del ion convirtiéndose en un neutro energético, dejando detrás el ion con baja energía.

El primer tipo de colisión ocurre cuando un ion energético tiene una colisión con un átomo y se produce un cambio de dirección del ion. La sección eficaz,  $\sigma$ , de esta interacción es función de la energía (Robinson 1979) y es aproximadamente  $1.3 \text{ \AA}^2$  para un haz de iones de argón de  $500 \text{ eV}$ . El recorrido libre medio para este proceso es:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (1.29)$$

donde  $\lambda$  es el recorrido libre medio,  $\sigma$  la sección eficaz y  $n$  es la densidad atómica del gas. Ya que la densidad atómica es proporcional a la presión del gas, ( $P = nk_B T$ ), el parámetro más conveniente para describir el proceso es el producto  $\lambda P$ . Así por ejemplo, para un haz de  $500 \text{ eV}$  y una presión de  $0.1 \text{ mTorr}$ , el recorrido libre medio es  $20 \text{ m}$ . Esto quiere decir que muy pocos iones se desviarán de su trayectoria por una colisión de este tipo, por lo que estas colisiones pueden despreciarse para la mayoría de las aplicaciones de la fuente de iones. Este proceso es mucho más normal en la cámara de descarga, donde la presión existente es mucho mayor y como consecuencia el recorrido libre medio menor.

El segundo tipo de colisión, dependiendo de las condiciones de trabajo, no es despreciable, pudiendo llevar a importantes errores de lectura en la medida de la intensidad de corriente del haz. Nosotros hemos analizado la discrepancias entre los valores medidos de la densidad de corriente iónica medida en el blanco mediante una caja de Faraday y aquellos deducidos a partir del ritmo de grabado y del rendimiento de pulverización, para el caso de haces iónicos de argón (Villalvilla 1989). Se han encontrado diferencias en un factor de  $10^{-2}$ , para distancias blanco-fuente del orden de 40 cm y presiones en la cámara de procesado de  $2 \times 10^{-1}$  Pa. En la figura 1.17 está representada la dependencia con la presión de los valores del rendimiento de grabado,  $Y_e$ , para blancos de *Cu* y *Si* y un voltaje del ánodo de 1000 V.

El rendimiento se calcula como cociente del ritmo de grabado medido y la densidad de corriente recogida en una caja de Faraday. Los valores obtenidos son significativamente más altos que los deducidos a partir del rendimiento de pulverización, una situación parecida al estudio del grabado del haz de iones realizado por Chen *et al.* (Chen 1986). Una posible explicación de estos resultados altos del rendimiento de grabado, es el no tener en cuenta la contribución del flujo bombardeante de las especies neutras energéticas. En la figura 1.18 se muestra la dependencia con la presión,  $P_0$ , en la cámara de grabado de la densidad de corriente,  $J_{TG}$ , en el centro del haz, recogida por la caja de Faraday localizada a 8.5 cm de la fuente de iones. La densidad de corriente medida decrece con la presión, aunque el valor de la intensidad suministrada por la fuente de alta tensión,  $I_b$ , es casi constante para presiones por encima de un cierto valor (figura 1.19). La fracción de esta última corriente que es recogida en las rejilla aceleradora y deceleradora aumenta con la presión como se indica en la figura 1.20. Suponemos para nuestras condiciones de operación que las corrientes de las rejillas son debidas a la colección de iones lentos generados por transferencia de carga y no a la colección de iones energéticos o electrones secundarios producidos por el bombardeo de neutros energéticos.

Para interpretar estos resultados hemos desarrollado un modelo basado en el análisis de las colisiones de intercambio de carga. Hemos dividido la región en dos partes: la primera que abarca la zona de extracción del haz iónico y una segunda que incluye hasta el blanco. El análisis de la corriente se ha realizado suponiendo una corriente  $I_0$ , del haz generado por la fuente de iones cuyo valor es:

$$I_0 = I_b - I_{G2} - I_{G3} \quad (1.30)$$

donde  $I_{G2}$  e  $I_{G3}$  son las intensidades recogidas por las rejillas aceleradora y deceleradora. Suponemos que la intensidad colectada por la rejilla aceleradora es debida integramente a los iones positivos producidos por colisiones de intercambio de carga en la región entre rejillas, debido a que se aplica un potencial negativo de extracción a la rejilla aceleradora. Con esta suposición obtenemos

$$I' = I_b - I_{G2} = I_b \exp(-\alpha S) \quad (1.31)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente que expresa la atenuación por colisiones de intercambio de carga en la primera región ( $\alpha = n\sigma$ , donde  $n$  es la concentración del gas y  $\sigma$  la sección eficaz de intercambio de carga) y  $S$  es la distancia entre la rejilla pantalla y la rejilla deceleradora.

Para estudiar la atenuación del haz de iones en la cámara de grabado, se ha analizado la variación de la densidad de corriente en el blanco con la distancia a la rejilla deceleradora ( $d$ ). Utilizamos como parámetro el voltaje aplicado al ánodo. Si suponemos que

$$J_{TG} = J_0 \exp(-\alpha_0 d) \quad (1.32)$$

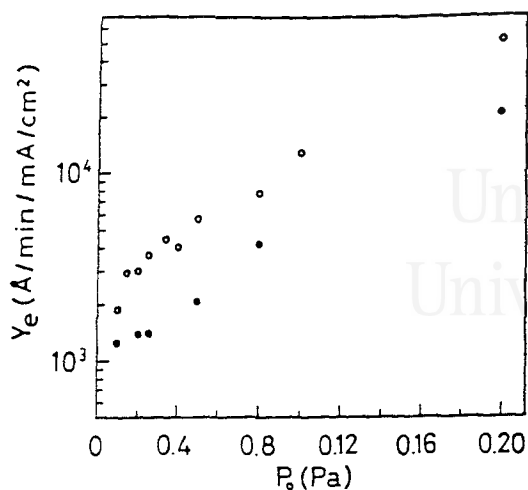


Figura 1.17 Rendimiento de grabado ( $Y_e$ ) de Si ( $\circ$ ) y Cu ( $\bullet$ ) como función de la presión de gas argón en la cámara de procesado  $P_0$  para un voltaje anódico de 1000 V.

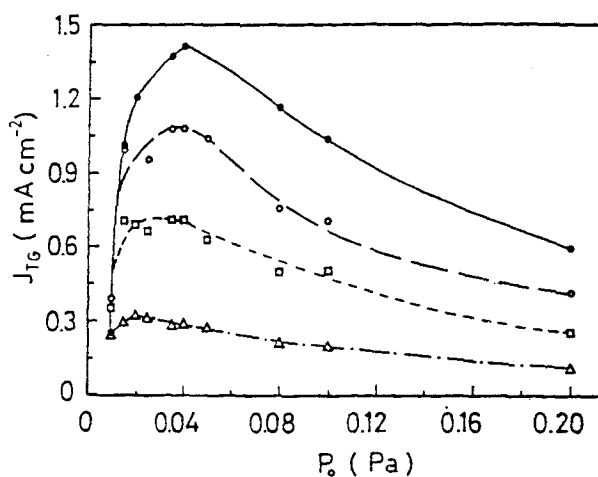


Figura 1.18 Densidad de corriente medida en el blanco ( $J_{TG}$ ) como función de la presión de argón en la cámara de procesado ( $P_0$ ) para voltajes anódicos de 500 V ( $\Delta$ ), 800 V ( $\square$ ), 1000 V ( $\circ$ ) y 1200 V ( $\bullet$ ) a una distancia de 8.5 cm de la fuente.

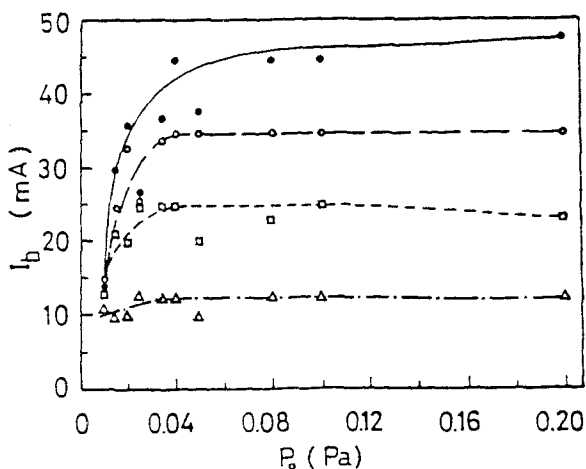
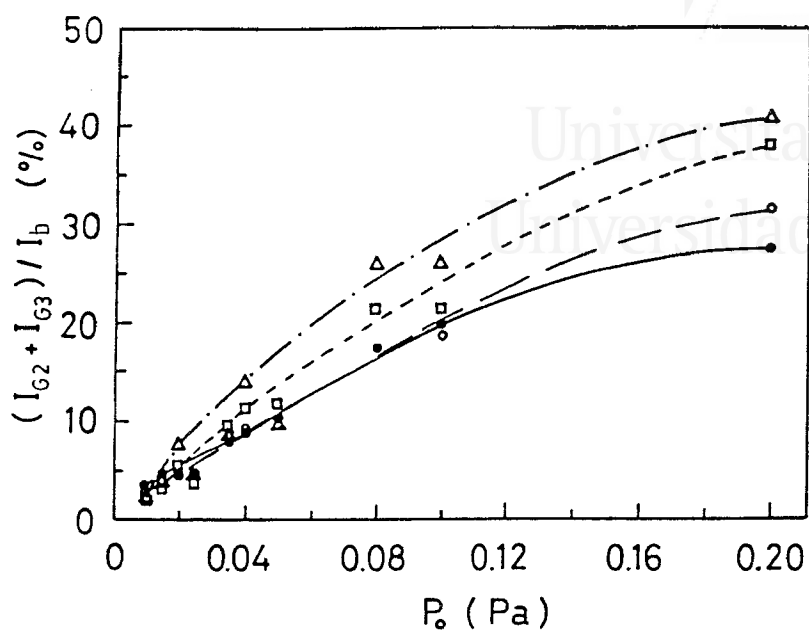
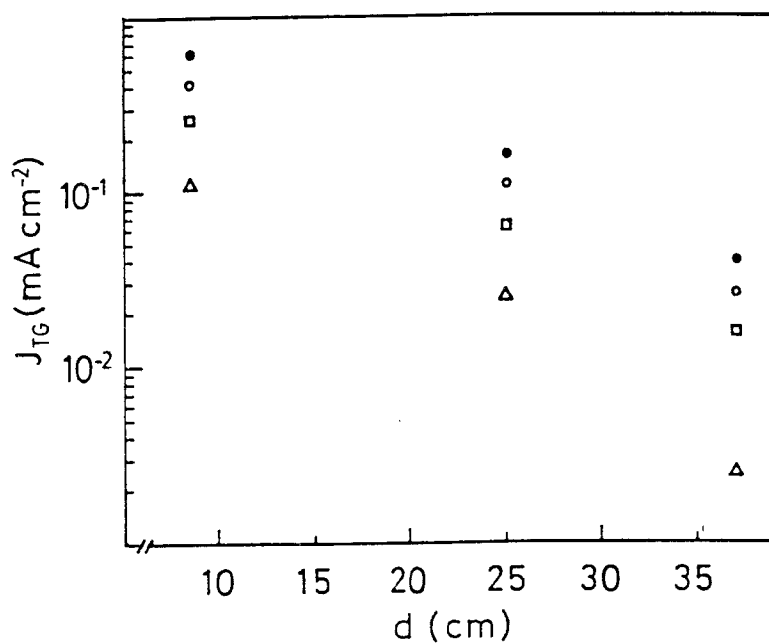


Figura 1.19 Medida de la corriente del haz como función de la presión de gas argón en la cámara de procesado ( $P_0$ ) para voltajes anódicos de 500 V ( $\Delta$ ), 800 V ( $\square$ ), 1000 V ( $\circ$ ) y 1200 V ( $\bullet$ ).



**Figura 1.20** Relación entre la suma de corrientes recogidas por la rejilla aceleradora ( $I_{G2}$ ) y deceleradora ( $I_{G3}$ ) y la intensidad del haz como función de la presión de gas en la cámara de procesado para voltajes anódicos de 500 V ( $\Delta$ ), 800 V ( $\square$ ), 1000 V ( $\circ$ ) y 1200 V ( $\bullet$ ).



**Figura 1.21** Densidad de corriente medida en el blanco ( $J_{TG}$ ) como función de la distancia rejilla aceleradora-blanco para voltajes anódicos de 500 V ( $\Delta$ ), 800 V ( $\square$ ), 1000 V ( $\circ$ ) y 1200 V ( $\bullet$ ) a una presión de gas de 0.2 Pa.

donde  $J_{TG}$  es la densidad de corriente medida en el blanco y  $\alpha_0$  es el coeficiente que expresa la atenuación por intercambio de carga en la región de grabado ( $\alpha_0 = n_0\sigma$ ) se pueden obtener los valores de  $J_0$  y  $\alpha_0$  a partir del ajuste de los datos experimentales que se muestran en la figura (1.21). Estos valores están presentados en la tabla 1.1 para una presión en la cámara de grabado de 0.2 Pa. Se supone que el gas se comporta idealmente. Los valores obtenidos de  $\sigma$  están de acuerdo con los obtenidos por Robinson (Robinson 1979).

$V_{HV}$ (V)	$J_0$ (mA cm <sup>-2</sup> )	$\alpha_0$ (m <sup>-1</sup> )	$\sigma$ (Å <sup>2</sup> )
500	0.43	13.1	27
800	0.62	9.7	20
1000	1.04	9.6	20
1200	1.41	9.2	19

Tabla 1.1 Valores de  $J_0$ ,  $\alpha_0$  y  $\sigma$  obtenidos en el análisis de la variación de la distancia al blanco como función del voltaje anódico a una presión en la cámara de grabado de 0.2 Pa.

La razón entre la concentración del gas en la región de extracción del haz ( $n$ ) y en la cámara de grabado ( $n_0$ ) se estiman a partir del modelo. El ajuste de los datos experimentales da los valores de  $\alpha S$  a partir de los cuales podemos deducir la razón  $n/n_0$  mostrada en la tabla 1.2. Valores entre 5 (Lossy 1988) y 10 (Korzec 1988) se han utilizado recientemente

$V_{HV}$ (V)	$n/n_0$
500	1.9
800	1.8
1000	1.2
1200	1.1

Tabla 1.2 Razón entre la concentración de gas  $n$  y  $n_0$  como función del voltaje anódico.

como factores de reducción de presión en fuentes similares.

Utilizando el modelo propuesto, se puede evaluar la componente de neutros del flujo de grabado y el correspondiente rendimiento de grabado para los valores medidos de  $J_{TG}$ , que sólo incluye la componente iónica. Normalmente esto se hace considerando todos los neutros energéticos producidos desde la fuente al blanco en la cámara de grabado. La corriente del haz total, suma de las componentes iónica y neutra, es constante e igual a  $J_0$ , un valor que puede ser deducido a partir de la medida de  $J_{TG}$  (ecuación 1.31) como  $J_{TG} \exp(\alpha_0 d)$ . La

media de los nuevos valores obtenidos por el rendimiento de grabado,  $\bar{Y}_e$ , y los valores  $Y_e^S$  deducidos a partir del rendimiento de pulverización (Matsunamy 1984) se reflejan en la tabla 1.3.

La diferencia entre los valores deducidos y los obtenidos del rendimiento de grabado podrían ser debidos a los neutros producidos en la primera región e incorporados al haz de grabado. La evaluación de esta contribución no es sencilla pues sólo los iones son enfocados por el potencial aplicado a la rejilla aceleradora, y a los neutros no les afecta las divergencias electrostáticas del haz a la salida de la fuente.

	$Y_e^S$ ( $A \text{ min}^{-1} \text{ mA}^{-1}$ )	$\bar{Y}_e$ ( $\text{cm}^{-2}$ )
Si	570	880
Cu	1240	1980

**Tabla 1.3** Rendimiento de grabado para Si y Cu para un voltaje anódico de 1000 V. Columna izquierda: valores obtenidos a partir del rendimiento de pulverización. Columna derecha: Medida de los valores deducidos a partir de la corrección de intercambio de carga de los datos experimentales.

### Neutralización

Si el haz de iones golpea un blanco conductor conectado a tierra, se generan suficientes electrones secundarios para equilibrar la carga espacial del haz y no será necesario utilizar un aporte electrónico externo. Si los iones golpean un blanco aislante sin la existencia de una fuente externa de electrones, no existe una neutralización de la carga del haz y la superficie del blanco aislante se carga positivamente. El potencial del blanco aumenta rápidamente para aproximarse al potencial del haz y pueden provocarse chispazos en la superficie, caída de potencial o divergencia del haz. El haz puede desviarse fuera del blanco hasta que golpee una superficie conectada a tierra que genere un flujo de electrones secundarios para equilibrar el flujo de carga positiva del haz. El resultado es contaminación del blanco y no reproducibilidad del proceso. La solución es introducir electrones desde un neutralizador externo. Existen dos tipos de neutralizadores: de filamento y de cátodo hueco. Nuestra fuente utiliza el primer método con un filamento incandescente inmerso en el haz. Sin embargo, el filamento está sujeto a erosión y puede ser una fuente de contaminación. Si se coloca el filamento fuera del haz para evitar contaminación, puede suceder que el potencial del haz se haga más positivo para atraer más electrones, llevando a un aumento de la divergencia (Kaufman 1978). El segundo método de neutralización utiliza un cátodo hueco colocado cerca del haz. Esta unidad contiene su propio filamento y descarga. Las ventajas de este mecanismo es que permanece fuera del haz principal no provocando contaminación. Para la mayoría de usos de la fuente de iones es conveniente usar el haz neutralizado para evitar problemas de carga en la superficie. El grado exacto de emisión de electrones no es crítico, estando dentro de un rango amplio.

### Características del haz

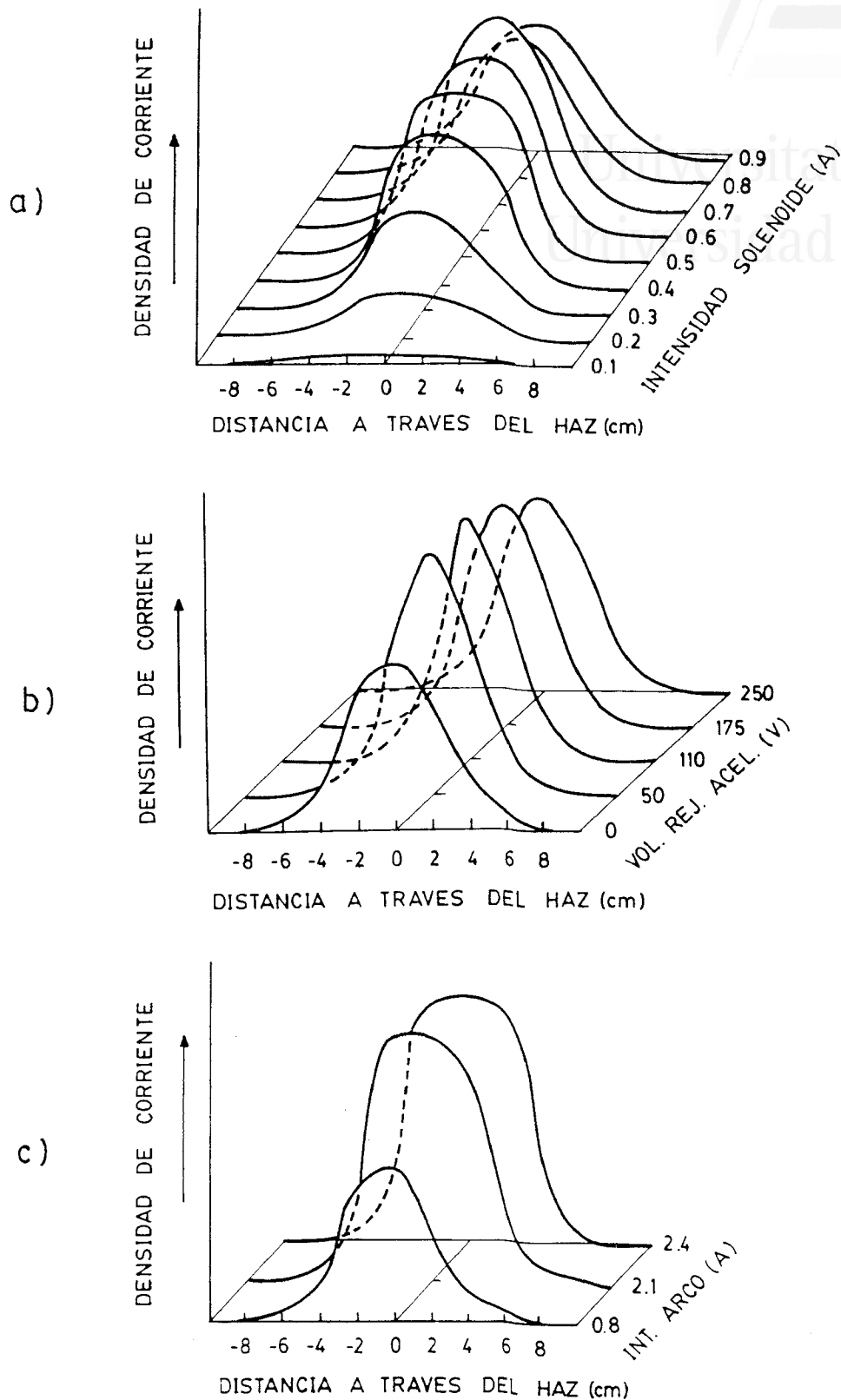
Suponiendo que las dimensiones de las rejillas que forman el sistema acelerador son adecuadas y que las aberturas están alineadas, el perfil del haz se determina por el perfil de la densidad de iones a través de la rejilla aceleradora. Nuestra fuente del laboratorio, como ya se dijo en una sección anterior, posee una configuración de campo magnético axial, la cual hace que la densidad de iones en la región plasma–descarga se concentre principalmente en el eje de la fuente; ésto ocasiona una inhomogeneidad en la zona plasma–descarga y como consecuencia inhomogeneidad en la vaina del plasma en su proximidad a la rejilla pantalla. Este fenómeno lleva consigo tres aspectos muy importantes:

1. La corriente del hacecillo individual decrece cuando aumenta la distancia a partir del eje de simetría del haz ancho.
2. La desviación de un hacecillo aumenta hacia los extremos de la rejilla.
3. La divergencia de un hacecillo aumenta hacia los extremos de la rejilla.

Existen en la bibliografía muy pocos modelos capaces de simular la distribución de densidades de corriente iónica en una fuente de haz iónico ancho en el blanco. Cabe destacar el modelo de Korzec *et al.* (Korzec 88, Korzec 89) aplicado a una fuente de radiofrecuencia basado en la simulación de un hacecillo único –obteniendo la densidad de corriente máxima y su ángulo de divergencia–, en los datos geométricos de la fuente y en experimentos de grabado por haz ancho de iones, para poder obtener la densidad de corriente iónica de un hacecillo único y, a partir de aquí, la densidad de corriente del haz completo en el blanco. Este estudio permite obtener para la fuente tratada las condiciones de optimización de la geometría de la óptica iónica y la distancia más adecuada entre la fuente y el blanco para una distribución de densidad de corriente iónica homogénea. Esta simulación conlleva diferentes problemas debido a las limitaciones de ciertas simetrías por la utilización de programas bidimensionales y la dificultad de poder manejar programas en tres dimensiones.

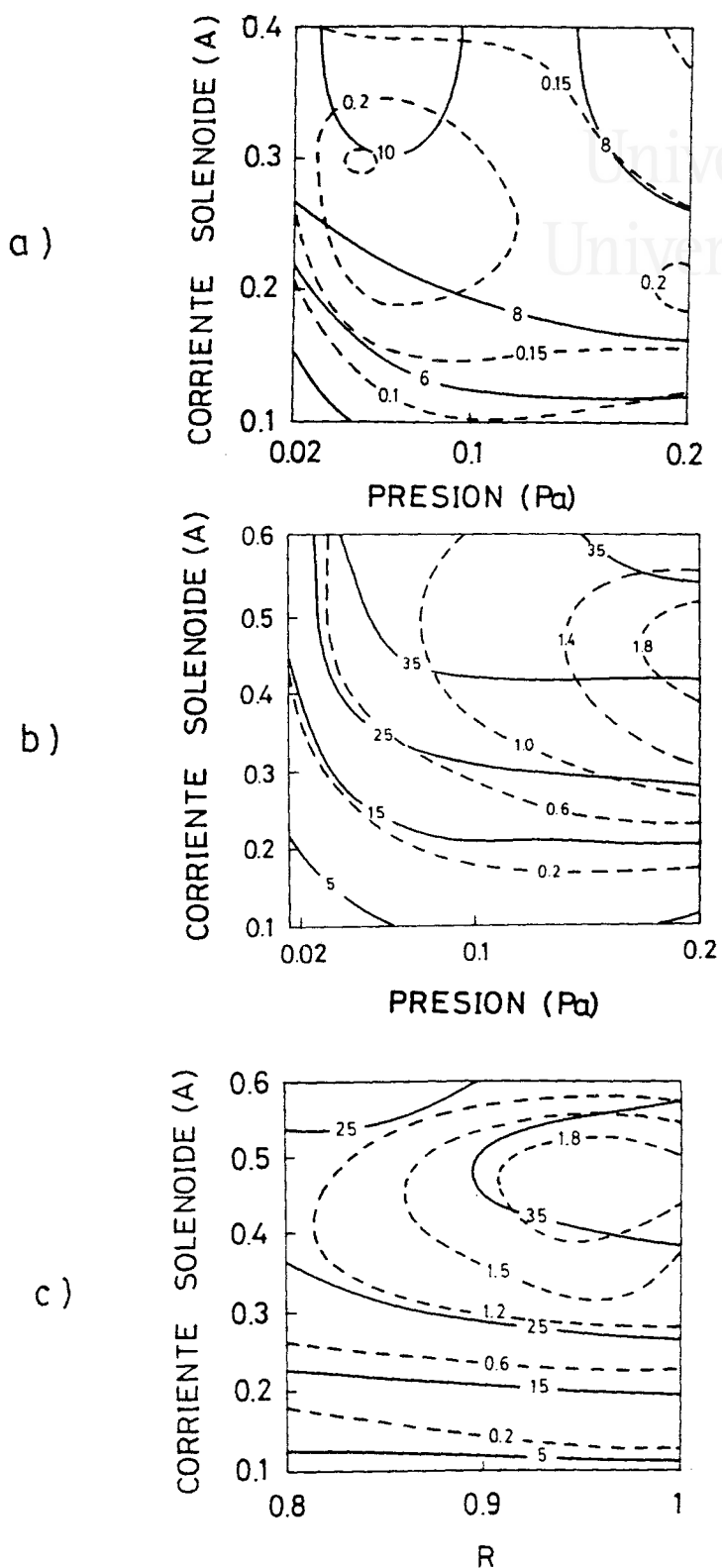
A una gran distancia de la fuente de iones, la divergencia del haz determina el perfil de la distribución de densidad de corriente, que será aproximada a una gaussiana. La forma del perfil depende principalmente del campo magnético por su efecto sobre el valor de la concentración y homogeneidad de los iones en la descarga, como se puede ver en la figura 1.22a. Bajo estas condiciones, la relación anchura/altura aumenta con la corriente aplicada al solenoide hasta un valor de 0.5 A, a partir del cual disminuye debido a que, aunque la densidad y homogeneidad de iones en la cámara de descarga aumente, el paso limitante se encuentra en la región de extracción, donde bajo estas condiciones de descarga, el menisco se hace menos cóncavo, produciéndose un desenfoque del haz. Al perfil del haz también le afectan, aunque en menor medida, el potencial aplicado a la rejilla aceleradora (figura 1.22b) por la influencia que puede ejercer la forma del menisco en cada una de las aberturas del sistema de rejillas. La intensidad de arco no cambia significativamente la forma del perfil del haz (figura 1.22c) ya que solo afecta a la densidad de iones formados en la cámara de descarga. En resumen diremos que el campo magnético da la 'calidad' del perfil con ligeras modificaciones con el voltaje aplicado a la rejilla, mientras que la intensidad de arco da la 'cantidad' del perfil.

La intensidad de corriente del haz iónico medida en el blanco con la corrección de la transferencia de carga, será básicamente la diferencia entre la intensidad suministrada por la fuente de alto voltaje y la intensidad recogida por la rejilla aceleradora. Su valor dependerá



**Figura 1.22** Perfiles de densidad de corriente para diferentes intensidades del solenoide (a), voltajes aplicados a la rejilla aceleradora (b) e intensidades de descarga (c) en las condiciones: a) intensidad de descarga 2.4 A y voltaje de rejilla aceleradora -100 V, b) intensidad de descarga 2.4 A e intensidad del solenoide 0.5 A y c) intensidad del solenoide 0.5 A y voltaje aplicado a la rejilla aceleradora -100 V. En todos los casos la presión en cámara de descarga es  $4 \times 10^{-2}$  Pa y el voltaje anódico 1000 V.





**Figura 1.23** Curvas de nivel de intensidades del haz (—) y densidades de corriente en el centro del haz (---) en las condiciones: a)  $R=0.95$  y  $500\text{ V}$  de voltaje anódico, b)  $R=0.95$  y  $1000\text{ V}$  de voltaje anódico y c) presión en cámara de procesado  $2 \times 10^{-1}\text{ Pa}$  y  $1000\text{ V}$  de voltaje anódico. En todos los casos la intensidad de descarga es  $0.8\text{ A}$  y la distancia fuente-blanco  $37\text{ cm}$ .

pues de la influencia de la corriente del solenoide, presión en la cámara de procesado y voltaje aplicado al haz y a la rejilla aceleradora, como se puede observar en la figura 1.23 donde están representadas la intensidad de corriente del haz y la densidad de corriente en el centro del haz (Villalvilla 1992a). Para entender mejor estas figuras es necesario tener en cuenta las figuras 1.8, 1.15 y 1.16. Podemos ver que la intensidad de corriente del haz a un voltaje aplicado al ánodo de 500 V (figura 1.23a) es máxima a presiones bajas y corrientes del solenoide altas debido a la posición del menisco, que hace máxima su extracción al ser pequeño el valor de la corriente recogida por la rejilla aceleradora. El máximo de densidad de corriente no coincide con el máximo de intensidad debido a la pérdida del enfoque al ir aumentando la corriente del solenoide por la razones expuestas en el párrafo anterior. Sin embargo, cuando el voltaje aplicado al ánodo es 1000 V (figura 1.23b), la localización del máximo de intensidad de corriente del haz es distinto debido al valor menor de la intensidad recogida por la rejilla respecto de la intensidad del haz. El máximo de densidad de corriente, al igual que en el caso anterior, no coincide con el máximo de intensidad debido a las mismas razones en el desenfoque del haz. Respecto al voltaje aplicado a la rejilla (figura 1.23c), la variación que produce sobre la intensidad y densidad de corriente del haz es prácticamente nula a la mayoría de los potenciales, destacando un ligero máximo de ambas corrientes en un valor de  $R = 0.95$  para las condiciones estudiadas.

### Energía de los iones

La energía de los iones viene determinada por el potencial aplicado al ánodo, y se supone que es igual a éste con una diferencia de 5–10 V. La energía del ión la hemos medido en nuestra fuente con un filtro pasa-alta que puede medir independientemente la distribución de energía de los electrones barriendo el potencial negativo aplicado a una rejilla y la distribución de energía de los iones positivos barriendo el potencial positivo. La figura 1.24 muestra la variación de la corriente positiva medida con el colector en función del potencial aplicado a la rejilla filtrante positiva para dos energías distintas del haz de iones de argón, 500 y 1000 eV y una presión en cámara de grabado  $8 \times 10^{-3}$  Pa, donde se observa una caída brusca cuando la rejilla filtrante toma el valor del potencial de ánodo. La derivada de esta corriente nos dará la distribución de energías de los iones.

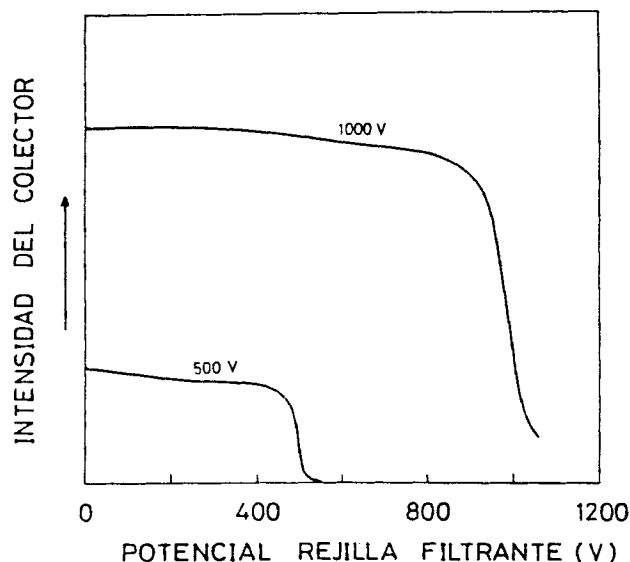


Figura 1.24 Energía del haz de iones a 500 V y 1000 V de voltaje anódico frente a la intensidad recogida en el colector para el caso de gas argón.

Un resumen de las energías más importantes de iones, electrones y átomos en sistemas de haz iónico se ha representado en la figura 1.25 donde queda de manifiesto la diferencia notable entre la energía de los iones y átomos energéticos del haz y la energía de electrones y resto de iones y átomos.

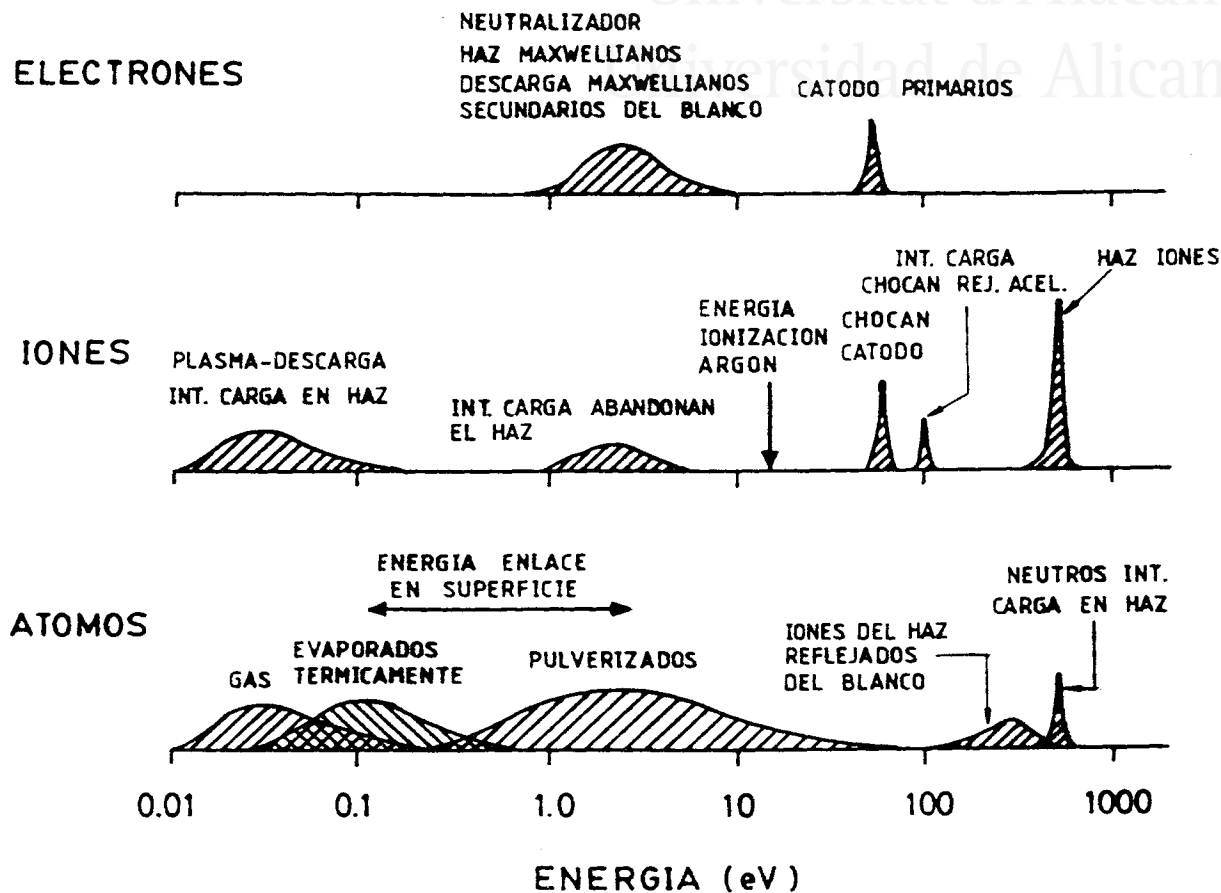


Figura 1.25 Energía de electrones, iones y átomos en un sistema de haces iónicos anchos (Harper 1980).



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

## Capítulo 2

# Grabado de GaAs con Haces Iónicos Anchos

Los dispositivos semiconductores fabricados con compuestos III-V, tales como, GaAs, AlGaAs, GaP, InP, InGaAsP y otros compuestos ternarios y cuaternarios, tienen gran importancia en la industria electrónica y de comunicaciones. La limitación inicial, asociada a la fabricación de dispositivos III-V, fue el crecimiento de sustratos de alta calidad, problema que ha quedado resuelto gracias a los nuevos sistemas de crecimiento, como pueden ser Epitaxia por Haz Molecular (MBE), Depósito de Vapor Químico (MOCVD) o Epitaxia en Fase de Vapor. Solucionado este primer paso, la concepción de dispositivos ópticos y circuitos integrados lógicos y analógicos alcanza hoy día un gran auge y con ello el desarrollo del grabado seco de materiales III-V.

Al ser un proceso análogo a la fabricación de dispositivos de silicio, muchos de los métodos se usan indistintamente en uno u otro tratamiento, como por ejemplo, la transferencia de un patrón sobre el blanco. Sin embargo, los sistemas III-V son considerablemente más difíciles de grabar ya que supone actuar sobre compuestos binarios, ternarios o cuaternarios. Los agentes mordientes elegidos deben de grabar en unos casos selectivamente una composición determinada y no otra, mientras que en otros casos, debe de producirse un grabado no selectivo. Las condiciones de operación del plasma y el tipo de agente grabador se tienen que elegir cuidadosamente para llegar a estos resultados finales.

En la tabla 2.1 se muestra una comparación de los parámetros de grabado por haz de iones reactivo (RIBE) con dos técnicas parecidas, grabado por haz de iones (IBE) y grabado por iones reactivos (RIE). La diferencia principal entre las dos técnicas de grabado por haz, IBE y RIBE, radica en el carácter inerte o reactivo de las especies que salen de la fuente de iones. Los resultados de las características del grabado son bien diferentes. La más significativa es la mayor selectividad que se puede alcanzar en RIBE y no en IBE, que únicamente depende del rendimiento de pulverización de cada uno de los materiales. Además en RIBE el producto de grabado es volátil (producto de la reacción química) que es eliminado por el sistema de vacío y por ello no ocurre la redeposición del material erosionado. Sin embargo, varias características del grabado por haz de iones, como pueden ser el grabado anisótropo y la facilidad en cambiar la orientación del haz de iones respecto a la superficie de grabado para conseguir una mayor fidelidad del patrón, se siguen manteniendo en RIBE debido a la similitud en la presión, energía de los iones, densidad de corriente del haz y construcción del aparato.

También es útil comparar RIBE y RIE ya que ambas técnicas dependen de una combi-



Universitat d'Alacant  
 Universidad de Alicante

Característica	Técnica de Grabado Seco		
	Grabado por iones reactivos (RIE)	Grabado por haz de iones (IBE)	Grabado por haz de iones reactivos (RIBE)
Localización del sustrato	En el plasma	En el haz	En el haz
Presión (Torr)	$n \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-4}$
Energía del ion (eV)	$10 - n \times 10^2$	$n \times 10^2$	$n \times 10^2$
Control de la energía del ion	Semiindependiente	Independiente	Independiente
Especies activas	Iones Reactivos, Radicales	Iones $Ar^+$	Iones Reactivos, Neutros
Densidad de corriente. (mA/cm <sup>2</sup> )	0.01 - 0.2	0.2 - 1.0	0.03 - 1.0
Flujo de neutros (cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	$10^{18} - 10^{20}$	$< 10^{17}$	$< 10^{17}$
Selectividad	Buena	Pobre	Buena
Producto de reacción	Volátil y no volátil	No volátil	Volatil y no volatil
Mecanismo	Químico - Físico	Físico	Químico - Físico

Tabla 2.1 Características de los diferentes procesos de grabado.

nación del bombardeo iónico y reacción química para sus mecanismos de grabado. Aunque se pueden utilizar los mismos gases en RIE y RIBE para una aplicación particular, las diferencias en los parámetros de operación, descritos en la tabla 2.1, llevan a grabados con características diferentes. La diferencia más importante radica en la presión de trabajo, mucho menor en RIBE que en RIE, mientras que la densidad de corriente iónica es algo más alta. Esto combinado con el hecho de que el blanco está separado del plasma en RIBE, en contraste con RIE, que está inmerso dentro de él, lleva a importantes diferencias en la llegada al blanco de iones, neutros y radicales. Como consecuencia, se puede alcanzar a veces una menor selectividad del grabado en RIBE que en RIE, pero tiene la contrapartida de que el grabado en RIBE es extremadamente anisótropo. Otra diferencia y a la vez ventaja de los sistemas RIBE es la relativa accesibilidad y control que se tiene del blanco.

El proceso de grabado RIBE será el resultado de de tres componentes diferentes: (1) los iones energéticos reactivos del haz que bombardean el blanco, (2) las especies reactivas neutras que salen de la fuente de iones y (3) las moléculas del gas de la cámara de grabado. El flujo de moléculas que llegan al blanco es aproximadamente  $10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ya que las presiones en la cámara de descarga son normalmente del orden de  $1 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ , que es comparable al flujo de iones reactivos ( $1 \text{ mA/cm}^2$  de iones monocargados corresponde a  $6 \times 10^{15} \text{ iones cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). En general hay toda una variedad de interacciones que colectivamente dan el ritmo de grabado, selectividad, anisotropía, etc., de un proceso de grabado por haz de iones reactivo. Esto está indicado esquemáticamente en el diagrama de Venn (figura 2.1), donde el área sombreada representa el grabado por haz de iones reactivo en su forma más general. La zona marcada con la letra A representa el grabado por haz iónico inerte donde únicamente existe pulverización física. La zona B supone el caso de bombardeo de un blanco con un haz iónico inerte, pero en presencia de un gas reactivo. Y por último, el caso C representa el grabado seco sólo atribuible a la formación de productos volátiles, mediante reacción química de especies reactivas o no reactivas procedentes de la cámara de descarga en ausencia de potencial aplicado a la rejilla aceleradora (no existencia de iones bombardeantes). Otras de las variables que pueden afectar a la razón entre las componentes físicas y químicas son el flujo de gas, distancia blanco-fuente (afecta al número de especies neutras que llegan al blanco), mezcla de gases en la fuente de iones y sustancias existentes en el vacío residual.

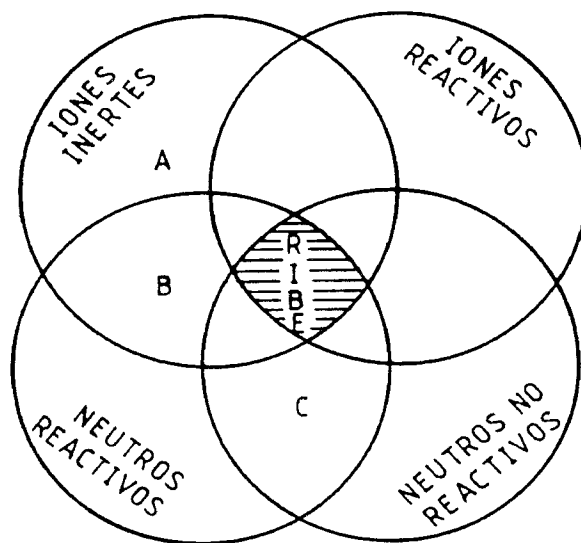


Figura 2.1 Diagrama de Venn.

## 2.1 Grabado con Haces Iónicos de Gas Inerte

### 2.1.1 Física del Grabado por Haz Iónico

Las primeras observaciones experimentales de grabado por pulverización se hicieron por Grove (Grove 1852) en el año 1852. Sin embargo, el desarrollo teórico de los procesos de pulverización no se realizó hasta tiempos más recientes, destacando las contribuciones de Sigmund (Sigmund 1969).

#### Naturaleza de la pulverización

Al ser el grabado por haz iónico un proceso de transferencia de momento puramente mecánico, en el ritmo de grabado influyen, en una primera aproximación, dos factores: (1) la densidad de flujo iónico sobre el blanco (función del diseño de la fuente) y (2) el número de átomos eliminados por ion incidente (relacionado con el momento de transferencia sobre la superficie del blanco). Así, definimos rendimiento de pulverización como el número de átomos extraídos por ion incidente. Este término depende de la energía y peso atómico del ion incidente, del calor de sublimación del material grabado y del ángulo de incidencia del haz de iones. Una compilación detallada de rendimientos de pulverización con diferentes energías de los iones y diferentes blancos se encuentra en Matsunami *et al.* (Matsunami 80). Aunque existen infinidad de datos para rendimientos de pulverización de los diferentes elementos, éstos no deben tomarse sin discusión puesto que en muchas publicaciones se omite la corrección de transferencia de carga – descrita en el capítulo anterior –, el ángulo de incidencia del haz sobre el blanco o se aplican a materiales multielementos.

Para obtener el ritmo de grabado,  $R$ , en  $\dot{A}/min$  a partir del rendimiento de pulverización,  $Y_e$ , debemos conocer la densidad de corriente iónica del haz,  $J$  ( $mA/cm^2$ ), la densidad del material  $\rho$  ( $g/cm^3$ ) y la masa atómica  $W$  ( $g/mol$ ).

$$R = 62.2 Y_e J W / \rho \quad (2.1)$$

ya que supuestos iones monocargados  $1mA/cm^2$  de densidad de corriente equivale a un flujo de  $6.25 \times 10^{15}$  iones/ $cm^2$ .

En el tratamiento teórico de los rendimientos de pulverización se consideran, principalmente, tres factores: (1) la energía transferida al blanco por los iones incidentes, (2) la extensión, dentro del blanco, donde esta energía crea movimientos de átomos, y (3) el porcentaje de átomos movidos que tienen suficiente energía para romper su enlace con la superficie y escapar del blanco. La mayoría de los análisis teóricos realizados hasta la fecha se han aplicado sobre materiales amorfos ya que si el material es cristalino, será necesario hacer una serie de correcciones debidas al cambio de energía transferida a la superficie por el encauzamiento del ion incidente en el interior de la red (Lee 1984).

#### Rendimiento de Pulverización: Fenomenología

Realizaremos un breve resumen de la dependencia del rendimiento de pulverización con diferentes variables del proceso. Dependencia con:

**La Energía.** El rendimiento de pulverización es una función de la energía del ion incidente. A energías del ion entre 20 y 100 eV, el rendimiento de pulverización es muy pequeño,

umentando exponencialmente desde  $10^{-4}$  hasta  $10^{-1}$  átomos por ion. Entre 100 y 500 eV, el rendimiento aumenta linealmente con la energía del ion. Por encima de 500 eV el rendimiento aumenta más lentamente hasta alcanzar un máximo a energías comprendidas entre 10 y 100 keV. Más allá de 100 keV los iones incidentes penetran tan profundamente dentro del material que se extraen muy pocos átomos de la superficie y el rendimiento de pulverización decrece. En el proceso de pulverización no se produce un cambio de energía eficaz y por tanto, el grabado por haz de iones debe realizarse dentro del rango de energía 100 - 1000 eV para mantener una temperatura baja y limitar el daño producido sobre el blanco. Para aumentar el ritmo de grabado de un material es preferible utilizar una densidad de corriente más alta que aumentar la energía de los iones.

**Los Iones.** El rendimiento de pulverización de un material depende del tipo de ion que forma el haz ya que la cantidad de movimiento que se transfiere a los átomos del blanco depende de la masa atómica del ion incidente. El ritmo de pulverización depende del ritmo de energía transferida a la red, la cual aumenta al aumentar el número atómico dentro de una fila del sistema periódico. Así, los gases nobles son los que ofrecen un máximo del rendimiento y al ser un gas inerte, no contribuyen al efecto químico que complicaría el proceso de grabado. El argón es el gas utilizado normalmente en el grabado por haz iónico debido a su buen rendimiento de pulverización y su bajo coste.

**El Blanco.** El rendimiento de pulverización no sólo depende de las especies iónicas empleadas para bombardear el blanco, sino que también es función del material del blanco. El rendimiento de pulverización de diferentes materiales del blanco tiene una dependencia inversamente proporcional al calor de sublimación.

**El Angulo de Incidencia.** El rendimiento de pulverización tiene una dependencia muy acusada con la dirección del ion incidente. La mayoría de los materiales muestran un aumento en el rendimiento cuando los iones inciden sobre el blanco en una dirección distinta de la normal. Esta conducta es una consecuencia de la naturaleza de las colisiones del grabado iónico. En una incidencia oblicua, el rendimiento aumenta porque se requiere un menor momento para extraer un átomo de la superficie y también porque en una incidencia oblicua, la energía de los iones afecta a una región mayor de superficie lo cual hace que aumente la extracción. Si el ángulo de incidencia es demasiado oblicuo, el rendimiento de pulverización decrece ya que los iones incidentes no penetran lo suficiente dentro del blanco y son simplemente reflejados en la superficie.

### 2.1.2 Técnicas y Problemas del Grabado por Haces Iónicos

Existen varios factores dentro del grabado por haces iónicos que requieren una atención especial para obtener el máximo provecho de la técnica de grabado de alta resolución.

#### Máscara y Redeposición.

Cuando una superficie se graba mediante un haz de iones inerte, los átomos pulverizados deben depositarse en alguna superficie. Puesto que la distribución de los átomos pulverizados es grande, las paredes de un grabado se cubren con un flujo de material del blanco pulverizado y esta redeposición se tiene que tener en cuenta para el cálculo de la evolución de los perfiles



de grabado. Las paredes de la máscara también se recubrirán con material pulverizado y cuando la máscara se elimina, estas orlas o crestas de material redepositado pueden quedarse adheridas al blanco. Este fenómeno supone un grave problema en superficies que tienen varias elevaciones, como sucede en los circuitos integrados. La máscara se tiene que eliminar uniformemente de las superficies lisas y de las paredes. Para evitar esta redeposición basta inclinar el blanco respecto al haz un cierto ángulo y que aquel tenga un movimiento continuo de giro mientras dure el proceso de grabado.

### Efecto Cuneta

Debido a la reflexión de los iones sobre la pared lateral del perfil de un grabado, se forma una zanja en la parte inferior de la pared. Para evitar el efecto cuneta es necesario inclinar y rotar el blanco con respecto a la incidencia del haz de iones. Un ángulo de inclinación de  $20^\circ$  a  $30^\circ$  se considera óptimo para prevenir este efecto y evitar la redeposición, obteniéndose paredes verticales. No se deben de usar ángulos mayores ya que se produce una pérdida de fidelidad de la máscara.

### Selectividad del Grabado

Aparte de la selectividad del grabado entre máscara y material, interesa que el grabado se detenga en determinadas superficies a la hora de fabricar un dispositivo en microelectrónica. El grabado por haz de iones inerte a diferencia del grabado reactivo, tiene muy poca selectividad debido a su naturaleza mecánica y normalmente se emplean capas de determinados materiales que sean capaces de detener el grabado.

### Mecanismo de Dañado

Uno de los mayores problemas que debe afrontar el usuario de grabado por haz iónico es el dañado del blanco debido a la exposición a una radiación de alta energía y a varias especies energéticas. Por ejemplo, en la fabricación de una puerta de barrera Schottky mediante un haz de iones de baja energía existen diversos problemas debido a la formación de una región amorfa de hasta una profundidad de 50 - 100 Å. La conductividad del material GaAs se degrada muy rápidamente cuando el blanco se expone a la acción de un haz de iones de argón de 300 eV durante 5 - 10 s. Para reestablecer la conductividad y eliminar el desorden en la superficie, en el caso de GaAs, es necesario un decapado o un recocido a alta temperatura.

#### 2.1.3 Grabado de GaAs con Haces Iónicos de Argón

Se ha estudiado el grabado seco de GaAs ( semiaislante, orientación  $\langle 100 \rangle$ ) con haces iónicos de argón con objeto de verificar la linealidad entre la profundidad de grabado y la densidad de corriente del haz en el rango 0.05 - 0.3 mA/cm<sup>2</sup>.

El blanco utilizado (9 x 12 mm) se limpia con acetona y alcohol isopropílico, introduciéndolo después en una solución 1:1 de HCl : H<sub>2</sub>O y finalmente se lava con abundante agua destilada y se seca en un horno durante 30 minutos a 50° C.

Los patrones de la máscara de grabado se transfieren al fotoresist 1350H (Shipley) de la forma siguiente:

1. Se depositan 3 gotas de fotoresist para distribuirlo uniformemente sobre el material semiconductor mediante un *spinner*, marca Crouzet, a 5000 rpm durante 30 s.

2. Secado durante 24 horas a temperatura ambiente.
3. Introducción en el horno durante 30 *min* a 90° C.
4. Exposición por contacto del patrón durante 8 *min* a 35000 *lux* con lámpara de Hg.
5. Obtención de la imagen:
  - (a) Revelado durante 50 s a 22° C, diluyendo el revelador concentrado (Microposit, Shipley) al 50 %.
  - (b) Lavado de la máscara en tres baños de agua destilada durante 1 min y 30 s.
  - (c) Secado a temperatura ambiente.
6. Introducción en el horno durante 30 min a 110° C.

El espesor medio está normalmente en el orden de 1.5  $\mu m$ . Para eliminar la máscara del material semiconductor basta simplemente introducirla en un baño de acetona.

El gas de trabajo se introduce directamente en la cámara de descarga mediante una válvula controlada eléctricamente, Vacuum General. La presión residual en la cámara de grabado, previa a la introducción del gas, es del orden de  $7 \times 10^{-5}$  Pa, medida con un Vacuum Generators Ionization Gauge. El gas residual, como indica un VSW Quadrupole Mass Analyzer, es aire y agua, tal y como queda reflejado en la figura 2.2. La presión durante

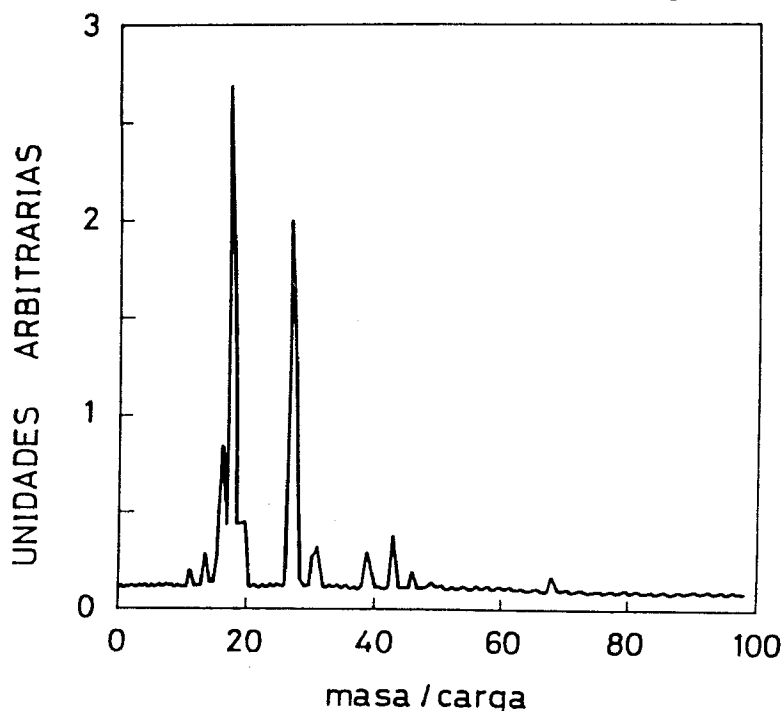


Figura 2.2 Espectro de masas del gas residual en la cámara de grabado.

la operación de la fuente en la cámara de grabado ha sido  $2.5 \times 10^{-2}$  Pa; el voltaje aplicado al ánodo de 500 V y la diferencia de potencial cátodo - ánodo de 30 V, variándose la densidad de corriente del haz actuando sobre la intensidad de filamento (cátodo). La corriente del haz

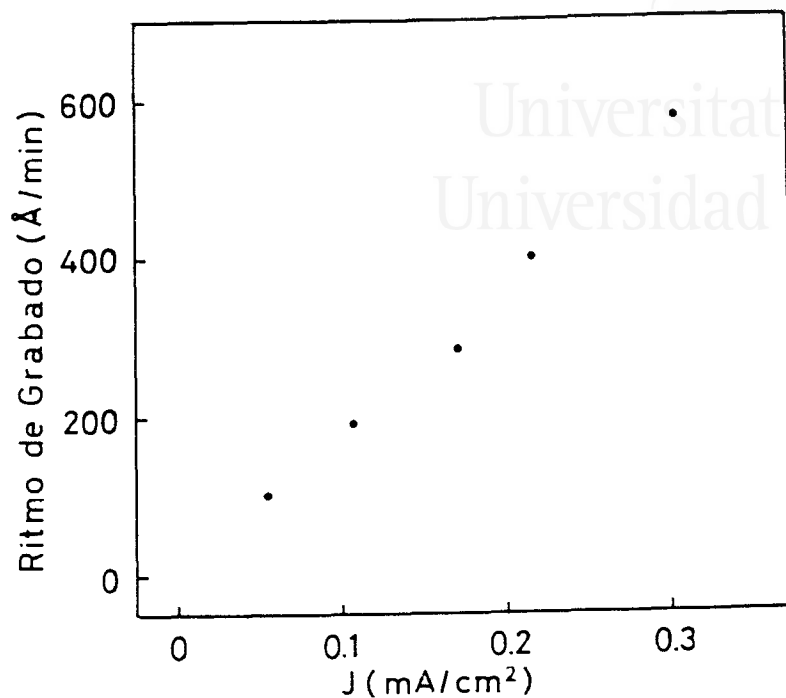


Figura 2.4 Ritmo de grabado en función de la densidad de corriente corregida para Ar puro.

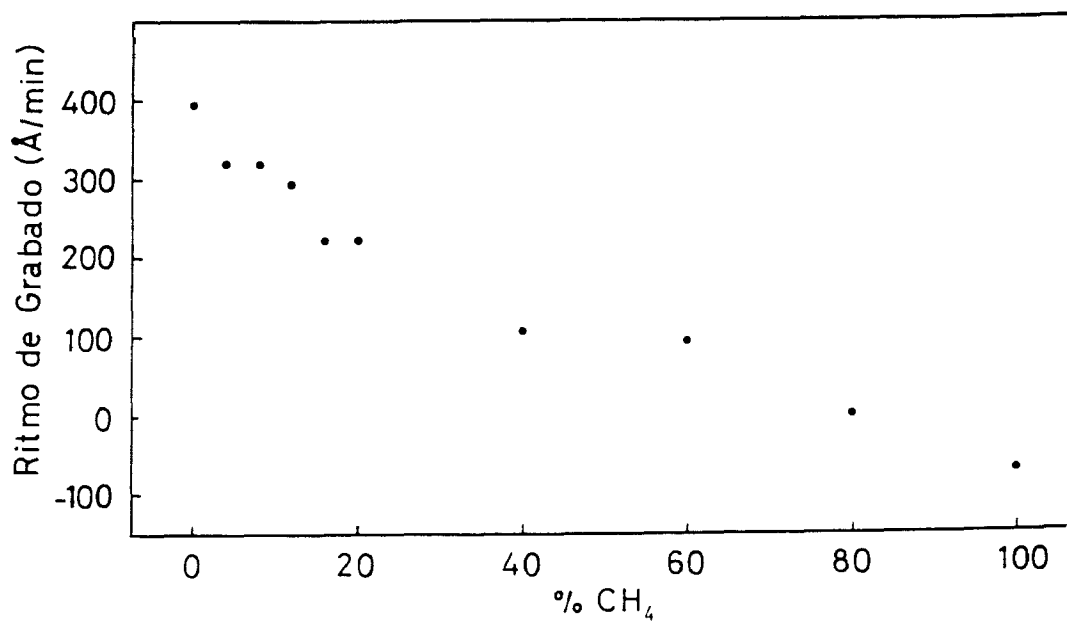


Figura 2.5 Ritmo de grabado en función del % de CH<sub>4</sub> en volumen en la cámara de grabado. La presión total  $2.5 \times 10^{-2}$  Pa, la energía del haz iónico 500 eV y la densidad de corriente 0.2 mA/cm<sup>2</sup>.

con el aumento del porcentaje de metano produciéndose depósito para valores superiores al 80%. Si bien en el ritmo de grabado no se detecta ningún refuerzo de tipo químico en la extracción física por bombardeo iónico, no resulta inmediato la deducción de los rendimientos de grabado dado que los flujos bombardeantes en haces de mezclas de gases son difíciles de cuantificar. Empleando el analizador de gases residuales que tiene incorporado la cámara de grabado se ha observado que la descarga modifica considerablemente el espectro de masas en los picos correspondientes al  $CH_4^+$  y  $CH_3^+$ , que disminuyen, y al  $H_2$  y los dímeros  $C_2H_x$  que aumentan, pero no a los de argón.

Se puede proponer que para valores bajos del porcentaje de metano, la fracción del haz bombardeante relacionada con el mismo, sea superior a la del gas de entrada a la cámara de descarga, en cuyo caso sí que sería significativa una contribución de tipo químico, ya que la corrección por transferencia de carga para la obtención del flujo de neutros de argón sería menor.

## 2.2 Grabado con Haces Iónicos de Gas Reactivo

### 2.2.1 Descripción General

Como queda de manifiesto en la tabla 2.2, existen hoy día, tanto a nivel de investigación como de producción, diferentes técnicas de grabado seco del material GaAs: RIE, RIBE e IBAE principalmente. Todos estos procesos deben producir en el blanco un grabado con una buena morfología superficial y perfiles controlables. Hasta ahora la mayoría de estos procesos utiliza gases halogenados:  $Cl_2$ ,  $CCl_4$ ,  $CF_4$ ,  $SiCl_4$ ,  $BCl_3$ , etc. Los haluros del grupo V son volátiles, pero los haluros del grupo III, particularmente los fluoruros, tienen una volatilidad limitada para la temperatura del proceso ( $< 300^\circ C$ ). Por tanto, en plasmas de compuestos fluorados (Flamm 1989) utilizados en el proceso de Si no es útil en el grabado de materiales III-V. Sin embargo, los productos clorados son suficientemente volátiles por debajo de  $300^\circ C$  y así en la mayoría de los trabajos se utilizan plasmas que contengan  $Cl_2$  y/o sus derivados. Aunque los ioduros y bromuros del grupo III son también volátiles, se han realizado muy pocos estudios para grabar GaAs.

Se debe de seleccionar el gas de trabajo debido a que los radicales que acompañen al halógeno mordiente van a tener una gran influencia en la evolución del grabado. Las especies producidas en descargas de  $CCl_4$ ,  $CHCl_3$ ,  $CH_2Cl_2$  y  $BCl_3$  eliminan los óxidos superficiales y pueden inducir anisotropía por pasivación de las paredes del perfil no expuestas a la acción del ion bombardeante. La adición de  $Cl_2$  a estos gases aumenta el ritmo de grabado suministrando más agente mordiente. La adición de  $O_2$  puede formar radicales de  $Cl$  libres a partir de moléculas de  $Cl_2$  para aumentar el grabado y equilibrar los radicales de clorocarburos insaturados evitando la formación excesiva de polímero; sin embargo, grandes cantidades de  $O_2$  promueven la oxidación superficial. La adición de  $H_2$  aumenta la formación de polímero oligomérico por abstracción de cloro o fluor de la fase gaseosa y de la superficie del blanco.

Estudios de los efectos de quimisorción en la superficie de materiales III-V nos da la clave para el control del fenómeno. Aún para vacíos altos, el cloro se adsorbe rápidamente en la superficie limpia del blanco III-V y una monocapa de átomos de cloro se enlazan preferentemente a los átomos del grupo V, enriqueciendo las capas atómicas superiores con cloruros del grupo V. Así, aún en ausencia de efectos de bombardeo, el  $Cl_2$  y  $Cl$  alteran la concentración superficial de los elementos III-V. La exposición del blanco, tanto en RIE como en RIBE, en presencia de gas cloro crea una superficie rugosa de un espesor aproximado

Técnica de grabado	Gas	Referencia
RIE		(Ibbotson-1988)
RIE		(Ibbotson-1988a)
RIBE	$\text{Cl}_2$	(Tadokoro-1989)
RIE	$\text{CHCl}_2\text{F}$ , $\text{CHClF}_2$	(Pearton-1990)
RIE	$\text{CCl}_2\text{F}_2/\text{O}_2$	(Pearton-1989)
IBAE	$\text{Cl}_2/\text{Ar}$	(Geis-1981) (Lincoln-1983)
RIE	$\text{SiCl}_4/\text{Ar}$ , $\text{Cl}_2/\text{Ar}$	(Pearton-1990a)
RIE	$\text{BCl}_3/\text{Ar}$	(Schorer-1987)
RIBE	$\text{CCl}_4$	(Powell-1982)
RIE	$\text{CCl}_4$	(Gottsho-1982)
CAIBE	$\text{Cl}_2/\text{Ar}$	(Chinn-1983)
RIE	$\text{CCl}_4/\text{O}_2$	(Burton-1982)
RIE	$\text{CCl}_3\text{F}/\text{O}_2$	(Burton-1983)
RIBE	$\text{CF}_4$ , $\text{C}_2\text{F}_6$	(Chen-1986)
RIE	$\text{PCl}_3$	(Smolinsky-1981)
RIE	$\text{Cl}_2/\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$	(Vodjdani-1987)
RIE, IBE	$\text{CH}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$	(Henry-1987)
RIE	$\text{CH}_4/\text{H}_2$	(Law-1989) (Law-1990)
		(Carter-1989) (Law-1989a)
		(Collot-1990) (Cheung-1987)
RIBE	$\text{CH}_4/\text{H}_2$	(Villalvilla-1992)
RIE	$\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{SF}_6$	(Pearton-1990b)
RIE	$\text{H}_2/\text{CH}_4$ , $\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_6$	(Franz-1990)
RIE	$\text{C}_2\text{H}_6/\text{H}_2$	(Law-1990a) (Pearton-1990c)
		(Pearton-1989a)
		(Pearton-1989b) (Matsui-1988)
RIE	$\text{C}_3\text{H}_8/\text{H}_2$	(Law-1990b)

Tabla 2.2 Técnicas y gases empleados en el grabado de GaAs.

de 50  $\text{\AA}$  enriquecida de elemento III, aunque la reducción del elemento V es más acusada gracias al bombardeo iónico (mayor rendimiento de pulverización).

En condiciones de RIE, alta frecuencia de descarga (13 MHz), baja presión (50 mTorr) y utilizando plasmas que contengan compuestos de cloro, se obtiene una anisotropía casi total y ritmos de grabado del orden de 1000  $\text{\AA}/\text{min}$ . Para el caso RIBE o grabado asistido por iones, utilizando una fuente de tipo Kaufman y mezclas de gases  $\text{Ar}/\text{Cl}_2$ , se consigue una gran variedad de ritmos de grabado, en algunos casos superior a RIE, ya que el flujo y la energía del ion se controlan independientemente obteniéndose una buena selectividad y un mínimo dañado del material.

Los graves inconvenientes de usar compuestos clorados y/o fluorados son su alta corrosividad y alta toxicidad. Niguebrugge *et al.* (Niguebrugge 1985) fueron los primeros en demostrar que una mezcla no corrosiva de metano e hidrógeno se podía usar para grabar  $\text{InP}$  y  $\text{InGaAsP}$  en un sistema RIE, formando una película de polímero sobre la superficie del fotoresist. El ritmo de grabado del  $\text{InP}$  aumentaba con la presión parcial de  $\text{CH}_4$  para presiones bajas y producía grabados en el material cubierto por la máscara para presiones parciales más altas de  $\text{CH}_4$  y presión total, sugiriendo un mecanismo de grabado químico; sin embargo, obtuvo ritmos bajos de grabado para GaAs. Refinando la tecnología del grabado en RIE, Cheung *et al.* (Cheung 1987) encontraron que es posible producir un grabado de GaAs obteniendo superficies lisas, perfiles verticales y dañado mínimo del blanco, utilizando para ello una razón 1 : 5 de  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  a una presión total del gas de 14 mTorr. En la figura 2.6 se muestra la dependencia del ritmo y perfil de grabado con la composición del gas a una densidad de potencia constante de  $0.4 \text{ W}/\text{cm}^2$ . Se observa el efecto de la composición del gas en el ritmo de grabado al variar la velocidad de flujo de  $\text{H}_2$  permaneciendo fija la velocidad de flujo de  $\text{CH}_4$  a 6-9 sccm y manteniendo constante la presión total en 14 mTorr. El experimento inicial en  $\text{H}_2$  puro muestra un ritmo de grabado muy bajo (6 nm/min). Al aumentar la concentración de  $\text{CH}_4$ , el ritmo de grabado aumenta hasta un máximo de 20 nm/min a una razón de 1 : 5 de  $\text{CH}_4/\text{H}_2$ , y decrece al seguir aumentando el flujo de  $\text{CH}_4$ . Esta disminución del ritmo de grabado con el aumento de la concentración de  $\text{CH}_4$  viene acompañada con la formación de un depósito que se elimina en un plasma de  $\text{O}_2$ , sugiriendo la formación de un film polimérico sobre el blanco. El cambio del ritmo de grabado con la densidad de potencia se refleja en la figura 2.7 donde el ritmo de grabado aumenta al aumentar la densidad de potencia. A densidades de potencia por debajo de  $0.2 \text{ W}/\text{cm}^2$  no se produce grabado y sí depósito de polímero. Los perfiles de grabado dependen también de la densidad de potencia, cambiando de perfiles con paredes inclinadas a potencia baja a perfiles verticales a potencia más elevada. Parece ser que el mecanismo de grabado es en algún sentido, el inverso de la deposición de vapor químico metalorgánico, con formación de  $(\text{CH}_3)_x\text{Ga}$  y  $\text{H}_x\text{As}$  como productos de reacción. Más recientemente, se han empleado mezclas de  $\text{CH}_4/\text{Ar}/\text{H}_2$  y  $\text{C}_2\text{H}_6/\text{H}_2$  para grabar GaAs (tabla 2.2).

### 2.2.2 Grabado de GaAs con Haces Iónicos de Metano/Hidrógeno

En esta sección, se presenta un estudio de la influencia de los parámetros externos como corriente de arco, corriente en el solenoide y composición del gas en las respuestas de la fuente de iones y además de estos parámetros, del tiempo, temperatura del blanco y velocidad de bombeo en el grabado de GaAs con haces iónicos de  $\text{CH}_4/\text{H}_2$ . Debido a las múltiples variables de esta técnica, se ha recurrido a una Metodología de Superficies de Respuesta para diseñar una estrategia experimental y obtener una representación empírica de las respuestas en función

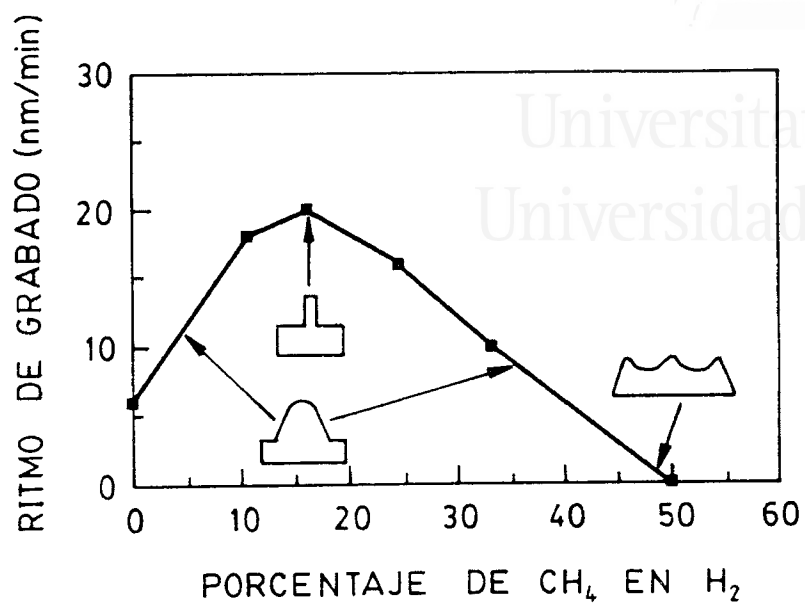


Figura 2.6 Dependencia del ritmo de grabado con el porcentaje de  $CH_4$  en  $H_2$ .

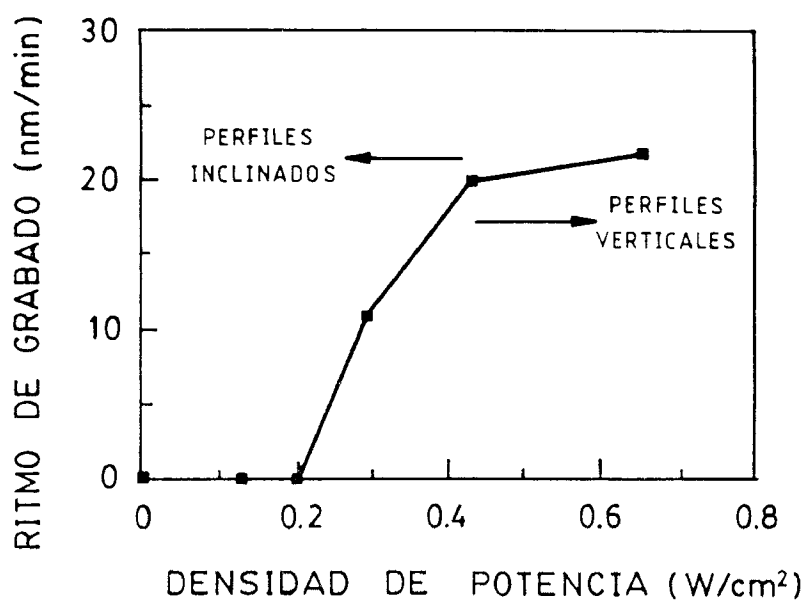


Figura 2.7 Dependencia del ritmo de grabado con la densidad de potencia.

de los parámetros.

### A. Metodología de Superficies de Respuesta

La metodología consiste en medir experimentalmente la o las repuestas de un proceso en unas condiciones experimentales determinadas, ajustar estas respuestas a una función matemática evaluando la calidad de representación de los datos experimentales y el modelo matemático y obtener una imagen visual del efecto de la variación de los parámetros a cada respuesta utilizando gráficas de curvas de nivel. El ajuste de cada respuesta a un modelo paramétrico tiene gran utilidad a la hora de explorar numéricamente y optimizar un proceso.

La metodología de superficies de respuesta (RSM) es una herramienta eficiente y efectiva para modelar empíricamente un proceso complejo. RSM combina un diseño experimental eficiente con las técnicas de análisis estadístico para generar una representación matemática de un grupo de datos en términos de las variables del proceso especificadas. Dadas las dificultades asociadas con el estudio del grabado, RSM es apropiado para el modelado, desarrollo y optimización del proceso. Se puede aplicar a cualquier proceso en el que la respuesta se pueda medir de una forma continua y donde las variables se puedan manipular independientemente unas de otras. En la mayoría de los procesos químicos, incluyendo grabado iónico, la respuesta del proceso a los parámetros tiene una funcionabilidad continua y suave siendo de gran interés a la hora de explorar y modelar utilizando funciones polinómicas y deben de evitarse, a causa de su naturaleza incontralada, las condiciones del proceso que lleven a inestabilidades que produzcan cambios abruptos. La creación de una expresión polinómica para cada respuesta como función de los parámetros permite considerar la optimización de un proceso. Es necesario seleccionar cuidadosamente los parámetros para obtener una respuesta que permita una evaluación eficiente del modelo.

El efecto del error experimental en la validez de un modelo paramétrico se calcula empleando análisis estadístico. Primero, el error experimental se estima repitiendo una prueba experimental y calculando la desviación normal de los diferentes experimentos. Y segundo, la falta de ajuste se halla realizando las pruebas que sean necesarias para determinar el número de coeficientes y calcular la desviación entre el modelo y los datos experimentales. La suma de estos dos tipos de errores se llama error residual. La diferencia entre el el número de puntos experimentales y el número de coeficientes del modelo se conoce como grados de libertad asociados con el error residual.

El diseño de superficies de respuesta viene de los años 50, a través de los trabajos de G.E.P. Box (Box 1987) y su utilidad ha quedado manifiesta en el campo de la microelectrónica (Allen 1986, Scherer 1987, Maa 1990). Esta metodología son diseños factoriales requiriendo tres o más valores (niveles) de cada parámetro del proceso (factor). El número de pruebas experimentales del diseño factorial es  $k^f$ , donde  $k$  es el número de niveles y  $f$  el número de factores y debe de exceder al número de coeficientes en el modelo. Si el número de pruebas y coeficientes es el mismo, la solución no tiene grados de libertad para la estimación del error y se obtiene un ajuste perfecto y erróneo. Por tanto se requerirá realizar pruebas adicionales para conseguir, primero, un buen ajuste del modelo y, segundo estimar el error experimental.

En general, lo más normal es elegir un diseño para un modelo cuadrático, que incluye unos terminos para la curva lineales, de interacción y cuadráticos. Su forma es:

$$Y = b_0 + \sum_{i=1}^f b_i X_i + \sum_{i=1}^{f-1} \sum_{j=2}^f b_{ij} X_i X_j + \sum_{i=1}^f b_{ij} X_i^2 \quad (2.2)$$



donde  $Y$  es la respuesta del proceso y  $X_i$  son las variables del proceso. Los niveles de  $X_i$  se deben de escoger espaciados igualmente en la misma escala (ej. lineal, log, raíz cuadrada). Un modelo cuadrático para  $f$  factores (parámetros del proceso) contiene un término constante,  $f$  términos lineales,  $f(f-1)/2$  términos de interacción y  $f$  términos cuadráticos. Así, por ejemplo, con cuatro factores tienen que determinarse 15 coeficientes y un mínimo de 15 puntos experimentales se necesitarán para ajustar el modelo sin ningún grado de libertad. El modelo sería:

$$Y = b_0 + b_1X_1 + b_2X_2 + b_3X_3 + b_4X_4 + b_{12}X_1X_2 + b_{13}X_1X_3 + b_{14}X_1X_4 + b_{23}X_2X_3 + b_{24}X_2X_4 + b_{34}X_3X_4 + b_{11}X_1^2 + b_{22}X_2^2 + b_{33}X_3^2 + b_{44}X_4^2 \quad (2.3)$$

El número de niveles seleccionado es un acuerdo entre la representación de la respuesta correcta y el trabajo experimental necesario y deben de ser suficientes para soportar el modelo polinómico propuesto; por ejemplo, al menos tres niveles se requieren para permitir la evaluación de la curvatura impuesta por el modelo cuadrático. El diseño debe también incluir puntos repetidos para estimar el error experimental y bastantes grados de libertad (número de puntos menos número de coeficientes en el modelo) para evaluar el error de la falta de ajuste, una medida de la habilidad del modelo para representar los datos.

Los datos generados por un diseño de superficies de respuesta se analizan empleando un análisis de regresión por mínimos cuadrados, que determina los coeficientes del modelo donde los términos insignificantes estadísticamente son identificados por el análisis de la varianza y son eliminados. La calidad del ajuste vendrá dada por el término  $R^2$ , definida como la variación fraccional de los datos hallados por el modelo.

La representación en curvas de nivel del modelo matemático que mejor se ajuste tiene varias e importantes funciones: observar las combinaciones óptimas de los niveles de los parámetros del proceso, mostrar la sensibilidad de las respuestas a los cambios de un parámetro del proceso, etc.; por esto, la representación de la o las respuestas permite un examen y una optimización del proceso estudiado.

## A1. Procedimiento

La fuente de iones empleada es de tipo Kaufman de corriente continua. Los iones se extraen de una descarga que se produce por la aplicación de un voltaje entre un filamento incandescente y un ánodo cilíndrico que lo envuelve. Estos electrodos están dentro de una cámara de descarga donde se introducen, a través de una fuga controlada, los gases. Se aplica un campo magnético axial (solenoides) en la cámara de descarga para aumentar el recorrido de los electrones emitidos. Los iones formados se extraen para formar un haz colimado mediante un sistema de rejillas: rejilla pantalla, aceleradora y deceleradora. La diferencia de potencial eléctrico que se aplica entre el ánodo y rejilla aceleradora promueve la extracción de iones positivos. Estos son acelerados a través de las aberturas de la rejilla y forman un haz. La rejilla aceleradora se utiliza para prevenir que aumente la divergencia del haz si se aplica un voltaje alto a la rejilla aceleradora con una energía baja del haz. La neutralización de la carga espacial del haz de iones se realiza mediante la colocación de un filamento neutralizador a la entrada de la cámara, entre el cañón y el blanco. La neutralización del haz de iones es esencial para prevenir la acumulación de carga en la superficie del blanco y obtener un mejor control del grabado.

Las muestras de GaAs (semiaislante, orientación  $\langle 100 \rangle$ ) se limpiaban y se preparaban igual que para el grabado con haces iónicos de  $Ar/CH_4$ , tal y como quedó expresado en la

sección anterior. La presión residual, previa a la introducción del gas de trabajo, es aproximadamente  $7 \times 10^{-5}$  Pa.

La presión total durante la operación en la cámara de descarga se ha fijado en  $6 \times 10^{-2}$  Pa, el voltaje aplicado al haz en 500 V, la diferencia de potencial ánodo-cátodo en 50-60 V y la distancia desde la fuente de iones al blanco en 37 cm. La densidad de corriente del haz se deduce a partir de la corriente recogida por una caja de Faraday localizada en el centro del haz.

## A2. Estudio Paramétrico de la Fuente de Iones

Los parámetros en este estudio fueron la corriente de arco, la composición del gas de trabajo y la intensidad del solenoide y las respuestas, la intensidad suministrada por la fuente de alto voltaje y la densidad de corriente en el centro del haz. El comportamiento de estas respuestas como función de estos tres parámetros requiere un ajuste polinomial no lineal y para su estudio es suficiente con un modelo cuadrático de tres factores con tres niveles, que contiene 10 coeficientes, número mínimo de puntos necesarios para su determinación por una regresión lineal múltiple. Como el diseño debe también incluir puntos repetidos para la determinación del error experimental, y bastantes grados de libertad, para la evaluación de la capacidad del modelo para representar los datos, se adopta un diseño de 19 pruebas experimentales (Box 1978).

A partir de observaciones experimentales previas se seleccionan los rangos de las cuatro variables independientes. El campo magnético,  $M$ , medido por la corriente del solenoide, se varía entre 0.1 y 0.3 A. La corriente de arco,  $I$ , basada en la corriente electrónica que fluye del cátodo al ánodo, entre 1.0 y 1.5 A. La fracción de metano en la cámara de grabado,  $F$ , entre 8 y 18 %. La escala de todas estas variables independientes es lineal en el diseño experimental (tabla 2.3).

Utilizando un análisis de regresión lineal, se obtienen los 10 coeficientes del modelo cuadrático empírico. Los términos con peso estadístico se identifican por el análisis de la razón entre cada coeficiente de regresión y su error típico,  $T$ . Los términos correspondientes a los coeficientes con el menor valor de  $T$  se eliminan y se realizaba un nuevo análisis de regresión con los restantes 14 términos. El proceso se repetía hasta que todos los valores de  $T$  eran del orden de 1, optimizando el valor de  $R^2$ .

Las ecuaciones que mejor describen las respuestas como función de las variables independientes son:

### Intensidad suministrada por la fuente de alto voltaje

$$I_{\text{haz}} = 18.75 - 387.83 M + 855.52 M^2 + 198.45 MI + 1.91 MF - 0.36 IF \quad (2.4)$$

$$R^2 > 0.98$$

### Densidad de corriente en el centro del haz

$$J = -1.79 + 9.21 M + 3.41 I - 0.17 F - 12.68 M^2 - 1.30 I^2 + 0.0066 F^2 - 0.066 MF \quad (2.5)$$

$$R^2 > 0.98$$

donde  $I_{haz}$  viene dado en mA,  $J$  en mA/cm<sup>2</sup>,  $M$  en A,  $I$  en A y  $F$  en %.

PRUEBA	ARC (A)	FRAC (%CH <sub>4</sub> )	SOLENOIDE (A)	$I_b$ (mA)	$J$ (mA/cm <sup>2</sup> )
1	1	8	0.1	9	0.088
2	1	8	0.3	44	0.830
3	1.5	8	0.1	13	0.155
4	1.5	8	0.3	64	0.870
5	1	18	0.1	7	0.110
6	1	18	0.3	37	0.630
7	1.5	18	0.1	10	0.140
8	1.5	18	0.3	75	0.750
9	1.25	13	0.2	23	0.400
10	1.25	13	0.2	27	0.405
11	1.25	13	0.1	10	0.110
12	1.25	13	0.3	57	0.660
13	1	13	0.2	15	0.390
14	1.5	13	0.2	33	0.430
15	1.25	8	0.2	26	0.830
16	1.25	18	0.2	19	0.500
17	1.25	13	0.2	26	0.490
18	1.25	13	0.2	24	0.560
19	1.25	13	0.2	24	0.510

**Tabla 2.3** Datos de la densidad de corriente en el centro del haz y de la intensidad suministrada por la fuente de alto voltaje utilizados para generar el modelo de regresión múltiple, mostrando los efectos de la intensidad de arco, composición del gas e intensidad del solenoide.

Las curvas de nivel de intensidad de alto voltaje y densidad de corriente del haz, calculadas a partir de las ecuaciones 2.4 y 2.5 se muestran en las figuras 2.8a–c. En la primera de ellas se describe el efecto de la corriente del solenoide y de la fracción de CH<sub>4</sub> con 1.5 A de intensidad de arco, observándose una variación exponencial de la intensidad de alto voltaje con la intensidad del solenoide, a diferencia del caso de descarga de argón puro (figura 1.8) debido a la diferente complejidad de la descarga de hidrocarburos, como veremos en el capítulo siguiente. La fracción de metano no ejerce ninguna influencia sobre la intensidad de la fuente de alto voltaje, tal vez debido a que la densidad del plasma permanece constante en todos los casos. La variación de la densidad de corriente del haz (fig 2.8a) aumenta drásticamente al aumentar la corriente del solenoide – mayor número de iones capaces de ser extraídos – y aumenta ligeramente hacia fracciones menores estando de acuerdo con nuestras observaciones experimentales de que en las mismas condiciones de operación, es mayor la densidad de

corriente del haz extraído de una descarga de  $H_2$  puro que en una descarga con un 13 % de  $CH_4$ . En la figura 2.8b se describen las curvas de nivel de la intensidad de la fuente de alto voltaje y densidad de corriente en función de la intensidad de arco y fracción de metano con 0.3 A de intensidad del solenoide. A la vista de la figura observamos que la intensidad de la fuente de alto voltaje es lineal con la intensidad de arco y constante con la fracción debido a que al aumentar la emisión de electrones, aumenta la probabilidad de ionización del gas. La densidad de corriente del haz, al igual que en el caso anterior, aumenta al disminuir la fracción de metano y aumenta con la intensidad de arco – mayor número de iones en el plasma capaces de ser extraídos –. Por último en la figura 2.8c se representa la variación de estas dos respuestas con la intensidad del solenoide e intensidad de arco para una fracción de  $CH_4$  de un 13 %.

### A3. Estudio Paramétrico del Grabado

#### Dependencia de la profundidad de grabado con el tiempo, intensidad de arco, composición del gas e intensidad del solenoide .

El comportamiento de la profundidad de grabado como función de estos cuatro parámetros requiere un ajuste polinomial no lineal y para su estudio es suficiente con un modelo cuadrático de cuatro factores con tres niveles, que contiene 15 coeficientes, número mínimo de puntos necesarios para su determinación por una regresión lineal múltiple. Al igual que en el caso anterior, como el diseño debe también incluir puntos repetidos para la determinación del error experimental, y bastantes grados de libertad, para la evaluación de la capacidad del modelo para representar los datos, se adopta un diseño de 27 pruebas experimentales (Box 1978).

Los rangos seleccionados de los cuatro parámetros son: el tiempo,  $T$ , entre 10 y 30 minutos; el campo magnético,  $M$ , medido por la corriente del solenoide, entre 0.1 y 0.3 A; la corriente de arco,  $I$ , basada en la corriente electrónica que fluye del cátodo al ánodo, entre 1.0 y 1.5 A y la fracción de metano en la cámara de grabado,  $F$ , entre 8 y 18 %. La escala de todas estas variables independientes es lineal en el diseño experimental (tabla 2.4).

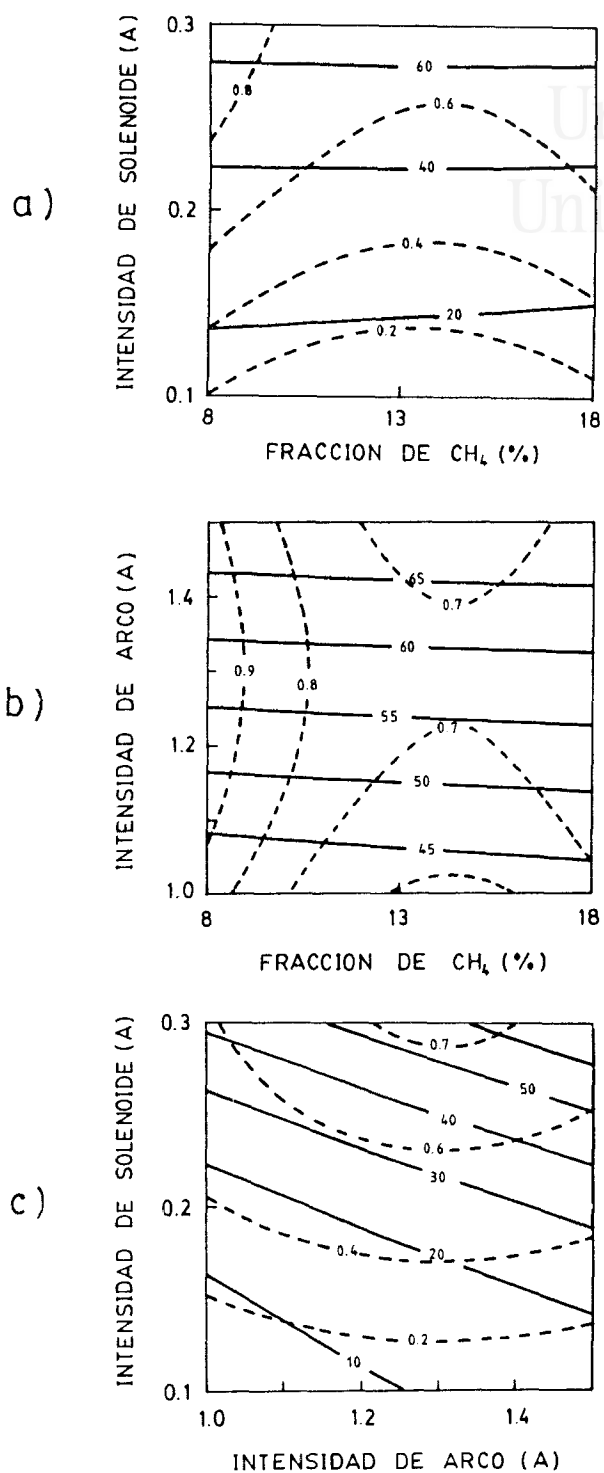
Utilizando un análisis de regresión lineal, se obtienen los 15 coeficientes del modelo empírico cuadrático. Los terminos con peso estadístico se identifican siguiendo las mismas pautas que para el caso anterior.

La ecuación que mejor describe la respuesta como función de las variables independientes es:

$$z = 18154.24 - 30139.16 M - 29613.43 I + 409.32 F - 9.33 T^2 + 41162.46 M^2 + 10280.14 I^2 - 16.53 F^2 + 197.53 TI + 11250.43 MI \quad (2.6)$$

$R^2 > 0.8$  donde  $z$  viene dado en  $\dot{A}$ ,  $M$  en A,  $I$  en A,  $F$  en % y  $T$  en min.

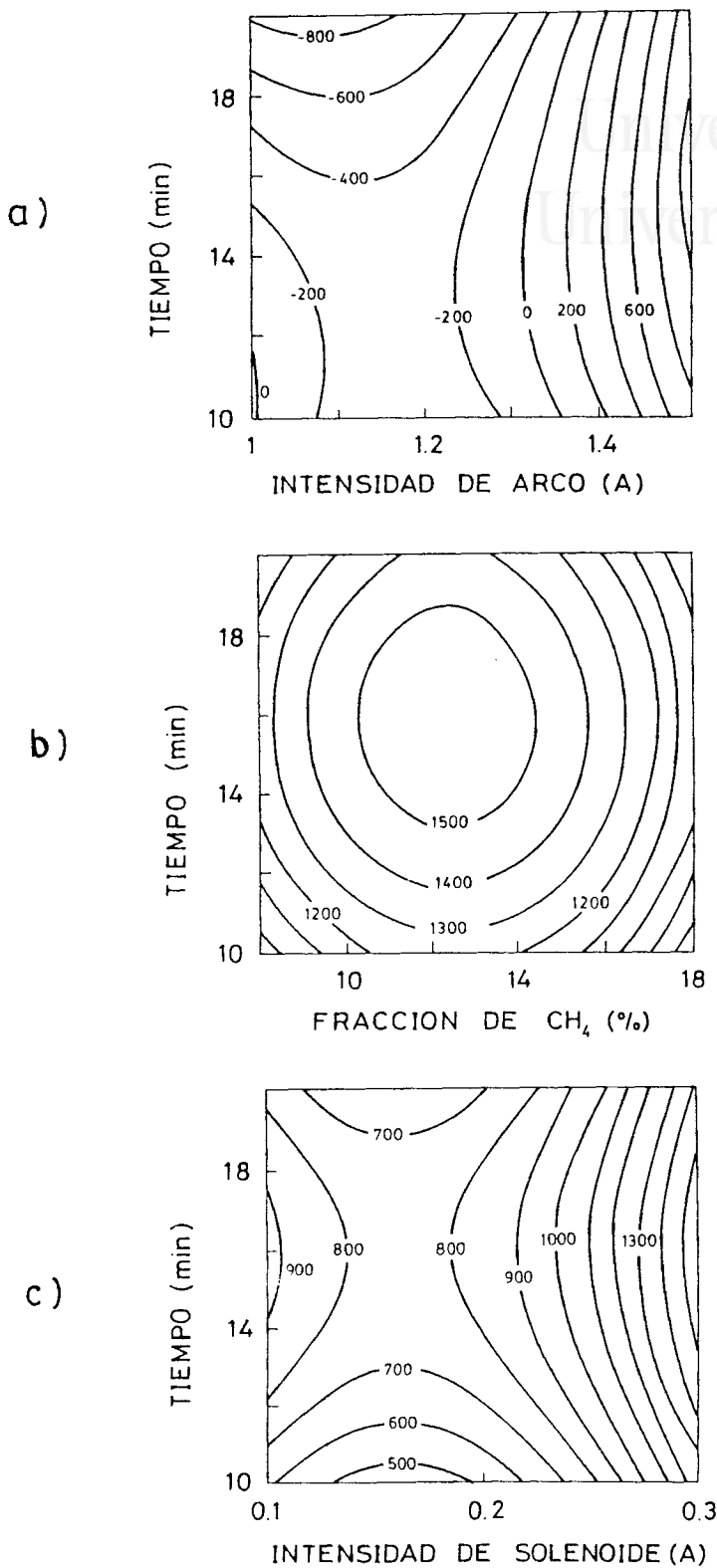
Los resultados obtenidos de la profundidad de grabado están representados en las curvas de nivel de la figura 2.9a–c. Se elige el signo positivo para grabado y negativo para depósito. La figura 2.9a muestra la profundidad de grabado como función del tiempo de grabado y la corriente de arco para una mezcla de 18 % de  $CH_4$  en  $H_2$ . La profundidad de grabado varía, en estas condiciones de trabajo desde un valor de  $-800 \dot{A}$  (depósito) hasta  $1000 \dot{A}$  (grabado). La importancia de la interacción entre el tiempo de grabado y corriente de arco es obvia. Si observamos la variación de la profundidad de grabado con la corriente de arco para diferentes



**Figura 2.8** Curvas de nivel de las respuestas intensidad de alto voltaje (—) y densidad de corriente del haz (---) con (a) corriente del solenoide y fracción para 1.5 A de intensidad de arco, (b) intensidad de arco y fracción para 0.3 A de intensidad del solenoide, (c) intensidad del solenoide y del arco para una fracción de 13%.

PRUEBA	TIEMPO (min)	ARC (A)	FRAC (% CH <sub>4</sub> )	SOLENOIDE (A)	PROFUNDIDAD (Å)
1	10	1	8	0.1	150
2	20	1	8	0.1	250
3	10	1	8	0.3	350
4	20	1	8	0.3	-950
5	10	1.5	8	0.1	300
6	20	1.5	8	0.1	350
7	10	1.5	8	0.3	600
8	20	1.5	8	0.3	1300
9	10	1	18	0.1	150
10	20	1	18	0.1	250
11	10	1	18	0.3	450
12	20	1	18	0.3	-1050
13	10	1.5	18	0.1	250
14	20	1.5	18	0.1	350
15	10	1.5	18	0.3	700
16	20	1.5	18	0.3	1200
17	10	1.25	13	0.2	350
18	20	1.25	13	0.2	-1400
19	15	1.25	13	0.1	100
20	15	1.25	13	0.3	200
21	15	1	13	0.2	200
22	15	1.5	13	0.2	550
23	15	1.25	8	0.2	200
24	15	1.25	18	0.2	-1550
25	15	1.25	13	0.2	100
26	15	1.25	13	0.2	150
27	15	1.25	13	0.2	100

**Tabla 2.4** Datos de la profundidad de grabado utilizados para generar el modelo de regresión múltiple, mostrando los efectos del tiempo, intensidad de arco, composición del gas e intensidad del solenoide.



**Figura 2.9** Curvas de nivel de la respuesta profundidad de grabado en GaAs con: (a) tiempo y corriente de arco para 0.3 A de corriente del solenoide y 18% de fracción de CH<sub>4</sub>, (b) tiempo y fracción para 1.5 A de corriente de arco y 0.3 A de corriente del solenoide, (C) tiempo y corriente del solenoide para 1.5 A de corriente de arco y 13% de fracción de CH<sub>4</sub>.

valores del tiempo, vemos una zona donde la variación es casi constante y otra donde la profundidad aumenta con la corriente de arco, para el rango estudiado. Miremos ahora el otro aspecto, la variación de la profundidad con el tiempo para valores fijos de la corriente de arco. Podemos observar dos regiones, una a corriente de arco baja donde la profundidad calculada es casi constante hasta 15 minutos, y después, el depósito aumenta con el tiempo, y otra, a corriente de arco alta, donde la profundidad de grabado es casi constante con el tiempo. Esta representación de curvas de nivel muestra un punto de silla. En la gráfica 2.9b se han representado las curvas de nivel de la profundidad de grabado de GaAs como una función del tiempo y fracción de metano a 1.5 A de corriente de arco y 0.3 A de corriente en el solenoide. Se observa un máximo a 12 % aproximadamente de fracción de metano y un tiempo de 16 minutos. A la vista de este resultado y de otras curvas de nivel realizadas, obtenemos una profundidad de grabado máxima en el orden de 12 % de metano en la mezcla, aunque éste no está muy bien definido. En la figura 2.9c se muestran las curvas de nivel de la profundidad de grabado como una función del tiempo y la corriente en el solenoide a 1.5 A de corriente de arco y 13 % de fracción de metano, En esta gráfica tenemos un punto de silla obteniéndose un rango de profundidad de grabado desde 500 a 1500 Å. Las variaciones son muy similares a las de la figura 2.9a; hay una zona donde la variación de la profundidad de grabado con la corriente del solenoide para valores fijos del tiempo es casi constante y otra donde la profundidad aumenta con la corriente del solenoide. En la variación de la profundidad con el tiempo para corriente del solenoide fija, se observa una zona donde la profundidad aumenta con el tiempo y después es casi constante y otra zona, a corrientes del solenoide altas, donde la profundidad es casi constante con el tiempo.

El análisis de todas las curvas de nivel junto con los datos experimentales, indican que la dependencia de la profundidad de grabado neta con el tiempo no es lineal en algunas condiciones como se muestra en la figura 2.10, al contrario de otro tipo de técnicas o agentes mordientes (Knoedler 1986, Geis 1986, Scherer 1987). Se observan tres tipos de dependencias temporales según las condiciones de operación de la fuente de iones descritas en la tabla 2.5.

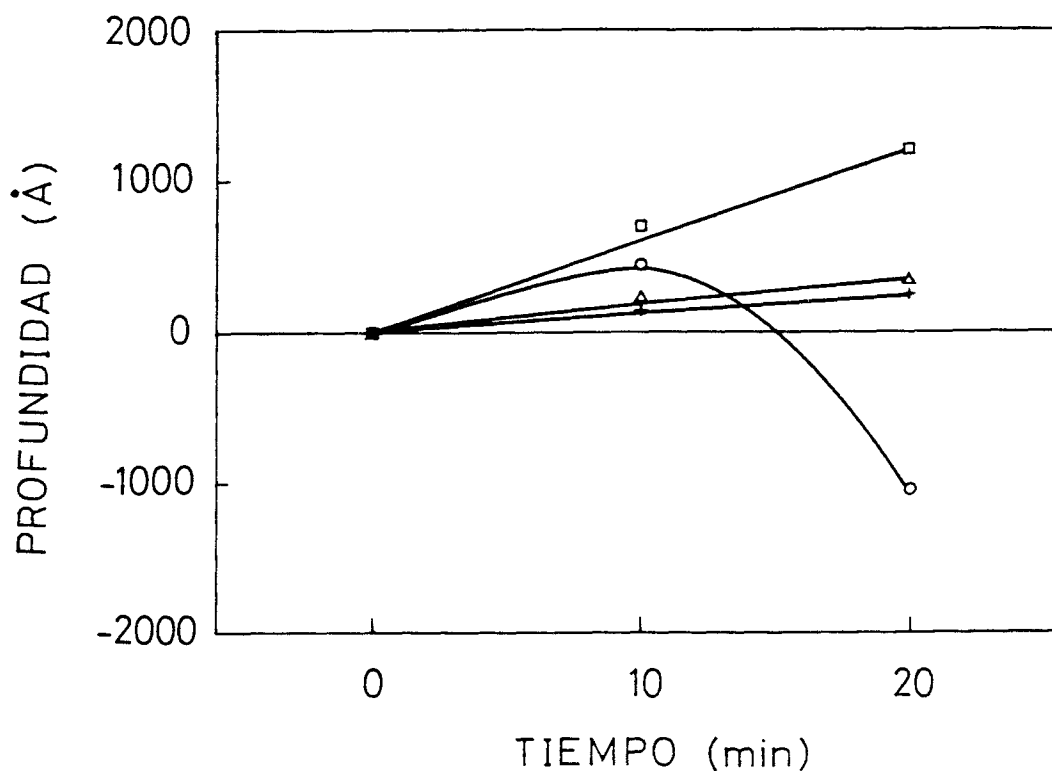
Para valores bajos de la corriente del solenoide, con una fracción de metano del 13%, se observa una dependencia lineal obteniéndose un rendimiento de grabado medio en el orden de  $100 \text{ \AA}/\text{min}/\text{mA}/\text{cm}^2$ , independiente de la corriente de arco. Si se compara este valor con el hallado empleando  $H_2$  puro como gas mordiente,  $95 \text{ \AA}/\text{min}/\text{mA}/\text{cm}^2$ , se puede concluir que el haz de iones en estas condiciones es principalmente un haz de hidrógeno y el grabado es puramente un proceso físico.

Para valores altos de la corriente del solenoide, tenemos dos casos, uno cuando la corriente de arco es elevada donde existe grabado para todos los tiempos y otra cuando tenemos corriente de arco baja donde existen grabado y depósito. En todos los casos se ha encontrado en la máscara (fotoresist) depósito más o menos abundante. Si eliminamos la película carbonosa depositada en la superficie del GaAs se observa que en todas ellas existe un grabado comparable al valor correspondiente a 10 minutos, lo que demuestra que se produjo, en un tiempo inicial, un grabado antes de que creciera el depósito carbonoso. A partir de la pendiente de la dependencia lineal y suponiendo un 13 % de iones carbonosos en el haz, se obtiene un rendimiento del orden de 0.5 átomos de Ga por ion carbonoso (Villalvilla 1992b).



PRUEBA	INTENSIDAD DE ARCO (A)	INTENSIDAD DEL SOLENOIDE (A)	INTENSIDAD FUENTE ALTA TENSION (mA)	VOLTAJE ACELERADOR (V)	DENSIDAD DE CORRIENTE (mA/cm <sup>2</sup> )
9/10	1	0.1	7	60	0.1
13/14	1.5	0.1	10	60	0.1
11/12	1	0.3	37	250	0.6
15/16	1.5	0.3	75	580	0.8

**Tabla 2.5** Condiciones de operación de la fuente de iones para diferentes experiencias de grabado.



**Figura 2.10** Medida de la profundidad de grabado como función del tiempo para los puntos experimentales 9/10 (+), 13/14 (Δ), 11/12 (◊) y 15/16 (□).

## B. Dependencia del Grabado con la Temperatura del Blanco

En el modelado del mecanismo de grabado global visto hasta ahora, nos interesaba describir la influencia que pueden tener los parámetros del proceso, tiempo de grabado, composición del gas, densidad de corriente, etc. en el ritmo de grabado. Entre todos estos parámetros la temperatura de la muestra tiene un especial interés. La dependencia del ritmo de grabado con la temperatura refleja inmediatamente el proceso básico en el grabado seco y debe considerarse como un parámetro clave en el análisis del mecanismo químico-físico del fenómeno a considerar. Por tanto el principal estudio a realizar en un proceso de grabado es la correcta interpretación de la variación del ritmo de grabado con la temperatura. La tabla 2.6 muestra un resumen representativo de la dependencia del grabado de materiales III - V con la temperatura de la muestra.

En la mayoría de los casos se observan dependencias monótonas que pueden aproximarse a una exponencial del inverso de la temperatura, pudiendo ser negativas ( el ritmo de grabado aumenta al aumentar la temperatura) o positivas. Sin embargo, el caso general es la cooperación de varios procesos elementales dando como consecuencia la existencia de curvas no monótonas. Seguramente la observación de curvas con dependencias exponenciales positivas o negativas son únicamente sectores de curvas más complejas. Las curvas representadas con un máximo o un mínimo son escasas, pero precisamente son estas curvas las más interesantes desde el punto de vista del modelado del grabado por plasmas.

En esta sección examinaremos la dependencia con la temperatura del ritmo de grabado de GaAs mediante un haz de iones reactivo con una mezcla de gases  $CH_4/H_2$  (Villalvilla 1992).

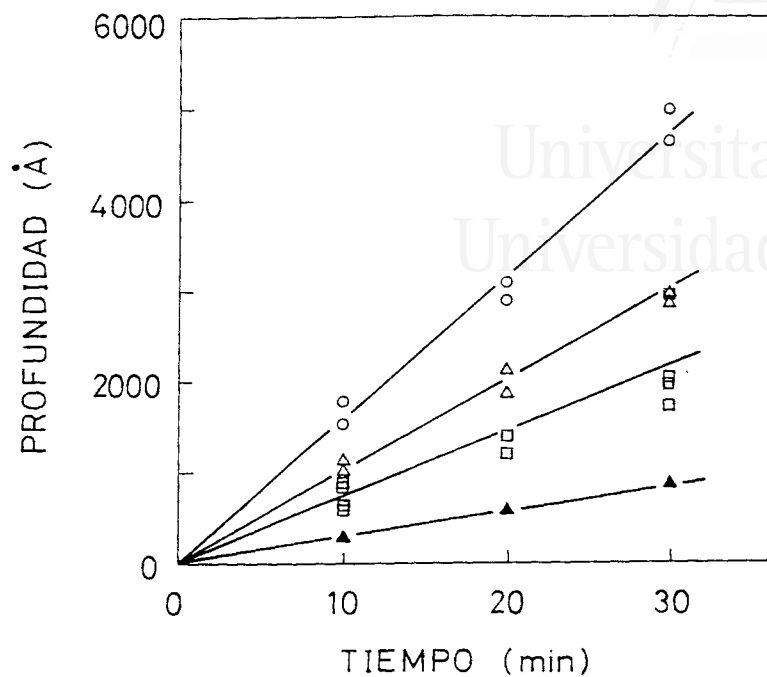
Las variables operacionales de la fuente de iones se han fijado en los valores siguientes: el voltaje ánodo-cátodo en 50-60 V, la corriente de arco en 1.5 A y la corriente del solenoide en 0.3 A. La presión total en la cámara de grabado es 0.06 Pa con una presión parcial de metano de 13 %. Estas condiciones se han elegido de acuerdo con nuestra experiencia anterior en orden de maximizar el grabado para una temperatura del blanco de 423 K. El alto voltaje aplicado al haz es 500 V, la distancia de la fuente al blanco 37 cm y la densidad de corriente deducida a partir de la corriente recogida por una caja de Faraday localizada en el centro del haz, es aproximadamente 0.9 mA/cm<sup>2</sup>. Las muestras se calentaban mediante un haz de electrones y la temperatura se ha variado en el rango 423-700 K.

La figura 2.11 muestra la dependencia de la profundidad de grabado con el tiempo para tres temperaturas diferentes. Aquí, se puede observar la existencia de una dependencia lineal para las condiciones de grabado presentes. Esta figura también muestra que la profundidad de grabado del GaAs a 423 K, cuando el gas de trabajo es  $H_2$  puro, es 2.4 veces más pequeña a la misma temperatura.

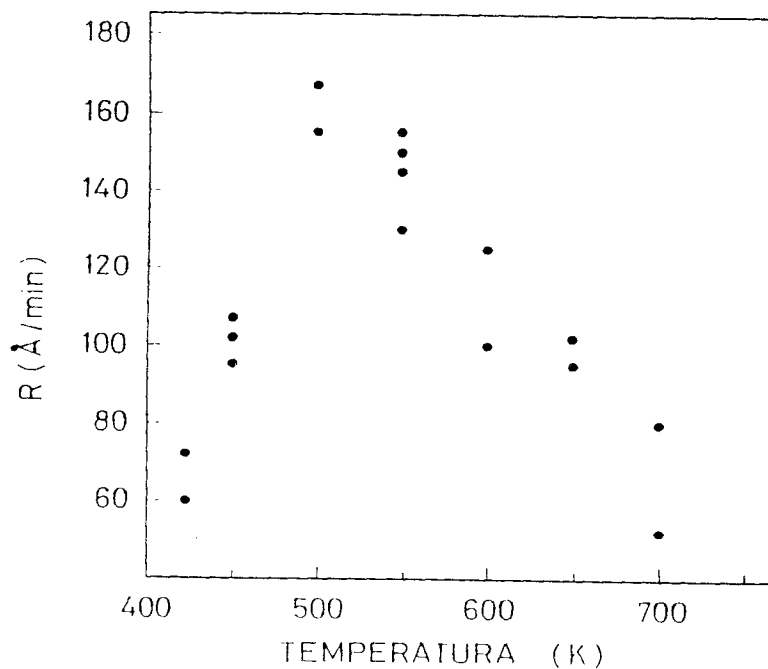
En la figura 2.12 está representada la dependencia con la temperatura del ritmo de grabado de GaAs para 20 min de tiempo de grabado. Esta gráfica muestra que el ritmo de grabado aumenta en un factor 2.2 entre 423 K y 500 K. Por encima de 500 K el ritmo de grabado decrece y a 700 K, tiene aproximadamente el mismo valor que a 423 K. Los resultados obtenidos presentan las mismas tendencias que los aportados por Niggebrugge *et al.* (Niggebrugge 1985) para grabado por iones reactivos de InP con  $CH_4/H_2$  o por Pearton *et al.* (Pearton 1989) para grabado de iones reactivos de GaAs con  $C_2H_6/H_2$ .

Proceso de Grabado	Rango de Temperaturas (K)	Referencia
Exponencial Negativa		
HCK III, GaAs	WE	275 - 330 (Adochi-1984)
H <sub>2</sub> -AsH <sub>3</sub> , GaAs	RIE	1070 - 1270 (Okubora-1986)
Cl <sub>2</sub> , GaAs	RIE	470 - 620 (Donelly-1982)
Cl <sub>2</sub> , InP	RIE	470 - 620 (Donelly-1982)
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> , Br, InP	RIE	390 - 810 (Chang-1985)
CH <sub>4</sub> , GaAs	RIE	285 - 365 (Law-1990c)
CCl <sub>2</sub> F <sub>2</sub> , GaAs	RIE	323 - 673 (Pearton-1989c)
Exponencial positiva		
CH <sub>3</sub> -CH <sub>3</sub> , CH <sub>3</sub> -CH <sub>2</sub> -CH <sub>3</sub> , GaAs	RIE	285 - 365 (Law-1991)
Presenta un máximo		
CCl <sub>4</sub> , InP	RIE	440 - 700 (Ibbotson-1984)
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> /H <sub>2</sub> , GaAs	RIE	273 - 673 (Pearton-1989d)
CH <sub>4</sub> /H <sub>2</sub> , GaAs	RIBE	423 - 700 (Villalvilla-1992)
Presenta un máximo y un mínimo		
Cl <sub>2</sub> , GaAs	RIE	310 - 710 (Balooch-1986) (Deutsch-1989)

**Tabla 2.6** Resumen de los tipos de dependencias del grabado de materiales III-V con la temperatura.



**Figura 2.11** Profundidad de grabado de GaAs como función del tiempo de grabado para  $H_2$  puro (▲) a 423 K y para 13 % de  $CH_4$  a 423 K (◻), 450 K (△) y 500 K (○) y una presión de 0.06 Pa, 500 V de haz, 1.5 A de corriente de arco y 0.3 A de corriente del solenoide.



**Figura 2.12** Ritmo de grabado,  $R$ , para un tiempo de 20 min, como función de la temperatura del blanco, para un 13 % de  $CH_4$ .

### C. Dependencia del Grabado con la Velocidad de Bombeo

Se presenta en esta sección un estudio de la influencia de la velocidad de bombeo en el grabado de GaAs con objeto de poder entender mejor los mecanismos de grabado en una técnica de haz utilizando una fuente de tipo Kaufman.

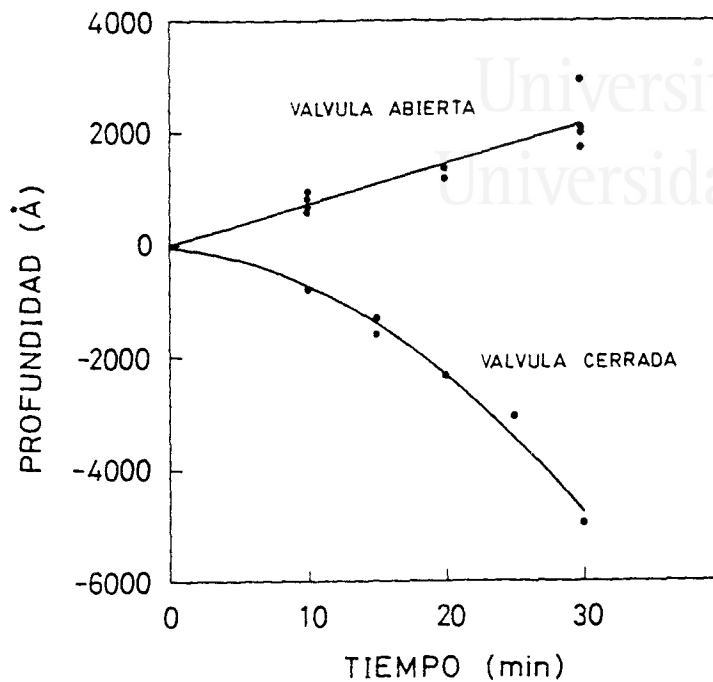
La presión en la cámara de grabado es  $0.06 \text{ Pa}$  conteniendo el gas de trabajo un 13 % de  $\text{CH}_4$ . Las variables operacionales de la fuente se fijan en este estudio en unos valores correspondientes a un voltaje ánodo-cátodo de  $50\text{--}60 \text{ V}$ , una corriente de arco de  $1.5 \text{ A}$  y una corriente en el solenoide de  $0.3 \text{ A}$ . El voltaje aplicado al haz es  $500 \text{ V}$ , la distancia de la fuente al blanco  $37 \text{ cm}$  y la corriente del haz deducida de la corriente recogida por una caja de Faraday localizada en el centro del haz es aproximadamente  $0.9 \text{ mA/cm}^2$ . La velocidad de bombeo se varía modificando la posición de una válvula de mariposa localizada entre la trampa de nitrógeno y la cámara de grabado. Se han estudiado con detalle dos situaciones experimentales extremas correspondientes a las posiciones de la válvula totalmente abierta y quasi-cerrada.

En la figura 2.13 se muestra la dependencia de la profundidad de grabado con el tiempo de bombeo para un valor mínimo (válvula cerrada) y un valor máximo (válvula abierta) de la velocidad de bombeo. En el primer caso se observa grabado, con un ritmo de grabado constante de  $72 \text{ \AA/min}$ , mientras que en el segundo caso se deposita una película con una dependencia no lineal del espesor con el tiempo.

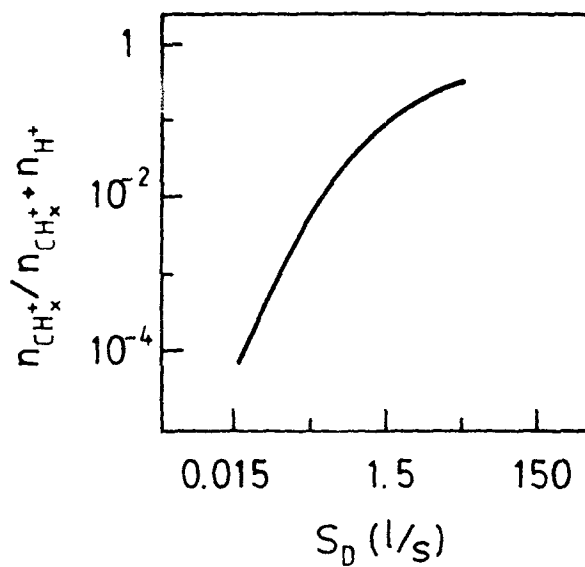
Para analizar estos resultados experimentales se ha utilizado un sencillo modelo de la descarga (Villalvilla 1991). Se estima un factor de reducción 5 entre las presiones de la cámara de descarga y la cámara de grabado. Se considera distinto el valor de la velocidad de bombeo para el  $\text{H}_2$  y  $\text{CH}_4$  (Hayes 1989) a la hora de computar los tiempos de residencia de ambas moléculas. A partir de las especificaciones dadas por el fabricante (Edwards), los valores de la velocidad de bombeo de la bomba difusora son  $2000 \text{ l/s}$  para  $\text{H}_2$  y  $1500 \text{ l/s}$  para aire, que se toma igual para  $\text{CH}_4$ .

Las concentraciones calculadas muestran una dependencia con la velocidad de bombeo de la cámara de descarga,  $S_D$ . El tiempo de residencia  $\tau$  de las moléculas de  $\text{CH}_4$  en el volumen de la cámara de descarga,  $V_D$ , es  $\tau = V_D/S_D$ . El efecto de la velocidad de bombeo es diferente para  $\text{H}_2$  y  $\text{CH}_4$ . La figura 2.14 muestra la dependencia de la fracción de los iones que contienen carbón en la descarga con la velocidad de bombeo para  $\text{CH}_4$ . A altos valores de  $S_D$ , la descarga es rica en iones carbonosos. Esta condición simula la situación experimental de la válvula completamente abierta, cuando ocurre la formación de un depósito. A menores valores de la velocidad de bombeo se obtiene una disminución de la fracción de iones carbonosos. Estos resultados son similares a los datos experimentales de Mahi *et al.* (Mahi 1987) para la dependencia del grabado de  $\text{Si}$  con la velocidad de bombeo en descargas  $\text{SF}_6/\text{Ar}$ .

## Grabado de GaAs con Haces Iónicos Anchos



**Figura 2.13** Evolución de la profundidad de grabado con el tiempo para las posiciones de la válvula abierta y válvula casi-cerrada.



**Figura 2.14** Efecto de la velocidad de bombeo,  $S_D$ , en la razón densidad de iones carbonosos y densidad total de iones, en la descarga.

Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

## Capítulo 3

# Modelado de la Interacción Haz Iónico–GaAs

El estudio de la interacción entre haces–plasmas y sólidos es de gran interés para responder a muchas preguntas en el campo de la física de superficies y en los últimos años se están dando los primeros pasos en el modelado de los fenómenos existentes en la gran variedad de plasmas. Esto es debido a que la descripción de haces–plasmas en contacto con sólidos es incomparablemente mucho más complicada que en los plasmas libres: la interacción del haz–plasma requiere tener en cuenta la anisotropía e inhomogeneidades, intercambios de energía y materia, etc. cuyos resultados dan ecuaciones no lineales.

Atendiendo a lo dicho anteriormente, en este capítulo se discuten los mecanismos y la química del grabado de GaAs con haces iónicos de  $CH_4/H_2$ , así como su influencia con la temperatura del blanco.

La figura 3.1 muestra la interrelación de los parámetros de operación en el procesado por haz–plasma.

### 3.1 Mecanismos de Grabado

En el grabado por haz de iones, aún en el caso más simple, existen gran cantidad de fenómenos que juegan un papel muy importante. Sin embargo, los mecanismos de grabado se pueden agrupar en cuatro tipos: Pulverización Física, Grabado Químico, Grabado por un Film Superficial y Grabado Intensificado por la Acción de un Haz. A continuación se hará una descripción esquemática de estos procesos ayudados por diagramas de reacción.

#### Pulverización Física

El fenómeno de pulverización física implica la emisión de átomos del blanco mediante colisiones no reactivas entre los átomos del sólido y las partículas energéticas (principalmente iones) que bombardean la superficie incluyendo multicolisiones y procesos de cascada. Los iones positivos del haz golpean con una energía alta el blanco y la mayor parte de esta energía se transfiere a los átomos superficiales que son lanzados fuera del material (figura 3.2). La pulverización es inherentemente no selectiva ya que la energía requerida para extraer el material es grande comparada con las energías de los enlaces superficiales.

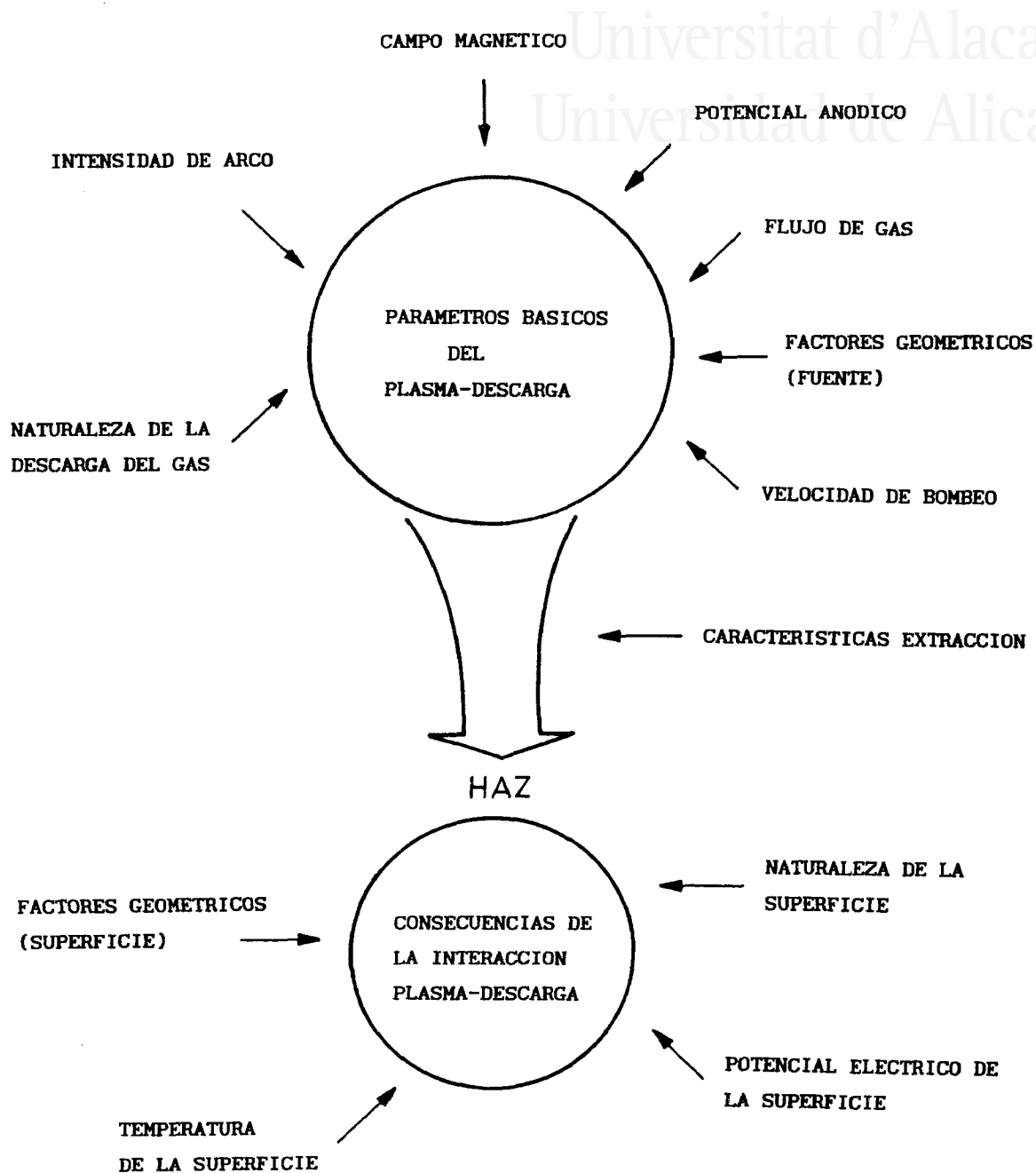
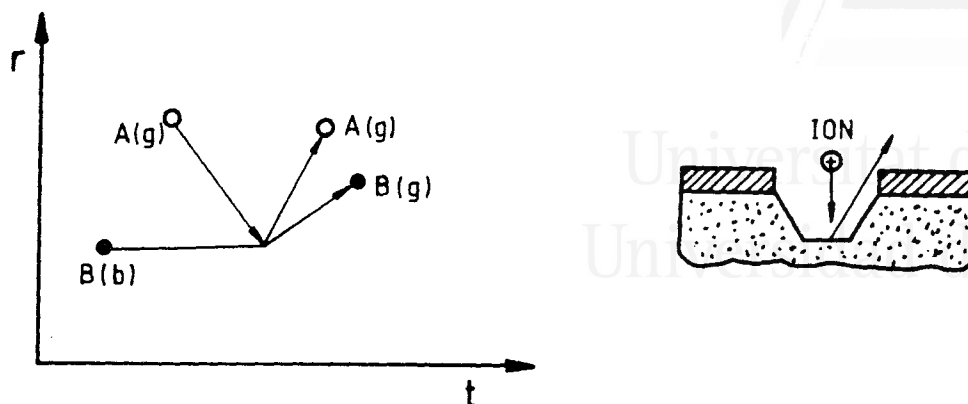


Figura 3.1 Complejidad de la interacción de los parámetros en el procesado por haz.

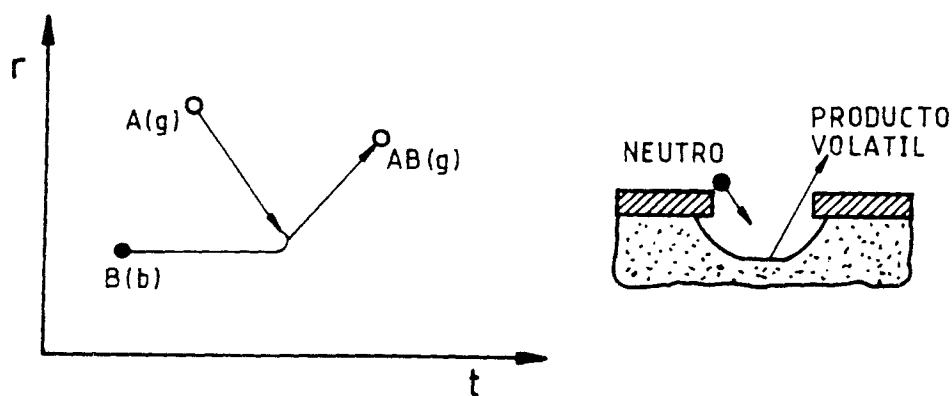




**Figura 3.2** Diagrama de reacción y mecanismo básico de la pulverización física ( $r$ : coordenada espacial,  $t$ : coordenada temporal,  $A$ : partícula incidente,  $B$ : átomo del sólido,  $g$ : gas y  $b$ : enlace).

### Grabado Químico

En el grabado químico ideal, la única función del plasma es mantener un aporte de la especie mordiente gaseosa. Consecuentemente, es también posible grabar por este mecanismo sin la existencia de un plasma cuando el gas empleado es en sí reactivo. El mecanismo se basa simplemente en la incidencia de una especie,  $A$ , que reacciona con los átomos,  $B$ , del seno del sólido sin un estado enlazado intermedio (adsorción) para dar un producto de grabado,  $AB$ , que se desorbe instantáneamente (figura 3.3). En este mecanismo el ritmo de grabado es proporcional al flujo de partículas incidentes sobre la superficie.



**Figura 3.3** Diagrama de reacción y mecanismo básico de grabado químico.

El grabado químico es por su naturaleza el mecanismo más selectivo, ya que las únicas reacciones que no tendrán lugar serán aquellas que sean termodinámicamente desfavorables.

A diferencia de la pulverización física, donde el material no volátil se depositaba en cualquier superficie, en el grabado químico la reacción produce un producto volátil que es eliminado por el sistema de vacío. Este ataque puramente químico, al contrario de otras formas de grabado, es normalmente no direccional.

### Grabado por Film Superficial

En este caso el paso característico es la adsorción de la partícula incidente,  $A$ , antes de la reacción química. Ahora el ritmo de grabado depende principalmente del grado de cubrimiento de la superficie con partículas  $A$ .

El producto final puede ser desorbido instantáneamente o después de un tiempo de residencia finito (figura 3.4). Grabado químico y grabado por formación de un film superficial son dos casos límites del grabado seco con transiciones diferentes entre ellos. En la práctica la distinción entre uno y otro es en determinadas condiciones muy difícil de determinar.

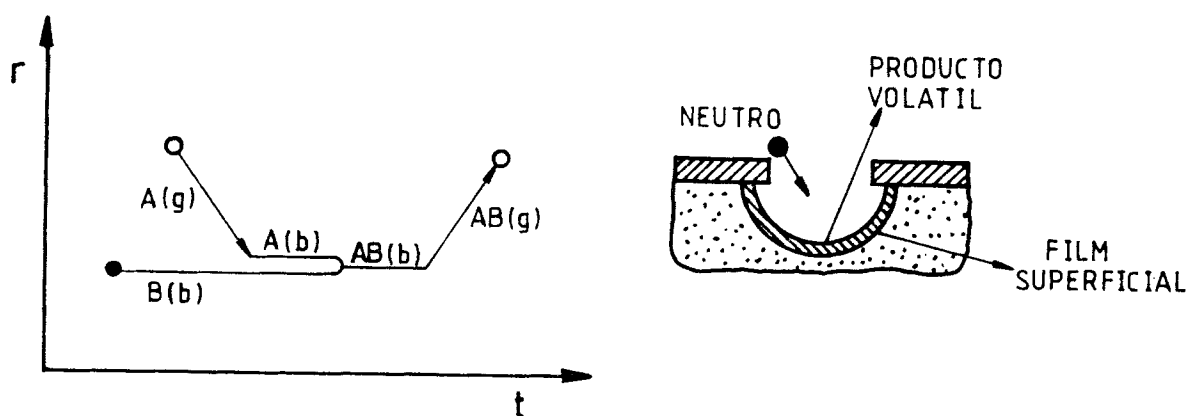


Figura 3.4 Diagrama de reacción y mecanismo básico de grabado por formación de un film superficial.

### Grabado Intensificado por Haz

En este caso el paso básico es la influencia que el bombardeo de un haz de iones energético puede tener sobre el blanco en incidencia normal. Así pues, existe un flujo de iones anisótropo sobre el sólido. Bajo condiciones adecuadas, el ion bombardeante estimula la dirección del grabado. Por tanto, puede estar claro que la causa del grabado es la reacción química entre los iones y la superficie del material. Sin embargo, para los ritmos de grabado de la mayoría de los casos prácticos esto no es teóricamente posible ya que el flujo de iones es mucho menor que el ritmo de átomos extraídos de la superficie. Estudios más recientes demuestran que este mecanismo de grabado es sustancialmente más complejo debido a la acción añadida de las reacciones gas neutro-sólido y gas activado-sólido que son estimuladas o dirigidas por un haz de iones bombardeante. Las especies gas neutro y gas activado proceden de la cámara de descarga y pueden acompañar al haz de iones en su trayectoria hacia el blanco.

En la figura 3.5 se muestra cómo el haz bombardeante, procedente de la fuente de haz iónico ancho, está formado por especies que se depositan en la superficie del blanco y por especies  $X$  activadoras de la reacción entre el film superficial y el blanco.

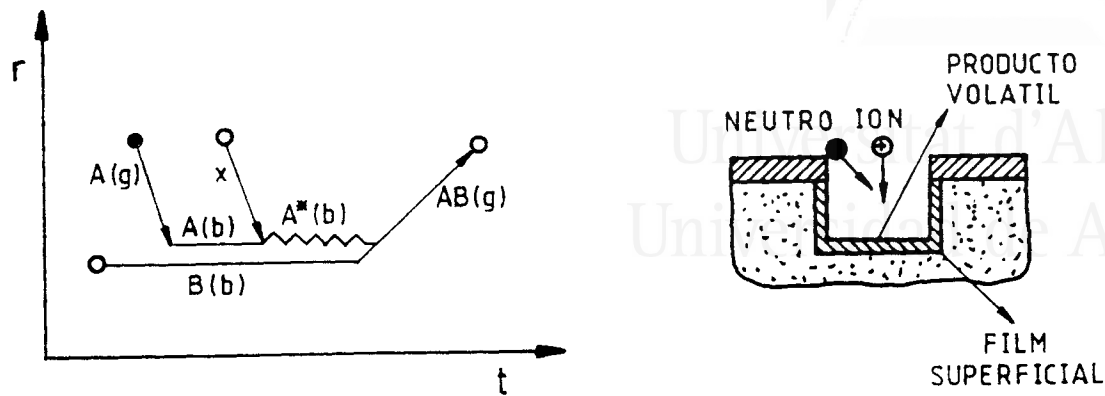
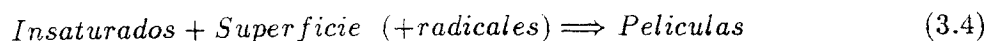
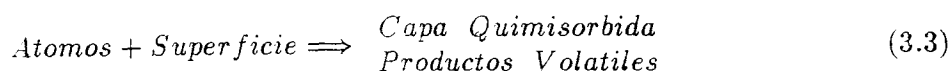
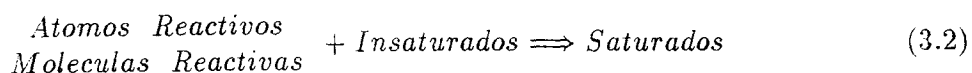
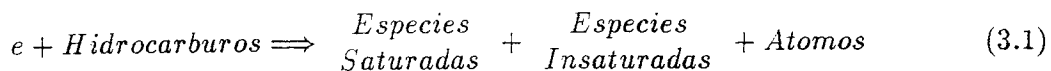


Figura 3.5 Diagrama de reacción y mecanismo básico de grabado intensificado por la acción de un haz de iones que bombardea el blanco.

### 3.2 Grabado de GaAs por Haces Iónicos Procedentes de Descargas Metano/Hidrógeno

En los últimos años existen numerosos trabajos de grabado de materiales III-V que emplean compuestos hidrocarburos en los procesos de plasma. En éstos se observa la presencia de películas poliméricas o carbonosas que recubren la superficie del blanco cuyo origen está en los compuestos oligoméricos y radicales hidrocarbonados insaturados derivados del gas de trabajo. Estas películas inhibitoras del grabado asistido por iones suelen ser extremadamente delgadas, normalmente entre 30 y 150 Å de espesor en condiciones normales. Sin embargo, si la concentración de especies insaturadas en el gas es excesiva, éstas pueden contaminar el blanco o producir gruesas capas de polímero que cubrirán todas la superficies y detendrán el grabado. Por esta razón, es importante el concepto de especie mordiente insaturada en el procesado por plasmas hidrocarbonados ya que de él depende el entendimiento del fenómeno y es una base para predecir el efecto de los cambios de composición del plasma.

Con este esquema de reacción, polímeros insaturados hidrocarbonados derivados de los radicales  $CH_x$  se saturan en reacciones con átomos y moléculas reactivas. La mayoría de las especies se eliminan preferentemente por reacciones de saturación. Atendiendo a esta reactividad, podemos emplearla para predecir la especie mordiente dominante como función de la composición del gas hidrocarbonado utilizado. La formulación general se da por las ecuaciones:

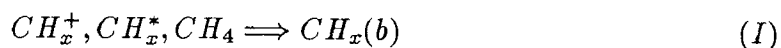


En el caso del gas de trabajo  $CH_4$  las especies que se forman por impacto electrónico del hidrocarburo son  $CH_3$  y  $C_2H_4$ .

La formación de una película se observa cuando están presentes especies insaturadas en exceso y son adsorbidas por la superficie donde se produce la polimerización por reacción con radicales hidrocarbonados saturados. Alternativamente los radicales insaturados pueden formar una película en las paredes resultando un grabado anisótropo en presencia de un bombardeo iónico. La polimerización de especies insaturadas se inhibe si la superficie sobre la que se deposita reacciona con los radicales hidrocarbonados para formar productos volátiles. En el caso de que gas de trabajo sea  $CH_4$  las especies que se forman por impacto electrónico son las formas dimeras y trimeras ( $C_2H_x$  y  $C_3H_x$ ) tal y como se puede observar en los espectros de masas de la figura 3.6 medidos con un espectrómetro de masas (HAL) en la cámara de grabado.

La reacción de GaAs con los radicales  $CH_3$  no parece que sea espontánea. En vez de ello, es probable que las especies carbonosas se transfieran al blanco a partir de una delgada capa carbonosa que se formará cuando las especies hidrocarbonadas insaturadas lleguen a la superficie del GaAs. Aparentemente el bombardeo iónico estimula la reacción entre el  $CH_x$  adsorbido y el blanco GaAs. Los elementos del blanco son probablemente volatilizados como compuestos organometálicos del grupo III ( $(CH_3)_xGa$ ) e hidruros el grupo V ( $AsH_x$ ) ya que los hidruros de galio son inestables (figura 3.7). Estos argumentos pueden estar relacionados con la medida de los picos 84 y 86 y 99 y 101, tal vez correspondientes a las formas  $CH_3Ga^+$  y  $(CH_3)_2Ga^+$  observadas en el espectro de masas de iones secundarios durante el bombardeo del blanco con un haz compuesto por mezclas de  $CH_4/H_2$  (figura 3.8). Como continuamente se van añadiendo nuevas especies insaturadas de la fase gaseosa a la película formada, el material de esta capa carbonosa está continuamente gasificando por reacciones inducidas por bombardeo iónico del blanco. El haz de iones produce desestabilización de los enlaces y los grupos radicales en la interficie, donde los enlaces de Ga son eventualmente convertidos en grupos  $CH_xGa$  y los defectos del material carbonoso se cubren con nuevos polímeros. Los pasos en el proceso de grabado pueden ser como siguen:

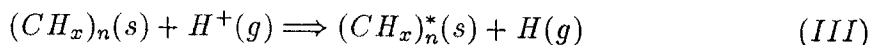
1. Incorporación de las especies carbonosas sobre el blanco de GaAs.



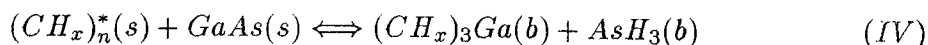
2. Crecimiento de una capa polimérica carbonosa.



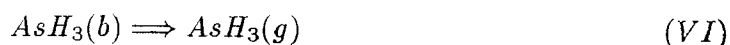
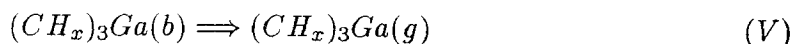
3. Activación de la capa polimérica por las especies energéticas del haz de iones.

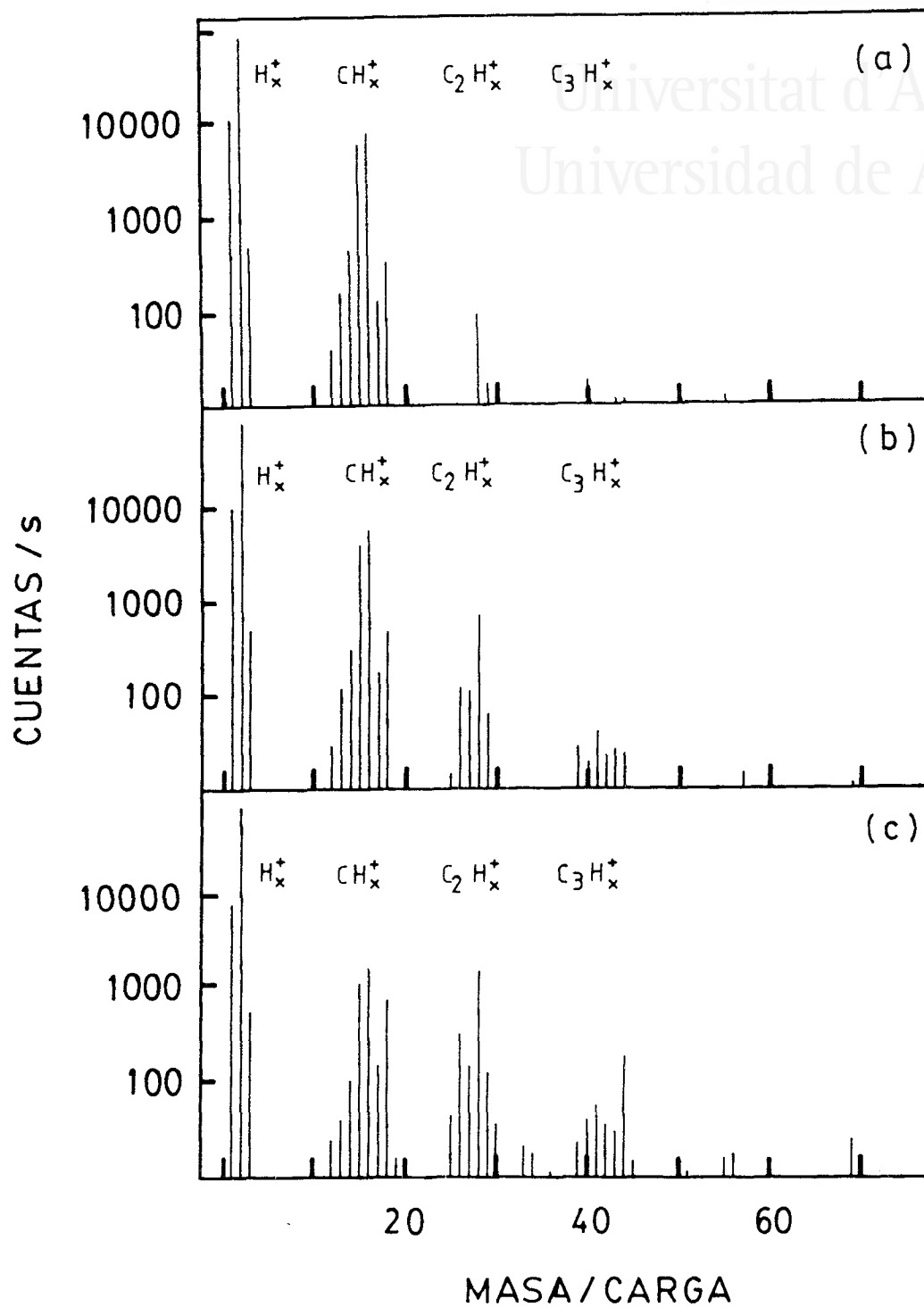


4. Reacción química interfacial.



5. Gasificación de los productos de reacción.





**Figura 3.6** Principales picos del espectro de masas de a)  $CH_4/H_2$ , b) descarga de  $CH_4/H_2$  y c) formación de haz de  $CH_4/H_2$ . Presión total en cámara de grabado  $6 \times 10^{-2}$  Pa, intensidad de arco 1.5 A, intensidad del solenoide 0.3 A, voltaje de arco 50-60 V y voltaje anódico 500 V.

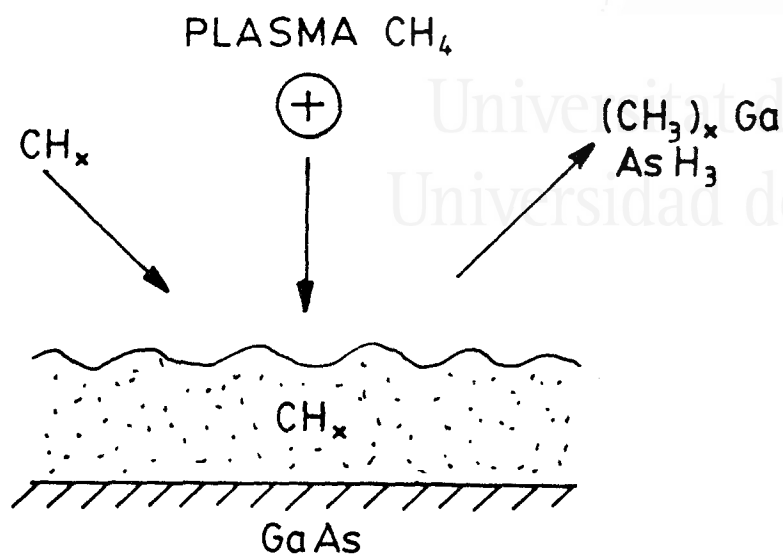


Figura 3.7 Durante el grabado de GaAs con haces iónicos hidrocarbonosos la especie  $\text{CH}_x$  se transfiere al sustrato a partir de la capa polimérica.

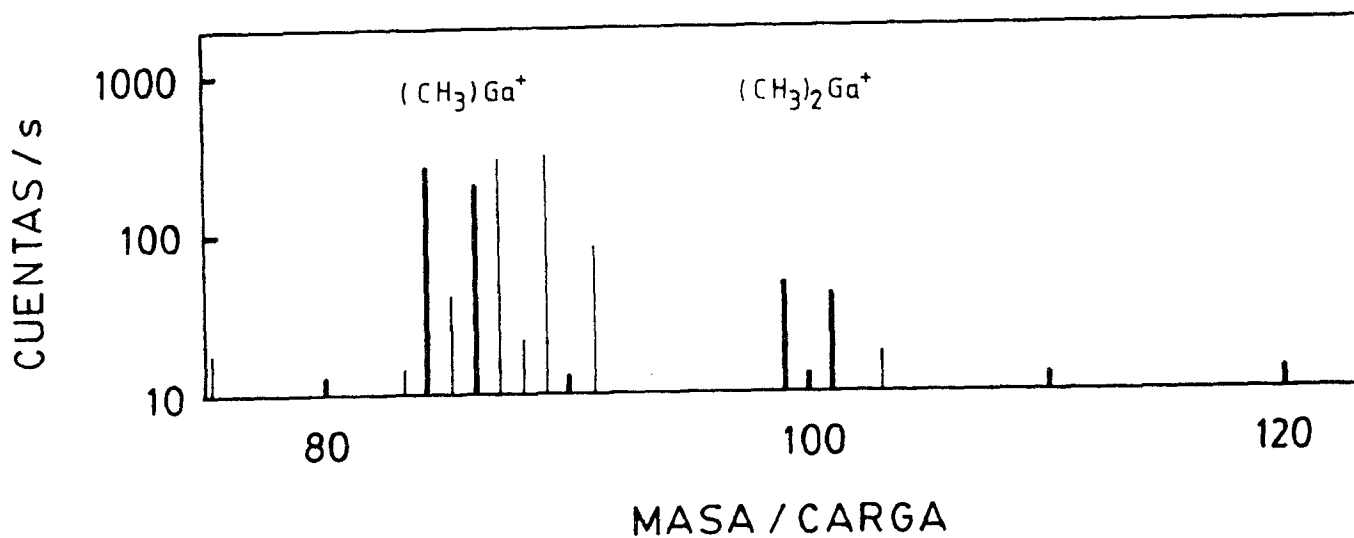


Figura 3.8 Espectro de masas de iones secundarios durante el bombardeo del semiconductor por haces iónicos de  $\text{CH}_4/\text{H}_2$ . Condiciones de trabajo iguales a la Figura 3.6.

donde (b) indica que el compuesto se encuentra ligado al blanco y (s) y (g) son los estados sólido y gaseoso.

El espesor de la capa carbonosa sobre el GaAs depende del gas de trabajo y de las condiciones de trabajo. En el caso extremo de altas concentraciones de material insaturado en la fase gaseosa se forman capas visibles de polímeros de un espesor suficiente como para detener el efecto del bombardeo iónico y evitar la difusión de productos de reacción desde la interficie tal y como quedó reflejado en la figura 2.10.

En presencia de bombardeo iónico estudiaremos qué sucede en la superficie si un flujo de iones - haz compuesto por iones  $CH_x^+/H_y^+$  - con energía cinética de aproximadamente 500 eV y un flujo de neutros y especies excitadas energéticas provenientes de la fuente de iones chocan contra una superficie de GaAs. Suponemos que la probabilidad de fijación de los iones es dependiente del material sobre el que golpean, bien sea GaAs o bien la película carbonosa y la probabilidad de fijación de neutros y especies excitadas es la misma en cualquier tipo de material, siendo despreciable la fijación de las especies del entorno gaseoso. También despreciaremos otros tipos de procesos como pueden ser la difusión superficial y la contribución de reacciones químicas espontaneas y pulverización física.

El ritmo de depósito de materia carbonosa sobre el blanco de GaAs será:

$$F_1 = J\Delta(x\alpha_c + (1-x)\alpha_s) + x\Gamma\alpha_n \quad (3.5)$$

$J\Delta$  es el flujo de iones carbonosos que llega al blanco donde  $J$  es el flujo de iones total y  $\Delta$  la fracción de iones carbonosos,  $x$  es la fracción de superficie cubierta con materia carbonosa y  $(1-x)$  el área libre de GaAs.  $\alpha_c$  y  $\alpha_s$  son los coeficientes de fijación de los iones carbonosos sobre la película carbonosa y sobre el blanco respectivamente.  $\Gamma\alpha_n$  son los neutros adheridos a la capa carbonosa existente sobre el GaAs donde  $\Gamma$  es el flujo de neutros y  $\alpha_n$  su coeficiente de fijación.

El ritmo de desaparición de materia carbonosa como consecuencia de su reacción química con el blanco será:

$$F_2 = J\epsilon x(1-x) \quad (3.6)$$

donde  $\epsilon$  es el coeficiente de reactividad química. El ritmo de desaparición de materia carbonosa debe de cumplir las condiciones de ritmo nulo cuando no hay ningún depósito carbonoso ( $x = 0$ ) sobre la superficie de GaAs y cuando esta superficie está completamente cubierta por el film polimérico ( $x = 1$ ).

El flujo neto de materia carbonosa sobre la superficie será:

$$F = F_1 - F_2 \quad (3.7)$$

Definamos ahora  $x$  como la razón  $z/z_0$  donde  $z$  es el espesor medio de la capa carbonosa en el tiempo  $t$  y  $z_0$  representa el espesor de la capa de carbón para el cual se impide la reacción química debido a razones de difusión de los productos de reacción y a la mínima influencia del efecto de bombardeo en la zona de reacción. Por tanto

$$n_c \frac{dz}{dt} = n_c z_0 \frac{dx}{dt} = F_1 - F_2 \quad (3.8)$$

donde  $n_c$  es la densidad atómica de la capa carbonosa. Sustituyendo:

$$n_c z_0 \frac{dx}{dt} = J\Delta(x\alpha_c + (1-x)\alpha_s) + x\Gamma\alpha_n + J\epsilon x(1-x) \quad (3.9)$$

$$= J\Delta\alpha_s + x(J\Delta(\alpha_c - \alpha_s) + \Gamma\alpha_n - J\epsilon) + x^2 J\epsilon \quad (3.10)$$

por comodidad en la resolución

$$n_c z_0 \frac{dx}{dt} = c + bx + ax^2 \quad (3.11)$$

donde

$$a = J\epsilon \quad (3.12)$$

$$b = J\Delta(\alpha_c - \alpha_s) + \Gamma\alpha_n - J\epsilon \quad (3.13)$$

$$c = J\Delta\alpha_s \quad (3.14)$$

reordenando términos

$$\frac{dx}{ax^2 + bx + c} = \frac{dt}{n_c z_0} \quad (3.15)$$

Por simplicidad suponemos que  $x = 0$  a  $t = 0$  y la solución a la ecuación será:

•  $R > 0$

$$\left[ \frac{1}{\sqrt{R}} \ln \frac{2ax + b - \sqrt{R}}{2ax + b + \sqrt{R}} \right]_0^x = \frac{t}{n_c z_0} \quad (3.16)$$

•  $R < 0$

$$\left[ \frac{2}{\sqrt{-R}} \tan^{-1} \frac{2ax + b}{\sqrt{-R}} \right]_0^x = \frac{t}{n_c z_0} \quad (3.17)$$

•  $R = 0$

$$\left[ \frac{-1}{a(x + \frac{b}{2a})} \right]_0^x = \frac{t}{n_c z_0} \quad (3.18)$$

donde  $R = b^2 - 4ac$ .

Si llamamos  $t_0$  al tiempo necesario para conseguir que la reacción se detenga ( $x = 1$ ), éste se podrá obtener a partir de las ecuaciones anteriores

•  $R > 0$

$$t_0 = \frac{n_c z_0}{\sqrt{R}} \left[ \ln \frac{2ab + b^2 + 2a\sqrt{R} - R}{2ab + b^2 - 2a\sqrt{R} - R} \right] \quad (3.19)$$

•  $R > 0$

$$t_0 = \frac{2n_c z_0}{\sqrt{-R}} \left[ \tan^{-1} \frac{2a + b}{\sqrt{-R}} - \tan^{-1} \frac{b}{\sqrt{-R}} \right] \quad (3.20)$$

•  $R = 0$

$$t_0 = n_c z_0 \left[ \frac{4a}{b(2a + b)} \right] \quad (3.21)$$

Durante el tiempo  $0 < t < t_0$  existirá una reacción interfacial entre el GaAs y la película carbonosa bombardeada que lo recubre. El flujo de átomos de Ga que reaccionan y abandonan la superficie será.

$$\frac{dn_{Ga}}{dA dt} = J\epsilon x(1 - x) = n_{Ga} \frac{dz_{Ga}}{dt} \quad (3.22)$$

donde  $n_{Ga}$  es la densidad atómica del GaAs y  $dz_{Ga}/dt$  el ritmo de grabado del GaAs.

La representación de la fracción de superficie cubierta frente al tiempo de grabado basándose en el modelo presentado se puede observar en la gráfica 3.9. Los parámetros empleados han sido los siguientes:



## parámetros del modelo

$$\begin{aligned}
 J &= 0.8 \text{ mA/cm}^2 = 4.8 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \\
 \alpha_s &= 0.04 \\
 \alpha_c &= 0.5 \\
 \Gamma\alpha_n &= 2.6n_c - J\Delta\alpha_c \\
 n_c &= 1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3} = 1 \times 10^{15} \text{ A}^{-1} \text{ cm}^{-2} \\
 \epsilon &= 0.63 \text{ obtenido a partir de las condiciones} \\
 &\quad dx/dt = 0 \text{ y } dz_{Ga}/dt = 1.7 \text{ A s}^{-1}
 \end{aligned}$$

## parámetros fijados antes del modelo

$$z_0 = 50 \text{ \AA}$$

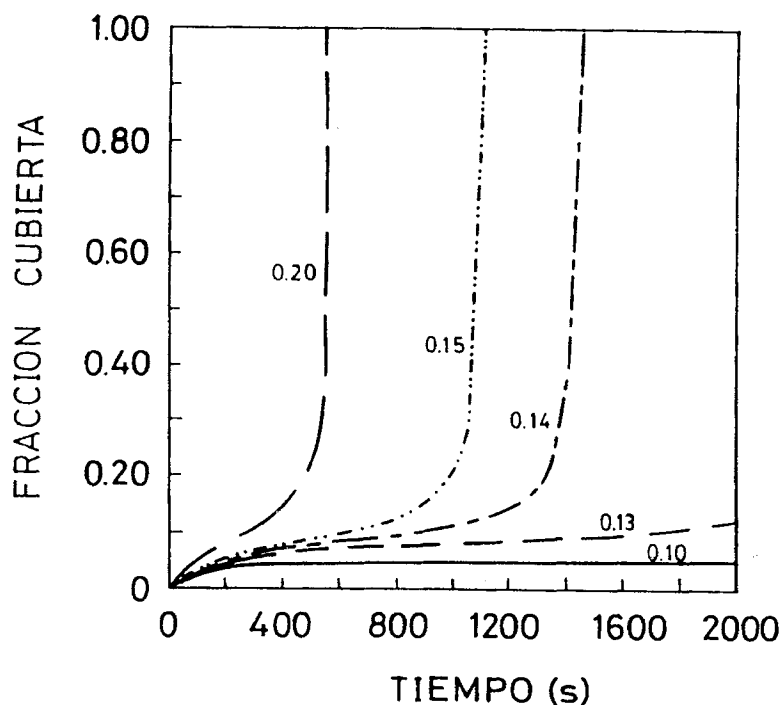


Figura 3.9 Representación de la fracción cubierta de superficie de GaAs como función del tiempo de grabado para diferentes fracciones de iones carbonosos.

Las ecuaciones (3.19), (3.20) y (3.21) están representadas en la figura 3.9 donde cada línea corresponde a un valor de la fracción de metano,  $\Delta$ , en el haz. Las ecuaciones predicen que se necesita un cierto valor mínimo ( $\Delta_{\text{mínimo}}$ ) de la concentración de  $CH_4$  para hacer que  $x$  sobrepase el valor 1.0. El valor del parámetro elegido aquí es  $\Delta_{\text{mínimo}} = 0.13$ . Si  $\Delta < 0.13$  la superficie de GaAs nunca se llegará a cubrir con una película carbonosa de espesor superior a 50  $\text{\AA}$  y el grabado continuará. Si  $\Delta > 0.13$  la superficie se cubrirá con una película carbonosa de espesor superior a 50  $\text{\AA}$  y el grabado se detendrá. En estos últimos valores de  $\Delta$  se puede hallar el tiempo,  $t_0$ , necesario para que el espesor de la película alcance 50  $\text{\AA}$ , encontrándose que a medida que crece  $\Delta$ ,  $t_0$  disminuye.

A la vista de estos datos, es posible conjeturar que la misma especie,  $CH_x$ , será la causante del grabado (formación de  $(CH_x)_3Ga$ ) y de la formación de polímero sobre la superficie de GaAs. En estas condiciones, el grabado-depósito estará relacionado con la intensidad de arco. Aunque al aumentar la intensidad de arco, la densidad de corriente en el centro de haz permanece prácticamente constante, la intensidad del haz aumenta. Es posible que haya un cambio de las especies generadas en el plasma aumentando las concentraciones de las especies  $CH_x^+$  y  $H^+$  siendo mayor, en proporción, el aumento de  $H^+$ . Si esto mismo ocurre en el haz, el blanco será sometido a un aumento de la especie bombardeante  $H^+$  y al ser una reacción asistida por bombardeo, es posible un aumento en la velocidad de reacción y por tanto del grabado.

### 3.3 Efecto de la Temperatura

La temperatura tiene una gran influencia en la química de un grabado. Realmente se debe distinguir entre temperatura del gas y temperatura de la superficie. La temperatura del gas es una función compleja de las condiciones de la descarga, calor de transferencia y fenómenos de transporte. Únicamente la temperatura de la superficie es realmente controlable. En nuestra discusión de la cinética suponemos que la constante de reacción química es una función de la temperatura. Así, la temperatura tiene un efecto dominante en el ritmo de grabado. La constante de reacción para reacciones químicas elementales varía normalmente con la temperatura de acuerdo con la expresión de Arrhenius,

$$K(T) = A(T)exp(-E/k_B T) \quad (3.23)$$

donde  $A$  es un término preexponencial que depende débilmente de la temperatura y  $E$  es la energía de activación. La energía de activación es la altura de la barrera de energía que los reactivos deben superar para aproximarse entre ellos y combinarse. El término exponencial es conocido como *factor de Arrhenius*. En este modelo suponemos dos procesos básicos, el primero es la incorporación de especies carbonosas, como iones o neutros que llegan al blanco, y segundo, la reacción química interfacial entre el blanco y las especies carbonosas del film que han sido activadas por el bombardeo del haz de iones. La reacción interfacial depende de la penetración del haz para activar las especies carbonosas en la interficie. Despreciaremos otros procesos como difusión superficial y la contribución de reacciones químicas espontáneas y pulverización física. Suponemos que el paso limitante es la extracción de Ga.

Los átomos del semiconductor extraídos por unidad de tiempo y área,  $R$ , de GaAs es proporcional a la densidad superficial del blanco GaAs,  $n_s$ , y a la densidad superficial de las especies carbonosas activadas cerca del blanco,  $n_f^*$ :

$$R = K n_s n_f^* \quad (3.24)$$

donde  $K$  es la constante de reacción.

El valor de  $n_f^*$  se puede definir como

$$n_f^* = n_f \theta_f^* \quad (3.25)$$

donde  $n_f$  es la densidad superficial del film carbonoso y  $\theta_f^*$  es la fracción activada de film carbonoso cerca del blanco de GaAs. Así, la ecuación (3.24) queda

$$R = K n_s n_f \theta_f^* \quad (3.26)$$

Suponemos que la fracción de especies activadas cerca de la superficie de GaAs es cero cuando no existe un film polimérico y cuando la superficie de GaAs se cubre con un film polimérico de espesor  $z_0$ , y máxima cuando el film polimérico tiene la mitad de este espesor. Se elige una expresión analítica simple

$$\theta = BJz(z_0 - z) \quad (3.27)$$

donde  $J$  es el flujo del haz de iones,  $z$  es el espesor del film polimérico y  $B$  es una constante. Entonces la ecuación (3.26) se puede escribir

$$R = Kn_s n_f BJz(z_0 - z) \quad (3.28)$$

El ajuste de los resultados experimentales, a una relación tipo Arrhenius, a temperaturas por debajo de 500 K, dibujada como una línea discontinua en la figura (3.10), produce una energía de activación de 0.21 eV. Suponiendo que para este rango de temperatura la fracción activada,  $\theta_f^*$ , es casi constante, la dependencia de la temperatura del ritmo de grabado,  $R$ , es aproximadamente la constante de reacción,  $K$

$$K = K_0 \exp\left(\frac{-E_K}{k_B T}\right) \quad (3.29)$$

Este procedimiento es satisfactorio para valores de  $\theta_f^*$  cerca del máximo, o condiciones experimentales óptimas del ritmo de grabado. Los valores de los parámetros deducidos a partir del ajuste se encuentran en la tabla 3.1.

Por encima de 500 K, la disminución del ritmo de grabado se puede explicar por la disminución de la fracción activada,  $\theta_f^*$ . En nuestro modelo esta variación, como la expresión (3.27) sugiere, está relacionada con la disminución del espesor de la capa carbonosa al aumentar la temperatura.

La dependencia con la temperatura del espesor del film carbonoso se obtiene a partir del balance neto de especies carbonosas,  $F_C$ , adsorbidas en la superficie,  $\Gamma_C$ , o extraídas por reacción de gasificación,  $R_C$ . Este flujo neto se puede escribir como

$$n_C \frac{dz}{dt} = F_C = \Gamma_C - R_C \quad (3.30)$$

donde  $n_C$  es la densidad atómica del carbón. El flujo extraído de átomos de carbón,  $R_C$ , es proporcional al flujo de átomos extraído de Ga, (Eq. 3.28).

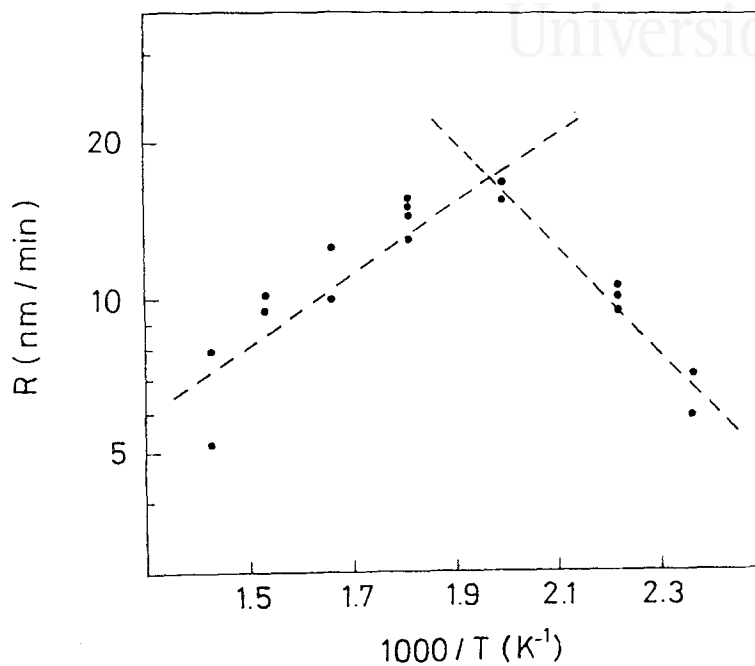
A partir de los datos experimentales del ritmo de grabado y la solución de esta ecuación diferencial, se estiman los valores de  $\Gamma_C$ . En el rango de temperaturas estudiado, por encima de 500 K (figura 3.10), estos valores muestran una dependencia tipo Arrhenius con una energía de activación de 0.13 eV, que se atribuye al coeficiente de fijación,  $\alpha$  para el flujo carbonoso,  $J_C$

$$\Gamma_C = \alpha J_C \quad (3.31)$$

donde

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{-E_\alpha}{k_B T}\right) \quad (3.32)$$

Los valores de los parámetros deducidos a partir del ajuste se presentan en la tabla 3.1 y las magnitudes de las energías de activación son similares a los presentados por Spencer *et al.* (Spencer 1990) o Deutsch *et al.* (Deutsch 1989).



**Figura 3.10** Ritmo de grabado de GaAs como función de la temperatura. Las líneas discontinuas muestran un comportamiento normal tipo Arrhenius a bajas temperaturas (pendiente negativa) y un comportamiento anómalo a altas temperaturas (pendiente positiva).



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

Parámetros del modelo	
$J$	$= 0.9 \text{ mA cm}^{-2} = 5.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$n_f$	$= 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
$n_s$	$= 2.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
$n_C$	$= 1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$
Parámetros fijados antes del ajuste del modelo	
$z_0$	$= 50 \text{ \AA} = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}$
Parámetros derivados del proceso de ajuste	
$B K_0$	$= 1.1 \times 10^{15} \text{ cm}^2$
$E_K$	$= 0.21 \text{ eV}$
$J_C \alpha_0$	$= 9.62 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$E_\alpha$	$= -0.13 \text{ eV}$

Tabla 3.1 Parámetros del modelo de grabado.



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

## Resumen

1. Se han descrito los fenómenos que ocurren en una fuente iónica de haz ancho, tipo Kaufman, y las características del haz generado.
2. Se ha utilizado la fuente tipo Kaufman para analizar las diferencias entre la densidad de corriente iónica medida y el flujo de corriente bombardeante en el blanco. Las discrepancias de estos valores se explican mediante un modelo de colisiones de intercambio de carga que tiene en cuenta las diferentes concentraciones de gas en la región próxima a la descarga y en la cámara de grabado.
3. Se ha estudiado el grabado seco de GaAs con haces iónicos de argón con objeto de verificar la linealidad entre la profundidad de grabado y la densidad de corriente del haz. También se ha grabado GaAs con haces de mezclas gaseosas  $Ar/CH_4$  como posible alternativa al grabado de GaAs con compuestos clorados.
4. Se ha estudiado el grabado seco de GaAs con haces iónicos de  $CH_4/H_2$  con objeto de caracterizar el proceso. Se ha analizado el efecto de las variables independientes en la profundidad de grabado utilizando un diseño experimental basado en una Metodología de Superficies de Respuesta.
5. Se ha estudiado la dependencia de la profundidad de grabado del GaAs con la temperatura del blanco para un sistema de haz iónico proveniente de una descarga de mezcla de gases reactivos  $CH_4/H_2$ .
6. Se ha presentado un análisis de la influencia de la velocidad de bombeo en el proceso de grabado de GaAs. Se han estudiado dos situaciones de velocidad de bombeo manteniendo constante la presión en la cámara de grabado correspondientes a la posición de la válvula completamente abierta y quasi-cerrada.
7. Se ha desarrollado un modelo para explicar la interacción haz iónico-GaAs basado en la formación de una capa de depósito polimérico sobre la superficie de GaAs y que, al ser bombardeada por el haz, potenciará la reacción química polímero-sustrato.



## Conclusiones y Proyección Futura

- La generación de iones en una fuente iónica de haz ancho es esencialmente independiente de la naturaleza o localización del blanco. Los iones del haz tienen una dirección, densidad y energía bien definidas; además, todos estos parámetros se pueden controlar independientemente. En la práctica, el hecho de controlar la dirección del haz se utiliza principalmente para conseguir el perfil de grabado más adecuado.
- Iniciar la descarga en una fuente de iones, en condiciones normales de trabajo, es relativamente fácil y se producen más iones por amperio de corriente de descarga si se utiliza un voltaje de descarga alto. Sin embargo, si aumentamos el voltaje de descarga conseguimos aumentar la proporción en la descarga de iones doblemente cargados y éstos se acelerarán con doble energía y por tanto, penetrarán más profundamente cuando golpeen el blanco y el daño que pueden producir será mayor. En suma, se debe de utilizar un voltaje de descarga que minimize el daño del blanco.
- Una excesiva intensidad de corriente iónica recogida por la rejilla aceleradora produce su erosión, deteriorando rápidamente la rejilla y contaminando el blanco con el material proveniente de la pulverización. Para estar seguros de cual debe de ser el nivel de corriente máximo, es necesario distinguir entre la dos componentes de la corriente recogida por la rejilla aceleradora: intercambio de carga y choque directo. En operación normal esta corriente será únicamente debida al intercambio de carga.
- Es necesario un perfecto alineamiento de las rejillas que componen la óptica iónica: pantalla, aceleradora y deceleradora, ya que de no ser así, la distribución del campo afectará a las trayectorias de los iones extraídos provocando la desviación del haz.
- El haz de iones ancho generado en nuestro sistema posee un diámetro aproximado de 5 cm. Las densidades de corriente en el centro del haz e intensidades del haz medidas en el lugar de colocación del blanco abarcan un rango bastante amplio, obteniendo valores desde 0.05 hasta 1.8 mA/cm<sup>2</sup> y desde 5 hasta 60 mA respectivamente. La uniformidad del haz, medido como la razón altura/anchura del perfil del haz, es máxima para valores de corriente del solenoide comprendida entre 0.4 y 0.7 A e intensidad de arco entre 2 y 2.4 A, siendo prácticamente inapreciable el efecto del valor del voltaje aplicado a la rejilla aceleradora, salvo a valores proximos a cero.
- La profundidad de grabado de GaAs mediante haces iónicos procedentes de descargas de Ar varía linealmente con el tiempo en el rango 5 - 30 min y con la densidad de corriente en el rango 0.05 - 0.3 mA/cm<sup>2</sup>, encontrándose un rendimiento de grabado de 1900 Å/min/mA/cm<sup>2</sup> para un haz iónico de 500 eV y una presión en la cámara de grabado de 0.025 Pa. La adición de CH<sub>4</sub> en la descarga de argón produce un descenso

en el ritmo de grabado formando un depósito sobre el GaAs con porcentajes de metano superiores al 80 %.

- La profundidad de grabado de GaAs mediante haces iónicos procedentes de descargas de  $H_2$  varía linealmente con el tiempo en el rango 10 – 30 min obteniéndose un ritmo de grabado de  $30 \text{ \AA}/\text{min}$  para una densidad de corriente de  $0.8 \text{ mA}/\text{cm}^2$ , 500 V de voltaje anódico y una presión en la cámara de grabado de 0.06 Pa.
- La dependencia de la profundidad de grabado de GaAs, mediante haces iónicos reactivos procedentes de descargas de mezcla de gases  $CH_4/H_2$ , no es siempre lineal con el tiempo presentando tres comportamientos experimentales diferentes, obteniéndose grabado o depósito carbonoso dependiendo de las condiciones de operación. El ritmo de grabado máximo utilizando esta mezcla de gases es del orden de  $80 - 90 \text{ \AA}/\text{min}$ , obtenido bajo las condiciones de 13 % de  $CH_4$ , 1.5 A de intensidad de arco y 0.3 A de intensidad del solenoide. El ritmo de depósito máximo es del orden de  $100 - 110 \text{ \AA}/\text{min}$ , obtenido bajo las condiciones de 18 % de  $CH_4$ , 1.25 A de intensidad de arco y 0.2 A de corriente del solenoide. En ambos casos la densidad de corriente es  $0.6 - 0.8 \text{ mA}/\text{cm}^2$ , el voltaje anódico 500 V y la presión en la cámara de grabado 0.06 Pa.
- La dependencia de la profundidad de grabado de GaAs con la temperatura del blanco en el rango 423 – 700 K para un sistema de haz iónico proveniente de una descarga de mezcla de gases reactivos  $CH_4(13\%)/H_2$  presenta un máximo próximo a 500 K con un ritmo de grabado del orden de  $160 - 170 \text{ \AA}/\text{min}$ . Por debajo de esta temperatura el ritmo de grabado muestra una dependencia exponencial con la temperatura con una energía de activación de 0.21 eV y por encima de 500 K, con una energía negativa de -0.13 eV. En todos los casos se han utilizado las condiciones de trabajo que evitan la formación de depósito sobre el blanco.
- La dependencia de la profundidad de grabado con la velocidad de bombeo presenta dos situaciones claramente diferentes. Para bajas velocidades de bombeo se observa un grabado con un ritmo constante de  $72 \text{ \AA}/\text{min}$  para las condiciones experimentales utilizadas (13 % de  $CH_4$ , 1.5 A de corriente de arco y 0.3 A de corriente del solenoide). Para valores altos de la velocidad de bombeo se observa la formación de un depósito con una dependencia no lineal del espesor con el tiempo. Un modelo sencillo de la descarga  $CH_4/H_2$  se utiliza para explicar estos resultados experimentales. Las concentraciones calculadas de las especies iónicas carbonosas muestran una fuerte dependencia con la velocidad de bombeo – diferente tiempo de residencia de las moléculas de  $CH_4$  – sugiriendo la existencia de dos regímenes de operación de la fuente de iones.
- Los datos experimentales de grabado de GaAs y los espectros de masas sugieren que la misma especie,  $CH_x$ , es la causante tanto del grabado como de la formación del depósito. Se propone un modelo de grabado basado en la formación de una delgada capa carbonosa al incidir las especies  $CH_x$  sobre la superficie de GaAs. El bombardeo iónico estimulará la reacción entre las especies hidrocarbonadas insaturadas y el blanco. Los elementos del blanco se volatilizarán como compuestos organometálicos del grupo III e hidruros del grupo V. El espesor de la capa carbonosa dependerá del gas y de las condiciones de trabajo. El modelado de la evolución del espesor de esta capa carbonosa nos lleva a la predicción de un cierto valor máximo de la concentración de las especies



carbonosas en el haz (13 % de  $CH_4$ ) para que el grabado continúe dentro del margen de tiempos estudiado.

- El ajuste de los resultados experimentales de grabado de GaAs en función de la temperatura del blanco a un modelo sencillo, nos ha permitido obtener los valores de los términos preexponenciales de la dependencia con la temperatura de la constante de reacción ( $BK_0 = 1.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ) y del coeficiente de fijación ( $J_c \alpha_0 = 9.62 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ).

Tomando como base los resultados obtenidos en el grabado de GaAs con haces iónicos reactivos de  $CH_4/H_2$  recogidos en este trabajo, una posible continuación sería la adición a la descarga de nuevos elementos que favorezcan/eviten el grabado. Así por ejemplo está en proyecto añadir oxígeno, pues al parecer aumenta la concentración de especie mordiente, reduce el depósito de polímero, activa la superficie, inhibe la recombinación del radical hidrógeno en las paredes de la cámara de descarga,... . Se utilizará bajo las formas  $O_2 + CH_4 + H_2$ ,  $(CH_3)_2O$  ó  $(CH_3)_2CO$ . Así mismo se sustituirá el empleo de  $H_2$  por  $He$  con objeto de disminuir su efecto sobre la formación de polímeros. En cada caso se evaluarán tanto los productos como los reactivos de la extracción química mediante un cuadrupolo de masas (HAL) disponible en el sistema. Por último queda una puerta abierta al empleo de hidrocarburos de mayor peso molecular, así como iniciar el grabado de materiales III-V mediante la técnica de grabado por haz de iones asistido químicamente (IBAE, CAIBE).



## Referencias

- Adachi 1984–S. Adachi, K. Oe, *J. Electrochem. Soc.*, **131**, 126 (1984).
- Allen 1986–K.D. Allen, H.H. Sawin, M.T. Mocella, M.W. Jenkins, *J. Electrochem. Soc.*, **11**, 2315 (1986).
- Aston 1986–G. Aston, *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, 1325, (1981).
- Balloom 1986–M. Balloom, D.R. Olander, W.J. Siekhans, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B4**, 794 (1986).
- Bollinger 1980–D. Bollinger y R. Fink, *Solid State Technology*, **11**, 79 (1980).
- Box 1978–G.E.P. Box, W.G. Hunter, J.S. Hunter in *Statistic for Experimenters, an Introduction to Design, Data Analysis and Model Building* (John Wiley and Son, EE.UU., 1978).
- Box 1987–G.E.P. Box, N.R. Draper in *Empirical Model-Building and Response Surface* (John Wiley and Son, EE.UU. 1987).
- Burton 1982–R.H. Burton, G. Smolinsky, *J. Electrochem. Soc.*, **129**, 1599 (1982).
- Burton 1983–R.H. Burton, C.L. Hollien, L. Marchut, S.M. Abys, G. Smolinsky, R.A. Gottscho, *J. Appl. Phys.*, **54**, 6663 (1983).
- Cater 1989–A.J. Cater, D. Thomas, D.V. Morgan, J.K. Dhardawaj, A.M. McQuarrie, M.A. Stephens, *IEE Proceedings*, **136**, 2 (1989).
- Collot 1990–P. Collot, C. Gaonach, *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 237 (1990).
- Cuomo 1989–J.J. Cuomo, S.M. Rossnagel y H.R. Kaufman in *Handbook of Ion Beam Processing Technology*, editado por ellos mismos (Noyes Publications, New Jersey, 1989).
- Chang 1985–H.L. Chang, L.G. Meiners, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B3**, 25 (1985).
- Chen 1986–W.X. Chen, L.M. Walpita, C.C. Sun y W.S.C. Chang, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B4**, 701 (1986).
- Cheung 1987–R. Cheung, S. Thoms, S.P. Beamont, G. Doughty, V. Law, C.D.W. Wilkinson, *Electronics Letters*, **23**, 857 (1987).
- Child 1911–C.D. Child, *Phys. Rev.*, **32**, 492 (1911).
- Chinn 1983–J.D. Chinn, A. Fernandez, I. Adesida, E.D. Wolf, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A1**, 701 (1983).
- Deusch 1989–H. Deutsch, H. Kersten, A. Rutscher, *Contrib. Plasma Phys.*, **29**, 163 (1989).
- Donnelly 1982–V.M. Donnelly, D.L. Flamm, C.W. Tu, D.E. Ibbotson, *J. Electrochem. Soc.*, **129**, 2533 (1982).
- Flamm 1989– D.L. Flamm in *Plasma Etching* editado por D.M. Manos y D.L. Flamm (Academic Press, London, 1989).
- Franz 1990–G. Franz, *J. Electrochem. Soc.*, **137**, 2896 (1990).
- Gardner 1981–W.L. Garner, J.H. Whealton, *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, 1625 (1981).
- Geis 1981–M.W. Geis, G.A. Lincoln, N. Efremow, W.J. Piacentini, *J. Vac. Sci. Technol.*, **19**, 1043 (1981).
- Goldstein 1886–E. Goldstein, *Berl. Ber*, **39**, 691 (1886).

- Gottscho 1982—R.A. Gottscho, G. Smolinsky, R. Burton, *J. Appl. Phys.*, **53**, 5908 (1982).
- Harper 1980—J.M.E. Harper, notas del curso *Applications of low energy ions beams to etching, deposition and modifications of thin film material*, 1980.
- Harper 1981—J.M.E. Harper, J.J. Cuomo, P.A. Leary, G.M. Summa, H.R. Kaufman y F.J. Bresnaek, *J. Electrochem. Soc.*, **128**, 1077 (1981).
- Harper 1982—J.M.E. Harper, J.J. Cuomo y H.R. Kaufman, *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**, 737 (1982).
- Hayes 1989—T.R. Hayes. *J. Vac. Sci. Technol.*, **B7**, 1130 (1989).
- Henry 1987—L. Henry, C. Vaudry, *Electronics Letters*, **23**, 1253 (1987).
- Ibbotson 1984—D.E. Ibbotson, J.A. Mucha, J.A. Donnelly, D.E. Flamm, *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 1129 (1984).
- Ibbotson 1988—D.E. Ibbotson, *Pure and Appl. Chem.*, **60**, 703 (1988).
- Ibbotson 1988a—D.E. Ibbotson, D.L. Flamm, *Solid State Technol.*, **11**, 105 (1988).
- Ishikawa 1982—J. Ishikawa, F. Sano y T. Takagi, *J. Appl. Phys.*, **53**, 6018 (1982).
- Kaufman 1971—H.R. Kaufman y A. J. Cohen, *NASA TM X-67921* (1971).
- Kaufman 1971a—H.R. Kaufman, *Colorado State University, Ph. D. Thesis* (1971).
- Kaufman 1978—H.R. Kaufman, *J. Vac. Sci. Technol.*, **15**, 272 (1978).
- Kaufman 1979—H.R. Kaufman, J.M.E. Harper y J.J. Cuomo, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**, 899 (1979).
- Kaufman 1982—H.R. Kaufman y R. S. Robinson, *AIAA*, **20**, 745 (1982).
- Kaufman 1982a—H.R. Kaufman, J. J. Cuomo, J. M. E. Harper, *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**, 725 (1982).
- Kaufman 1984—H.R. Kaufman, *Fundamentals of Ion-Source Operation* (Commonwealth Scientific Corp., Alexandria, Virginia, 1984).
- Kaufman 1986—H.R. Kaufman, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A4**, 764 (1986).
- Kaufman 1989—H.R. Kaufman, *Conferencia invitada en International Conference on Ion Sources*, Julio, Berkeley, California (1989).
- Kaufman 1989a—H.R. Kaufman, W.E. Hugles, R.S. Robinson, G.R. Thompson, *Nuclear Instruments and Method in Physics Research*, **B37**, 98 (1989).
- Knoedles 1986—C.M. Knoedles, T.F. Kuech, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B4**, 1233 (1986).
- Koeppe 1986—J.A. Koeppe, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A4**, 1013 (1986).
- Korzec 1988—D. Korzec, K Schmitz y J. Engemann, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B6**, 263 (1988).
- Korzec 1989—D. Korzec y J. Engemann, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B7**, 1448 (1989).
- Law 1989—V.J. Law, G.A.C. Jones, D.A. Ritchie, D.C. Peacock, J.E.F. Frost, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B7**, 1479 (1989).
- Law 1989a—V.J. Law, G.A.C. Jones, *Semicond. Sci. Technol.*, **4**, 833 (1989).
- Law 1990—V.J. Law, G.A.C. Jones, N.K. Patel, M. Tewordt, *Microelectronic Engineering*, **11**, 611 (1990).
- Law 1990a—V.L. Law, G.A.C. Jones, M. Tewordt, *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 1001 (1990).
- Law 1990b—V.L. Law, G.A.C. Jones, M. Tewordt, *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, (1990).
- Law 1990c—V.S. Law, G.A.C. Jones, M. Tewordt, *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 281 (1990).
- Law 1991—V.S. law, M. Tewordt, S.G. Ingram, G.A.C. Jones, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B9**, 1449 (1991).
- Lee 1984—R.E. Lee in *VLSI Electronic, Plasma Processing for VLSI*, editado por N.G. Einspruch (Academic Press Inc., London, 1984).
- Lincoln 1983—G.A. Lincoln, M.W. Geis, W.S. Hobson, A.P. Perley, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B1**, 1390 (1983).

- Lossy 1988—R. Lossy y J. Engemann, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B6**, 284 (1988).
- Maa—J. Maa, H. Gossenberger, L. Hammer, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B8**, 581 (1990).
- Matsui 1988—T. Matsui, H. Sugimoto, T. Ohishi, H. Ogata, *Electronics Letters*, **24**, 798 (1988).
- Matsunami 1984—M. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Iticawa, N. Itoh, Y. Kazumata, S. Miyagawa, K. Morita, R. Shimizu, H. Tawara, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **31**, 1 (1984).
- Mahi 1987—B. Mahi, Y. Arnal, C. pomot, *J. Vac. Sci. technol.*, **B5**, 657 (1987).
- Niguebrugge 1985—U. Niguebrugge, M. Klug, G. Garen, *Inst. Phys. Conf. Se.*, **79**, 367 (1985).
- Okubora 1986—A. Okubora, J. Kasahara, M. Arai, N. Watanabe, *J. Appl. Phys.*, **60**, 1501 (1986).
- Pearton 1989—S.J. Pearton, M.S. Vasite, K.J. Jones, K.T. Short, E. Lane, T.R. Fullowan, D.E. Von Neida y N.M. Haegel, *J. Appl. Phys.*, **65**, 1281 (1989).
- Pearton 1989a—S.J. Pearton, U.K. ChaKrabarti, W.S. Hobson, *J. Appl. Phys.*, **66**, 2061, 1989.
- Pearton 1989b—S.J. Pearton, W.S. Hobson, K.J. Jones, *J. Appl. Phys.*, **66**, 5009 (1989).
- Pearton 1989c—S.J. Pearton, W.S. Hobson, *J. Appl. Phys.*, **66**, 5018 (1989).
- Pearton 1989d—S.J. Pearton, A.B. Emerson, V.K. Chakrabarti. E. Lane, K.J. jones, K.T. Short, A.E. White, T.R. Fullowan, *J. Appl. Phys.*, **66**, 3839 (1989).
- Pearton 1990—S.J. Pearton, W.S. Hobson, U.K. Chakrabarti, G.E. DErkits, A.P. Kinsella, *J. Electrochem. Soc.*, **137**, 3892 (1990).
- Pearton 1990a—S.J. Pearton, U.K. Chakrabarti, W.S. Hobson, A.P. Perley, *J. Electrochem. Soc.*, **137**, 3188 (1990).
- Pearton 1990b—S.J. Pearton, W.S. Hobson, *J. Appl. Phys.*, **56**, 2186 (1990).
- Pearton 1990c—S.J. Pearton, W.S. Hobson, C.A. Baiocchi, A.B. Emerson, *J. Vac. Sci. Thnol.*, **B8**, 57 (1990).
- Powell 1981—R.A. Powell y D.F. Downey in *Dry Etching for Microelectronics*, editado por R.A. Powell (North Hollalnd Physics Publisng, The Netherlans, 1981).
- Robinson 1979—R.S. Robinson, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**, 185 (1979).
- Rossnagel 1990—S.M. Rossnagel, J.J. Cuomo y W.D. Westwood en *Handbook of Plasma Pro-cesing Technology*, editado por ellos mismos (Noyes Publicacions, New Jersey, 1990).
- Scherer 1987—A. Scherer, H.G. Craighead, E.D. Beebe, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B5**, 1599 (1987).
- Smolinsky 1981—G. Smolinsky, R.P. Chang, T.M. Mayer, *J. Vac. Sci. Technol.*, **18**, 12 (1981).
- Spencer 1990—J.E. Spencer, T.R. Schimert, J.H. Dinan, D. Endres, T.R. Hayes, *J. Vac. Sci. Technol*, **B8**, 1075 (1990).
- Thomson 1910—J.J. Tomson, *Phil. Mag.*, **20**, 752 (1910).
- Thomson 1911—J.J. Tomson, *Phil. Mag.*, **21**, 225 (1911).
- Todokoro 1990—T. Todokoro, F. Koyama, K. Iga, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B7**, 1111 (1989).
- Vályi 1977—L. Vályi en *Atom and Ion Sources*, editado por Jhon Wiley and Son (Akadémiai Kiadó, Budapest, 1977).
- Villalvilla 1989—J.M. Villalvilla, C. Santos y J.A. Vallés-Abarca, *Vacuum*, **39**, 683 (1989).
- Villalvilla 1991—J.M. Villalvilla, J.C. Moreno-Marín, J.A. Vallés-Abarca, *Le Vide, Les Couches Minces*, **256**, 38 (1991).
- Villalvilla 1992—J.M. Villalvilla, C. Santos, J.A. Vallés-Abarca, *Vacuum*, en prensa (1992).
- Villalvilla 1992a—J.M. Villalvilla, C. Santos y J.A. Vallés-Abarca, será publicado.
- Villalvilla 1992b—J.M. Villalvilla, C. Santos y J.A. Vallés-Abarca, será publicado.
- Vodjdani 1987—N. Vodjdani, P. Parrens, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B5**, 1591 (1987).
- Wien—W. Wien, *Ann. d. Phys.*, **8**, 260 (1902).