

UNIVERSIDAD DE GRANADA
FACULTAD DE CIENCIAS



Departamento de Electrónica
y Tecnología de Computadores

ANALISIS DE LA DEGRADACION DEL
SISTEMA Si - SiO₂ PRODUCIDA POR
INYECCION FOWLER - NORDHEIM

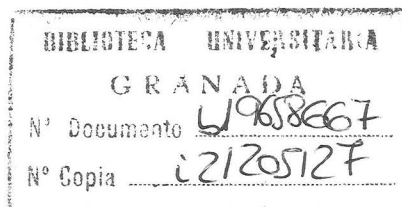
TESIS DOCTORAL

Juan A. López Villanueva

Granada, 1990



ANALISIS DE LA
DEGRADACION DEL SISTEMA
Si-SiO₂ PRODUCIDA POR
INYECCION FOWLER-NORDHEIM



Memoria presentada por
D. Juan A. López Villanueva
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas

Granada, Julio de 1990

D. Juan Antonio López Villanueva, autor de la Tesis Doctoral titulada "ANALISIS DE LA DEGRADACION DEL SISTEMA Si-SiO₂ PRODUCIDA POR INYECCION FOWLER-NORDHEIM", dirigida por el Dr. D. Juan E. Carceller Beltrán, comunica que dicha Tesis ha sido defendida el día 22 de Noviembre de 1990, ante el tribunal compuesto por los siguientes miembros:

- Presidente: Dr.D. Francisco Serra Mestres
- Vocal: Dr.D. Juan Barbolla Sancho
- Vocal: Dr.D. Luis Bailón Vega
- Vocal: Dr.D. Juan R. Morante Lleonart
- Secretario: Dr.D. Pedro Cartujo Estébanez

habiéndosele concedido la calificación de "APTO CUM LAUDE".

Por lo que solicita le sea tramitada la expedición del Título de Doctor en Ciencias.

Granada, 23 de Noviembre de 1990



Fdo: Juan A. López Villanueva



Tlfn. 958 - 24 32 30

Fax: 958 - 27 42 58

DEPARTAMENTO DE ELECTRONICA Y TECNOLOGIA
DE COMPUTADORES
FACULTAD DE CIENCIAS
Universidad de Granada
GRANADA

Dr. Dn. Juan Enrique CARCELLER BELTRAN, Catedrático de
Electrónica del Departamento de Electrónica y Tecnología
de Computadores de la Universidad de Granada

C E R T I F I C A

Que el trabajo de investigación que se refleja en la memoria "Análisis De La Degradación del Sistema Si-SiO₂ Producida por Inyección Fowler-Nordheim", presentada por Dn. Juan Antonio LOPEZ VILLANUEVA para optar al Grado de Doctor en Ciencias Físicas ha sido realizada en su totalidad bajo mi dirección en este Departamento.

Granada, 9 de Julio de 1990

A Irene e Irene

A mis padres.

Este trabajo se ha realizado en el Departamento de Electrónica y Tecnología de Computadores de la Universidad de Granada, bajo la dirección de D. Juan E. Carceller Beltrán, y se enmarca dentro de una de las líneas de investigación del Grupo de Caracterización de Dispositivos Electrónicos de este Departamento.

Quiero manifestar mi agradecimiento a todas las personas que han prestado su colaboración.

A D. Pedro Cartujo Estébanez, director del departamento, por su continuo apoyo y por permitirme disponer de todos los medios necesarios para la realización del trabajo.

A mi director, D. Juan E. Carceller Beltrán por su eficiente y atenta dirección y por sus valiosos consejos y fructíferas orientaciones.

A los compañeros del Centro Nacional de Microelectrónica de Barcelona por su esmerada elaboración de las muestras.

A mis compañeros D. Juan A. Jiménez Tejada, D. Jesús Banqueri Ozáez y D. Ignacio Melchor Ferrer por su colaboración y ayuda y por las interesantes discusiones mantenidas. A todos los compañeros del departamento que me han soportado en los momentos difíciles, muchas gracias.

INDICE:

1.- INTRODUCCION. DEGRADACION DE SISTEMA Si-SiO ₂	1
1.1.- Introducción	1
1.2.- Propiedades del sistema Si-SiO ₂	4
1.2.1.- Estructura del SiO ₂	4
1.2.2.- Propiedades de la interface Si-SiO ₂	12
1.3.- Causas de degradación	21
1.3.1.- Degradación debida a inyección en zonas con altos campos eléctricos	23
1.3.2.- Degradación debida a efectos de la radiación ..	26
1.4.- Efectos sobre los dispositivos y tecnología de endurecimiento	30
2.- DESCRIPCION Y CARACTERIZACION DE LAS MUESTRAS ESTUDIADAS	35
2.1.- Descripción de las muestras	35
2.1.1.- Proceso tecnológico	37
2.1.2.- Distribución de impurezas resultante	41
2.2.- Caracterización mediante técnicas capacitivas	47
2.2.1.- Medida del espesor del óxido y de la resistencia serie	48
2.2.2.- Determinación del perfil de impurezas, de la densidad de estados superficiales y de la carga en el óxido	54
2.3.- Curvas C(V) a bajas temperaturas	68

A) Curva con polarización descendente	70
B) Curva con polarización ascendente	73
2.4.- Método de la conductancia	94
3.- INYECCION Y ATRAPAMIENTO DE CARGA EN EL OXIDO	99
3.1.- Inyección túnel Fowler-Nordheim	99
3.2.- Inyección Fowler-Nordheim en presencia de carga	
atrapada en el óxido	110
3.2.1.- Carga atrapada fuera de la barrera túnel	112
3.2.2.- Carga atrapada dentro de la zona de la	
barrera túnel	114
3.3.- Cinética del atrapamiento de carga en el óxido	118
3.3.1.- Cinética de primer orden	118
3.3.2.- Modelos de atrapamiento-liberación de carga ...	122
3.3.3.- Localización de la carga atrapada	126
3.4.- Extensión del método de inyección con corriente	
constante	132
3.5.- Resultados experimentales	143
3.5.1.- Montaje experimental	143
3.5.2.- Curvas corriente-tensión	145
3.5.3.- Atrapamiento de carga en el óxido	150
3.5.4.- Dependencia de la carga atrapada con las	
condiciones de inyección	161
4.- DEGRADACION Y RUPTURA DEL SiO ₂	171
4.1.- Introducción	171
4.2.- Relación entre atrapamiento de carga y ruptura	175

4.2.1.- Atrapamiento de carga negativa	176
4.2.2.- Atrapamiento de carga positiva	178
4.2.3.- Generación de nuevas trampas electrónicas	178
4.3.- Resultados experimentales	180
5.- GENERACION DE ESTADOS SUPERFICIALES	191
5.1.- Introducción	191
5.2.- Observaciones experimentales y modelos	193
5.2.1.- Modelos	193
5.2.2.- Dependencia con el tiempo, el campo eléctrico y la temperatura	195
5.2.3.- Relación entre huecos atrapados y estados superficiales	197
5.2.4.- Picos característicos. Transformación de los defectos	201
5.2.5.- Influencia del material de puerta	203
5.3.- Resultados experimentales	205
CONCLUSIONES	221
BIBLIOGRAFIA	225
APENDICE A	233
APENDICE B	243
APENDICE C	247

1.- INTRODUCCION: DEGRADACION DEL SISTEMA Si-SiO₂.

1.1.- Introducción.

El alto nivel de desarrollo de la tecnología del silicio ha sido posible, fundamentalmente, gracias a las excelentes propiedades del sistema Si-SiO₂, esto es, a la unión de un semiconductor de propiedades adecuadas con un aislante con buenas características eléctricas y mecánicas que, además, es su propio óxido. Según Goetzberger [Prólogo de la Ref.1] "la gran expansión de la tecnología del Silicio hasta alcanzar un mercado de 20 billones de dólares no se debe exclusivamente a las propiedades del silicio, ya que existen otros semiconductores con un ancho de la banda prohibida más apropiado, con mayores movilidades de portadores o con otros parámetros físicos mejor adaptados para aplicaciones específicas. Las razones de la citada expansión están en las ventajas del sistema Silicio-Dióxido de silicio que permite una pasivación de las superficies evitando fuentes importantes de inestabilidad como son la alta velocidad de recombinación superficial o las inestabilidades superficiales en general que sufren otros semiconductores". Además, este sistema permite la realización de dispositivos MOS, siendo el SiO₂ parte integrante de los dispositivos electrónicos e incluso un agente importante en la propia tecnología de fabricación.

Se puede decir que la interface Si-SiO₂ es la más estable y la mejor controlable de las conocidas hoy, aunque esta gran estabilidad de

los dispositivos de silicio no es intrínseca sino que se ha conseguido a lo largo de un lento desarrollo tecnológico [2]. Sin embargo, la presencia de procesos físicos que degradan las características del óxido y de la interface afecta negativamente a la calidad del sistema Si-SiO₂, y con ello a las propiedades de los dispositivos en los que este sistema es parte eléctricamente activa. Tales mecanismos, que con las tendencias recientes de la Microelectrónica no deben considerarse inusuales, se producen entre otras circunstancias:

- Durante la propia operación de los dispositivos, ya que la mayor densidad de integración ha conducido a estructuras en las cuales el óxido soporta altos niveles de estrés térmico y eléctrico.

- Durante el proceso tecnológico de fabricación. La miniaturización de los dispositivos ha hecho necesaria la incorporación de procesos agresivos como son la implantación iónica, las litografías con fuentes altamente energéticas (rayos X o haces electrónicos), o la utilización de plasmas.

- Mediante el uso en entornos hostiles (militares, nucleares, espaciales).

Por consiguiente, el conocimiento y control de los mecanismos de degradación del sistema Si-SiO₂ es importante desde el punto de vista de la tecnología electrónica puesto que han de tenerse en cuenta en aspectos diversos como son el diseño de dispositivos electrónicos, el proceso de fabricación, la caracterización de materiales, la garantía de calidad y fiabilidad, etc. Pero también es importante desde el punto de vista de la ciencia de materiales y de la electrónica, en concreto en aspectos relacionados con defectos en películas de óxido, transporte de portadores de carga a través de aislantes, efectos de la radiación,

estructuras de enlace, etc. Debido a esta importancia se han celebrado varios congresos específicos y editado un gran número de textos especializados. Una muestra de los más recientes son las referencias 1, 3 y 4.

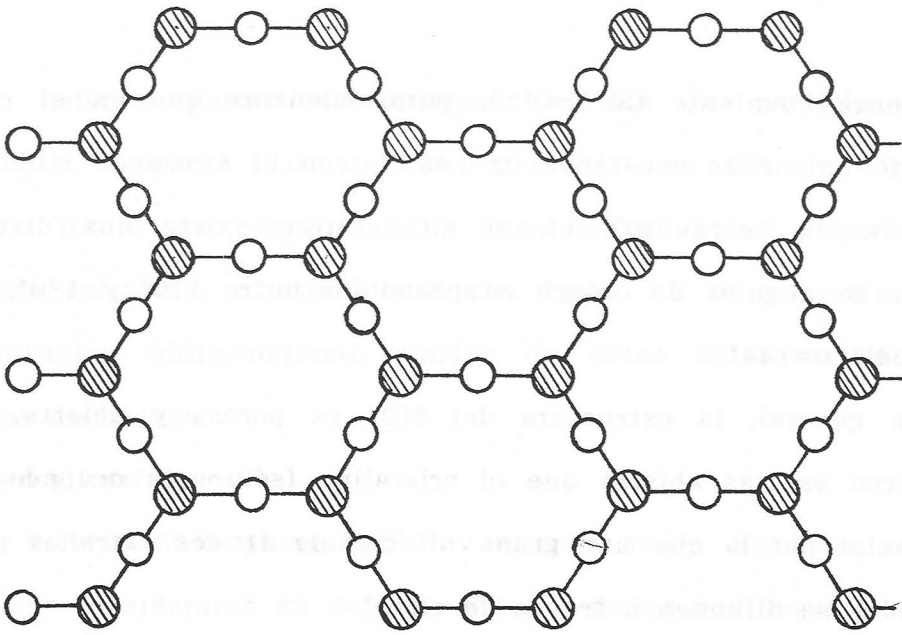
En este capítulo analizamos las propiedades básicas del sistema Si-SiO₂, las posibles causas de degradación y los efectos que ésta pueda tener sobre los dispositivos electrónicos. En los siguientes capítulos nos centraremos en la degradación producida por inyección Fowler-Nordheim y estudiaremos sus efectos.

1.2.- Propiedades del sistema Si-SiO₂.

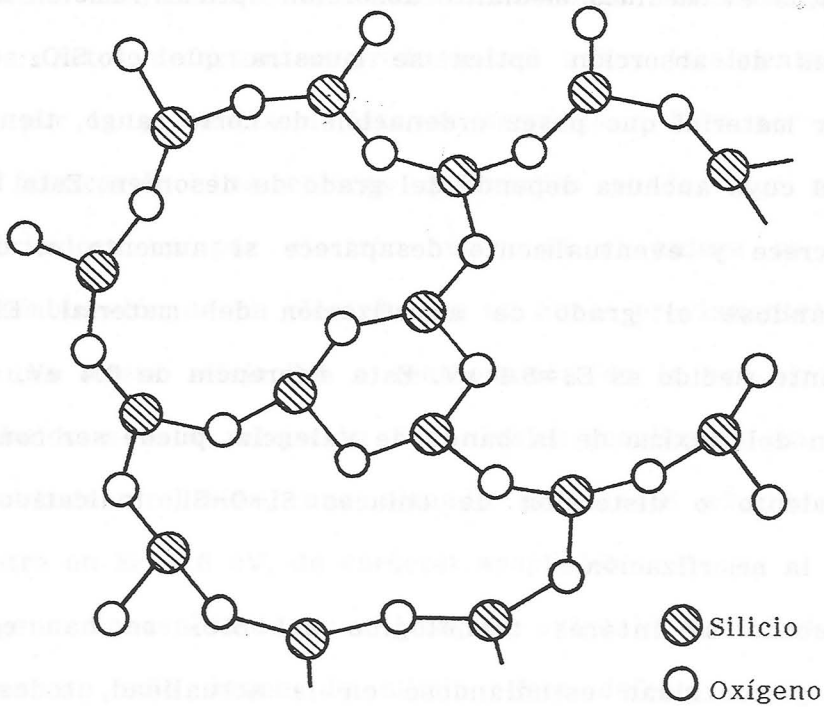
1.2.1.- Estructura del SiO₂.

Entre los aislantes disponibles actualmente se puede afirmar que el SiO₂ es el que tiene propiedades más próximas a las de un aislante ideal, al menos en lo que se refiere a aplicaciones electrónicas. A pesar de esto, el SiO₂ contiene defectos cuya presencia da lugar a cargas eléctricas o fenómenos de atrapamiento de carga que pueden modificar las características de los dispositivos electrónicos en los que participa, lo que hace necesario el conocimiento de su estructura íntima y de los mecanismos por los cuales dichos defectos aparecen y pueden ser eliminados.

El SiO₂ se encuentra en la naturaleza en forma cristalina (cuarzo, cristobalita, coesita, etc), vítrea y amorfa, en los tres casos en una configuración en la cual cada átomo de silicio está enlazado con cuatro átomos de oxígeno [5]. El SiO₂ vítreo se diferencia del amorfo en que presenta ordenación de corto rango y homogeneidad química, mientras el SiO₂ amorfo no exhibe ningún tipo de ordenación. De los tres tipos de SiO₂, el que más nos interesa en este trabajo es el vítreo, ya que es el que se obtiene mediante oxidación controlada del silicio. El SiO₂ amorfo se obtiene en películas depositadas bajo pobres condiciones de control. En la figura 1.1 se esquematizan, en una representación bidimensional las redes del SiO₂ cristalino (cuarzo) y del SiO₂ vítreo ideal. En ambas redes las distancias de enlace Si-O son constantes y quedan determinadas por su carácter parcialmente iónico y



(a)



(b)

Figura 1.1.- Representación bidimensional del SiO₂ cristalino (a), y vítreo (b).

parcialmente covalente ($\text{Si}^{4+}-\text{O}^{2-}$), pero, mientras que en el cuarzo el ángulo de enlace es constante ($\Theta=143.5^\circ$, con el átomo de silicio en el centro de un tetraedro), en el SiO_2 vítreo existe una distribución aleatoria de ángulos de enlace comprendidos entre 110° y 180° , con un valor medio $\Theta=144^\circ$.

En general, la estructura del SiO_2 es porosa y abierta, pero el SiO_2 vítreo es más abierto que el cristalino (sólo está ocupado un 43% del espacio) por lo que una gran variedad de átomos extraños penetran en la red y se difunden a través de ella.

El ancho de la banda prohibida del SiO_2 depende del grado de orden de la red. Para el SiO_2 cristalino se han publicado valores entre 8.40 y 8.55 eV medidos mediante absorción óptica. También mediante experiencias de absorción óptica se muestra que el SiO_2 vítreo, como cualquier material que posea ordenación de corto rango, tiene una banda prohibida cuya anchura depende del grado de desorden. Esta banda prohibida decrece y eventualmente desaparece si aumenta el desorden incrementándose el grado de amorfización del material. El valor más comúnmente medido es $E_g=8.1$ eV. Esta diferencia de 0.4 eV, debida a una elevación del máximo de la banda de valencia, puede ser consecuencia de debilitamiento o distorsión de enlaces Si-O-Si, indicativos del principio de la amorfización.

Debido al interés tecnológico del SiO_2 se han estudiado con detalle, y continúan estudiándose en la actualidad, todos sus defectos. Se han observado defectos de distintos tipos y orígenes, como microheterogeneidades (cristalitos y canales, en los cuales se produce una ordenación local o direccional de los ángulos de enlace), defectos puntuales intrínsecos, esto es, relacionados con los átomos de la red

original, defectos puntuales extrínsecos en los que participan átomos extraños, y complejos. Los defectos puntuales en SiO₂ vítreo son de particular interés ya que juegan un papel clave en las propiedades del transporte atómico y electrónico. En la figura 1.2 se muestran, en una representación bidimensional, varios de estos defectos. Entre ellos podríamos distinguir:

A) Defectos intrínsecos:

- Enlaces Si-O elongados: Un aumento de la distancia de enlace Si-O puede considerarse un defecto. Estos defectos dan lugar a momentos dipolares cuyas medidas indican desviaciones de la longitud de enlace en 0.1 Å.

- Enlaces deformados o sometidos a tensiones ("strained bonds") y no saturados: Estos defectos se producen en zonas localmente perturbadas, bien por la presencia de átomos extraños o bien por el mismo proceso de fabricación. Los enlaces deformados pueden ser rotos por estrés, generándose un par electrón-hueco. Si el enlace se regenera mediante recombinación de un electrón con un hueco previamente atrapado se produce una ligera relajación o reordenación de la red circundante. Se han atribuido a esta relajación dos niveles localizados en el interior de la banda prohibida, uno situado en $E_v + 5.8$ eV, de carácter donador, y otro en $E_c - 7.6$ eV, de carácter aceptador.

- Oxígeno monoenlazado (non-bridging oxygen): Atomo de oxígeno enlazado con un solo átomo de silicio. Este defecto tiene carácter anfótero, siendo el nivel correspondiente a la captura de un electrón (aceptador) poco profundo ya que, de esta manera, el átomo de oxígeno completa su capa externa.

- Oxígeno intersticial: También se la atribuye carácter anfótero,

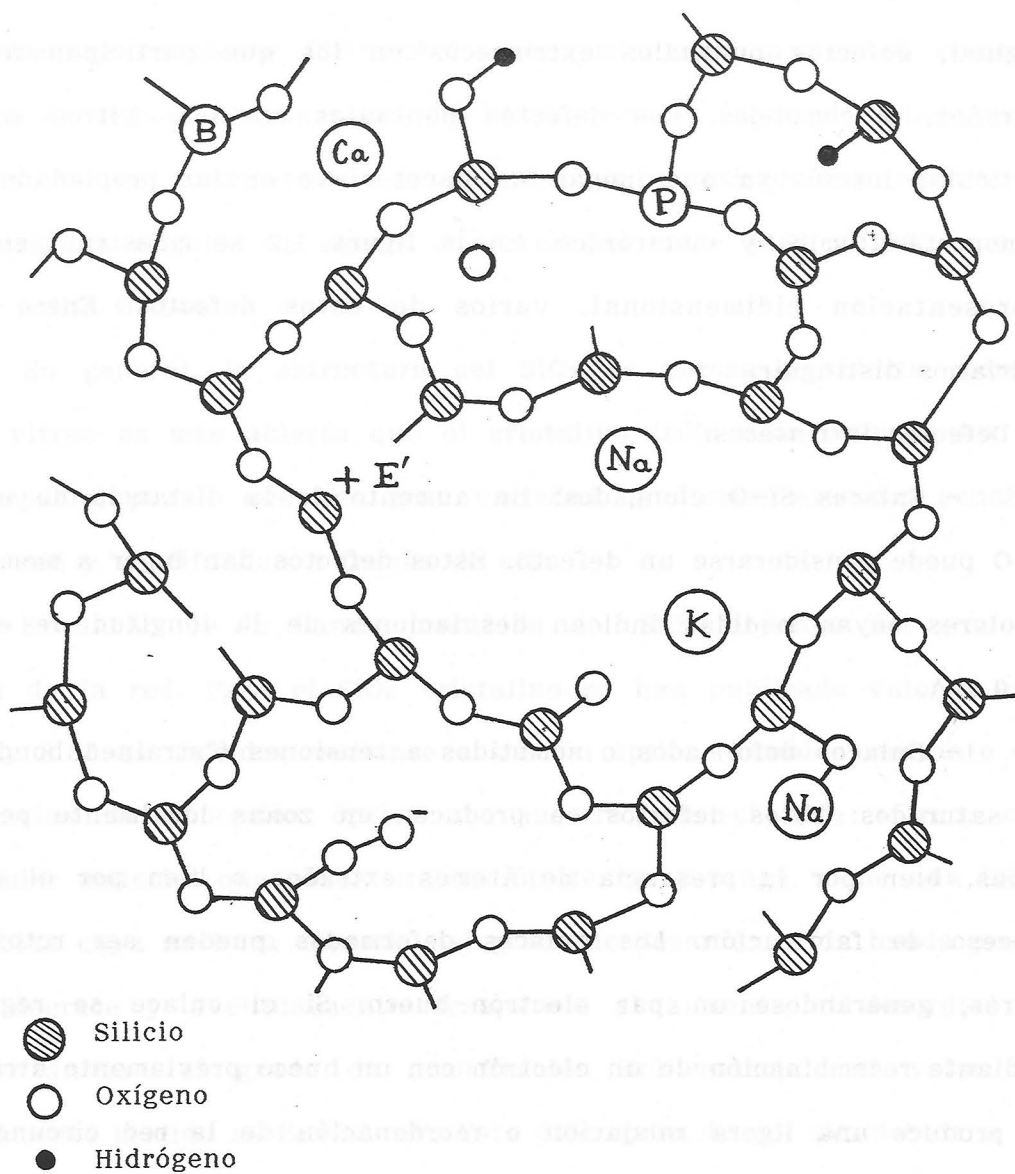


Figura 1.2.- Representación bidimensional de la red de SiO₂ vítreo con diversos defectos.

aunque el electrón atrapado está muy débilmente ligado y el nivel correspondiente al estado aceptador queda en la banda de conducción del SiO₂ en lugar de en la banda prohibida. El nivel correspondiente al estado donador se espera que quede muy profundo considerando que la energía que liga a un electrón con un ión de oxígeno es de ≈ -14 eV.

- Vacante de oxígeno: Se le asignan dos niveles en la banda prohibida, dependiendo su posición de la distancia que separa los átomos de silicio. Si estos átomos se aproximan, el nivel superior queda dentro de la banda de conducción. Un defecto importante relacionado con las vacantes de oxígeno es el centro E'.

- Centro E': Puede definirse como una vacante de oxígeno que ha atrapado un hueco y ha sufrido una relajación asimétrica [6,7]. Como consecuencia de esta relajación, el electrón con spin desapareado queda predominantemente atrapado en uno de los átomos de silicio. Podríamos representarlo por

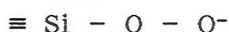


A este defecto se le conoce estrictamente como E₁' en SiO₂ cristalino y E₁' a su equivalente en SiO₂ vítreo y amorfo. Existe otra variante del defecto, conocida como E₂' en la cual uno de los dos átomos de silicio de la vacante de oxígeno está enlazado con un átomo de hidrógeno, por lo que se le puede considerar como defecto extrínseco.

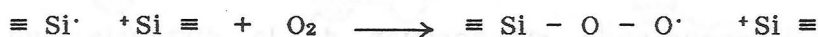
El carácter paramagnético de los defectos E' hace que se pueda extraer abundante información acerca de ellos mediante resonancia paramagnética de spin electrónico (ESR). El gran interés despertado por este centro se debe a que es el defecto paramagnético más abundante en SiO₂ vítreo y amorfo y a que se le considera responsable de

gran parte de la carga fija atrapada en óxidos crecidos térmicamente. Se le atribuye una banda centrada en $E_c - 5.75$ eV.

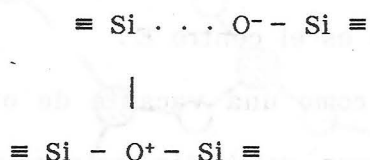
- Radical peróxido: Su estructura es la siguiente



Puede formarse a partir de centros E' mediante reacción con oxígeno:



- Par de valencias alternadas ("Valence-Alternation Pair"): Este modelo de defecto corresponde a la siguiente estructura [9]:



Como puede observarse, se conservan la coordinación del Silicio, la neutralidad de carga, el número de enlaces Si-O y, por tanto, la composición SiO_2 . Este defecto se puede transformar en alguno de los comentados anteriormente, bien porque O^{1-} capture un hueco quedando un oxígeno monoenlazado o bien porque O^{3+} capture un electrón quedando un átomo de silicio con un enlace roto o no saturado. Recientes resultados teóricos han mostrado que este tipo de defectos puede permitir la interpretación de espectros de fotoemisión y se espera que estén presentes en gran concentración en películas delgadas de SiO_2 crecidas térmicamente [10].

- Vacantes de silicio y silicio intersticial: No son defectos muy frecuentes. Su comportamiento previsto es el de centros anfóteros cuando están cerca de la interface.

B) Defectos extrínsecos y complejos:

Existe un gran número de impurezas que pueden penetrar en la red

de SiO_2 durante el proceso tecnológico. Algunas de ellas son intersticiales y otras suelen encontrarse en posición sustitucional, tanto de átomos de silicio como de átomos de oxígeno. En algunos casos se produce incluso una perturbación local de la red cristalina formándose complejos. Comentamos ahora algunas de las más importantes.

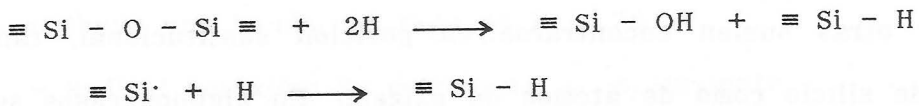
- Átomos del dopante (típicamente B, P o As) sustituyendo a átomos de silicio. Estas impurezas se incorporan en el proceso de oxidación o por implantación iónica a través del óxido y no perturban localmente la red.

- Aniones sustituyendo a átomos de oxígeno (Cl^- , F^- , OH^-). Estas impurezas pueden ser incorporadas en la atmósfera de oxidación. Los aniones monovalentes suelen sustituir a átomos de oxígeno monoenlazados.

- Cationes en situación intersticial, en los vacíos de la red de SiO_2 vítreo. Estos cationes (Na, K, Ca), debido a su tamaño, pueden perturbar localmente la red e incluso romper enlaces Si-O-Si dando lugar a oxígenos monoenlazados, pudiendo ellos quedar enlazados a átomos de oxígeno. De estos cationes el más importante es el Sodio, ya que es suficientemente móvil para provocar derivas temporales de los dispositivos electrónicos. Además, la asociación de iones de sodio con átomos de oxígeno monoenlazados, en una configuración en la cual cada átomo de sodio está rodeado por seis átomos de oxígeno, da lugar a distintos tipos de complejos. Se asocia a estos defectos una banda centrada en $E_c - 2.4$ eV.

- Defectos relacionados con hidrógeno y con agua. El hidrógeno, introducido durante la oxidación, o en los tratamientos térmicos posteriores a la oxidación o a la metalización, puede interactuar con la red

dando lugar a distintos tipos de defectos:



Tanto el grupo Si-H como el Si-OH pueden actuar como trampas si se produce previamente una ruptura de enlace. También se ha hecho responsables a estos defectos de la carga positiva acumulada cerca de la interface [11].

1.2.2.- Propiedades de la interface Si-SiO₂.

Se han utilizado diversas técnicas para el estudio de la interface Si-SiO₂: métodos eléctricos, XPS (espectroscopía de fotoemisión de rayos X), ESR (resonancia paramagnética de spin electrónico), difracción de electrones, microscopía electrónica, métodos teóricos, etc. Todas ellas aportan informaciones complementarias acerca del comportamiento y la estructura microscópica de la interface.

Según los resultados obtenidos mediante la aplicación de los métodos de análisis anteriores, podemos afirmar que se produce una transición de silicio cristalino a SiO₂ vítreo en una distancia inferior a 10 Å de espesor. Las imágenes obtenidas con microscopía electrónica de alta resolución han revelado la existencia de una capa de óxido epitaxial en la interface de espesor inferior a unos 5 Å [12]. Mediante dispersión de rayos X y difracción de electrones se ha comprobado el carácter cristalino de esta capa epitaxial [13], lo que indica que la red del silicio tiende a continuar en una red similar como la de la cristobalita, sin embargo, debido a las diferentes constantes de ambas redes, la capa de SiO₂ cristalino está sometida a fuertes tensiones

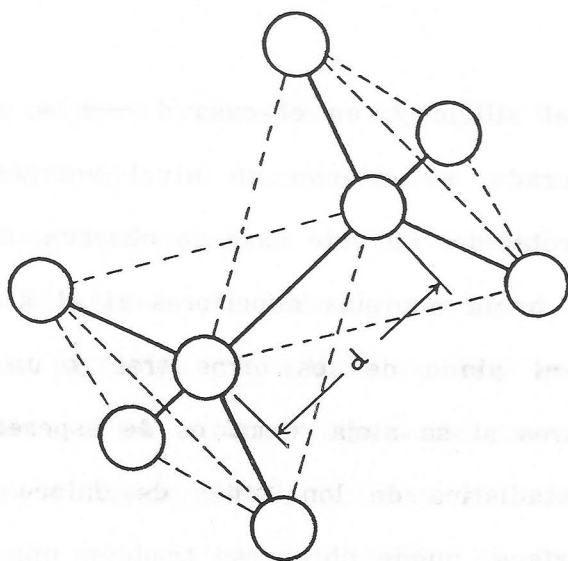
mecánicas. Puede entenderse la amorfización como una liberación del estrés en busca de configuraciones con menor energía. De hecho, se ha mostrado que una interface Si-SiO₂ apropiadamente gradual tiene una energía mecánica menor que una interface abrupta [14].

En ocasiones, las técnicas anteriores han de ser aplicadas a muestras con óxidos de pequeño espesor, por lo que se ha llegado a plantear si los resultados obtenidos mediante ellas pueden ser extrapolados a interfaces con capas de óxido más gruesas. Halbritter ha analizado los resultados de medidas de XPS realizadas sobre muestras con espesores de óxido típicamente utilizados en Microelectrónica, observando que la interface consta de una superficie planar de silicio cristalino conectada por una capa de silicio deformado Si* a una de dióxido de silicio comprimido SiO₂* cubierta por SiO₂ vítreo o amorfo [15]. El espesor de la capa de Si* observada por Halbritter es de unos 3 Å y el de la capa SiO₂* próximo a 6 Å. Comparando estos resultados con otros publicados también recientemente [16,17], la capa SiO₂* puede ser asignada al SiO₂ cristalino y la capa Si* a una zona superficial con una distribución de estados intermedios de oxidación Si⁺¹, es decir, átomos de silicio enlazados a otro átomo de silicio y a átomos de oxígeno, y Si⁺², esto es, átomos de silicio enlazados a dos átomos de silicio (o doblemente a uno) y a un átomo de oxígeno. Estas especies de silicio han sido distinguidas claramente por otros investigadores [16] en muestras con espesores de óxido entre 5 y 14 Å. En este caso se observa una distribución de Si⁺³ superior a las de Si⁺¹ y Si⁺² y, como cabe esperar, una concentración de Si⁺¹ superior a la de Si⁺² en superficies (111) y lo contrario en superficies (100). Combinando resultados de XPS y TEM para muestras con espesores de óxido entre 20 y 100 Å,

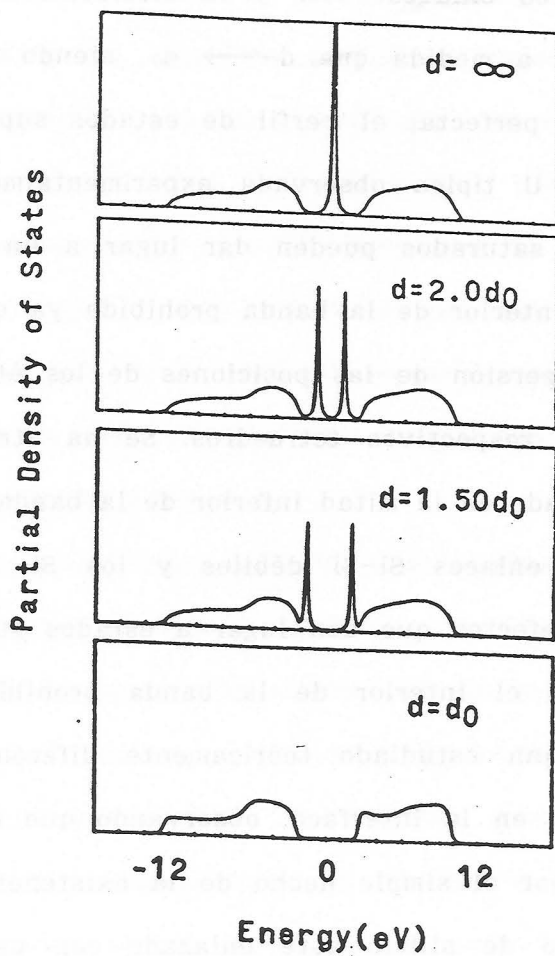
obtenidos con una cierta variedad de condiciones tecnológicas, se ha observado que la capa de transición que contiene a estas especies subóxido está formada por dos monocapas [17].

Al producirse una continuación de la red de silicio con una capa cristalina de SiO_2 (β -cristobalita), como la constante de esta red es $\sqrt{2}$ veces mayor que la del silicio, ha de ampliarse la densidad superficial de enlaces en un factor que, en el caso de una superficie con orientación (100), es igual a 2. Se ha propuesto un modelo según el cual la mitad de los átomos de la interface (100) se conectan con átomos de oxígeno de la capa SiO_2 . El resto de los enlaces rotos se saturan, bien mediante impurezas tales como H, F y OH, o bien mediante la formación de enlaces dobles entre los átomos de silicio y átomos de oxígeno [16].

A los enlaces rotos que pudieran quedar en la interface se les ha dedicado una atención especial ya que, desde el inicio del desarrollo de la Microelectrónica, se les ha considerado responsables de la aparición de estados superficiales. Según observó Balk en 1965 [18], "se produce una reducción importante en la densidad de estados superficiales mediante recocido con hidrógeno a altas temperaturas, por lo que estos estados podrían atribuirse a vacantes acompañadas por enlaces no saturados que desaparecen una vez que se forman enlaces con los átomos de hidrógeno". Un estudio teórico de los niveles energéticos creados por enlaces Si-Si débiles o rotos ha sido realizado por Ngai y White [19]. Estos autores estudian los niveles asociados a la estructura de la figura 1.3-a en función de la distancia de enlace, llamada d en la figura, obteniendo los resultados representados en la figura 1.3-b. A medida que el enlace se debilita aparecen dos niveles que penetran en



(a)



(b)

Figura 1.3.- a) Representación de un enlace Si-Si, con los dos átomos en el interior de sendos tetraedros. b) Estados energéticos correspondientes a la estructura de la figura (a).[19]

la banda prohibida del silicio y, en el caso $d \rightarrow \infty$, que corresponde a un enlace no saturado, se obtiene un nivel energético próximo al centro de la banda prohibida. En este caso se observa, además, un desplazamiento del nivel hacia energías superiores si el átomo central del tetraedro se acerca al plano de los otros tres y un desplazamiento hacia energías inferiores si se aleja. Como es de esperar que haya una cierta distribución estadística de longitudes de enlace en la capa de transición de la interface, puede obtenerse también una distribución de estados superficiales en el interior de la banda prohibida. De esta manera, si existen pocos enlaces rotos y la distribución de longitudes de enlace es creciente a medida que $d \rightarrow d_0$, siendo d_0 la distancia de enlace en una red perfecta, el perfil de estados superficiales presentaría la forma en U típica observada experimentalmente. Por otra parte, los enlaces no saturados pueden dar lugar a un pico con una cierta anchura en el interior de la banda prohibida ya que también se puede esperar una dispersión de las posiciones de los átomos centrales en el interior de sus respectivos tetraedros. Se ha atribuido a estos estados un pico observado en la mitad inferior de la banda prohibida.

Además de los enlaces Si-Si débiles y los Si- no saturados, pueden existir otros defectos que den lugar a estados superficiales con niveles energéticos en el interior de la banda prohibida del silicio. Laughlin et al [20] han estudiado teóricamente diferentes formas de continuación de la red en la interface, observando que no se producen estados superficiales por el simple hecho de la existencia de la interface aunque un átomo de silicio esté enlazado con uno, dos o tres átomos de oxígeno, tanto en superficies (100) como en (111). Tampoco se obtienen estados superficiales por distorsiones de ángulos de enlace

Si-O-Si. Sí se obtienen en cambio debido a fuertes distorsiones de ángulos de enlace Si-Si-Si en zonas con alto grado de desorden. También se obtienen debido a distorsiones de la longitud de enlace y a zonas con enlaces no saturados, obteniéndose niveles localizados en el interior de la banda prohibida del silicio, no solo en el enlace no saturado sino también en los átomos vecinos próximos. Los resultados teóricos de Sakurai y Sugano [21] confirman los anteriores, obteniéndose estados superficiales en la mitad inferior de la banda prohibida en enlaces débiles Si-Si originados por una vacante de oxígeno, con posición energética dependiente de la longitud de enlace, y en enlaces débiles y girados con posición energética dependiente del ángulo de giro. Además, obtienen estados superficiales en la mitad superior de la banda prohibida en el caso de enlaces Si-O débiles (Si...O), o débiles y girados, dependiendo la posición energética de los niveles también de la longitud de enlace y del ángulo de giro del enlace Si...O-Si. Estos autores muestran que no se obtienen estados superficiales en el caso de que los átomos de silicio saturen sus enlaces con H, OH, Cl y F, ni con O aunque éste esté monoenlazado.

De los defectos comentados ha sido ampliamente estudiado el conocido como silicio trivalente, esto es, un átomo de silicio enlazado triplemente a otros átomos de silicio con un enlace no saturado en el cual hay, en estado neutro, un electrón desapareado. Se puede representar este defecto por $\text{Si}_3 \equiv \text{Si}^\cdot$. El electrón desapareado le confiere al defecto un carácter paramagnético por lo que se puede extraer bastante información acerca de él mediante la técnica ESR [22]. Al silicio trivalente se le conoce como centro P_b en el dominio de esta técnica, aunque realmente el centro P_b sólo es observado en superficies con

orientación (111), denominándose P_{b0} a su análogo en superficies (100). En ambos casos el enlace no saturado está en la dirección $\langle 111 \rangle$ pero se consideran centros diferentes ya que, mientras en el primer caso este enlace se encuentra en la dirección perpendicular a la superficie, en el otro se encuentra paralelo a ella. En las superficies (100) se ha identificado un segundo centro llamado P_{b1} que originalmente se había adscrito a la estructura $Si_2O \equiv Si^{\cdot}$, esto es, un centro similar al P_{b0} pero con el átomo de silicio que contiene al electrón desapareado parcialmente oxidado. Sin embargo, esta estructura se ha mostrado inconsistente con recientes cálculos teóricos [6] por lo que se han propuesto estructuras más complejas favorecidas por la teoría, como la siguiente:



Se ha observado una correspondencia entre la concentración de centros P_b en la interface detectados mediante ESR y la densidad de estados superficiales N_{it} medida aplicando técnicas eléctricas [23-26]. En general la relación encontrada es lineal, pero la constante de proporcionalidad depende de factores como el ambiente en el que han sido sometidas las muestras a tratamientos térmicos. Se han hallado concentraciones superiores de estados superficiales medidas mediante técnicas eléctricas que de centros P_b medidos mediante ESR [27,28] como puede observarse en la figura 1.4.

Se ha comprobado el carácter anfótero de los centros P_b variando la posición del nivel de Fermi en el interior de la banda prohibida del silicio mientras se mide la concentración de spines. Se obtienen los valores mínimos de dicha concentración cuando el nivel de Fermi está cerca de los extremos de las bandas y el valor máximo cuando está

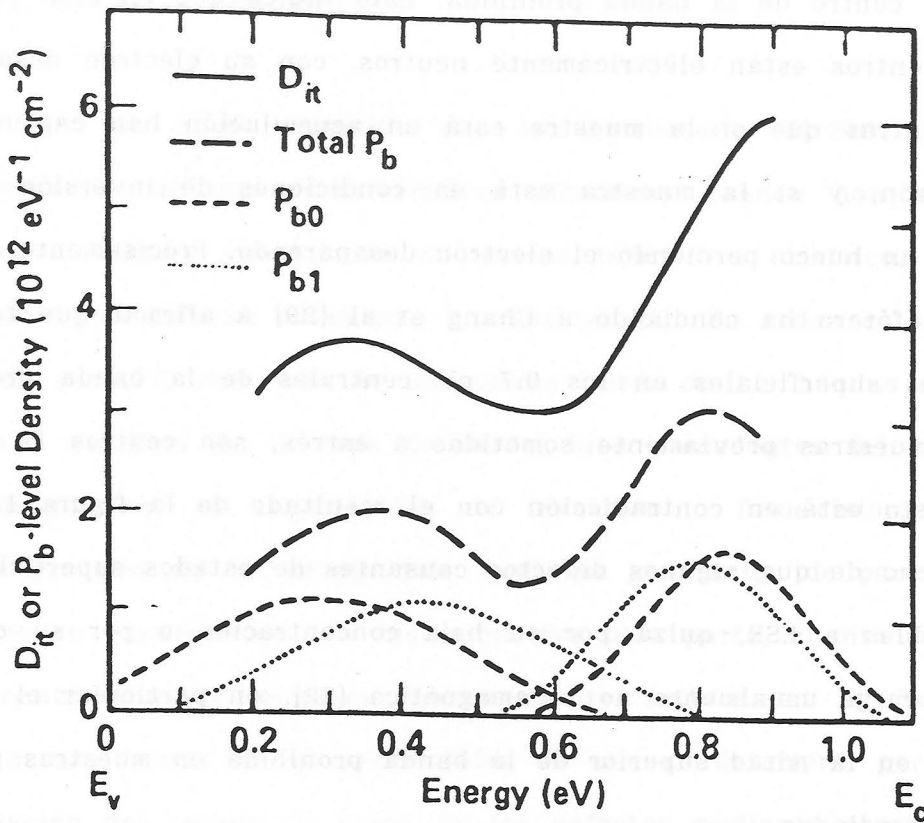


Figura 1.4.- Concentraciones de centros P_b y de estados superficiales en función de su posición en el interior de la banda prohibida del silicio [27].

próximo al centro de la banda prohibida. Esto indica que en esta posición los centros están eléctricamente neutros, con su electrón desapareado, mientras que si la muestra está en acumulación han capturado otro electrón, y si la muestra está en condiciones de inversión han capturado un hueco perdiendo el electrón desapareado. Precisamente este carácter anfótero ha conducido a Chang et al [29] a afirmar que todos los estados superficiales en los 0.7 eV centrales de la banda prohibida, en muestras previamente sometidas a estrés, son centros P_b anfóteros. Esto está en contradicción con el resultado de la figura 1.4 y con el hecho de que algunos defectos causantes de estados superficiales son invisibles a ESR, quizá por su baja concentración o por su condición de carga usualmente no paramagnética [22], en particular el pico observado en la mitad superior de la banda prohibida en muestras previamente irradiadas.

Los dos picos de estados superficiales asociados al centro P_b en interfaces con orientación (111) están centrados en $E_v+0.3$ eV para la transición $0 \rightarrow 1$ electrón o $2 \rightarrow 1$ hueco, y $E_c-0.25$ eV para la transición $1 \rightarrow 2$ electrones [28]. Ambos máximos están separados por una energía $U_{eff} \approx 0.6$ eV que se considera como suma de un término de repulsión coulombiana y otro debido a relajación de la red al variar el estado de carga del centro. Estos mismos picos se han asignado al centro P_{b0} en superficies (100), mientras que los picos del centro P_{b1} están centrados en $E_v+0.45$ eV y $E_c+0.8$ eV, respectivamente.

1.3.- Causas de degradación.

Es un hecho conocido que las estructuras Si-SiO₂ sufren una degradación de sus características eléctricas cuando han sido sometidas a fuertes condiciones de estrés térmico o eléctrico, o a irradiación con fuentes altamente energéticas [1]. En todos estos casos se puede producir inyección de portadores libres en las bandas de conducción o valencia de la capa de óxido, bien procedentes del metal o del semiconductor, en experiencias de inyección o fotoemisión interna, o bien procedentes del propio SiO₂ mediante generación de pares electrón-hueco en experiencias con radiación. Por otra parte, cuanto mayor es la concentración de defectos eléctricamente activos en el óxido de la estructura, mayor es la probabilidad de que se deteriore, por lo que la variación del estado de carga de los defectos mediante atrapamiento de portadores libres aparece como una condición previa a la degradación. En este sentido se ha mostrado que un campo eléctrico elevado, por sí solo, no modifica la carga atrapada en el óxido, sino que es necesaria además la presencia de electrones en la banda de conducción del SiO₂ [30]. En la figura 1.5 se representa esquemáticamente la relación entre los distintos fenómenos asociados a la degradación y la cantidad de carga inyectada [31]. Como puede observarse en la figura, si la cantidad de carga inyectada es pequeña, el único efecto que produce es la variación del estado de carga de centros ya existentes. Esta variación de la carga atrapada, aunque es nociva para el funcionamiento del dispositivo ya que modifica, por ejemplo, la tensión de banda plana y la tensión umbral de los transistores MOSFET, es un fenómeno reversible y no puede considerarse como daño físico del dispositivo. Para mayores

niveles de inyección se producen fenómenos irreversibles como son la generación de estados superficiales y de nuevas trampas en el óxido que lo deterioran definitivamente, e incluso la ruptura dieléctrica.

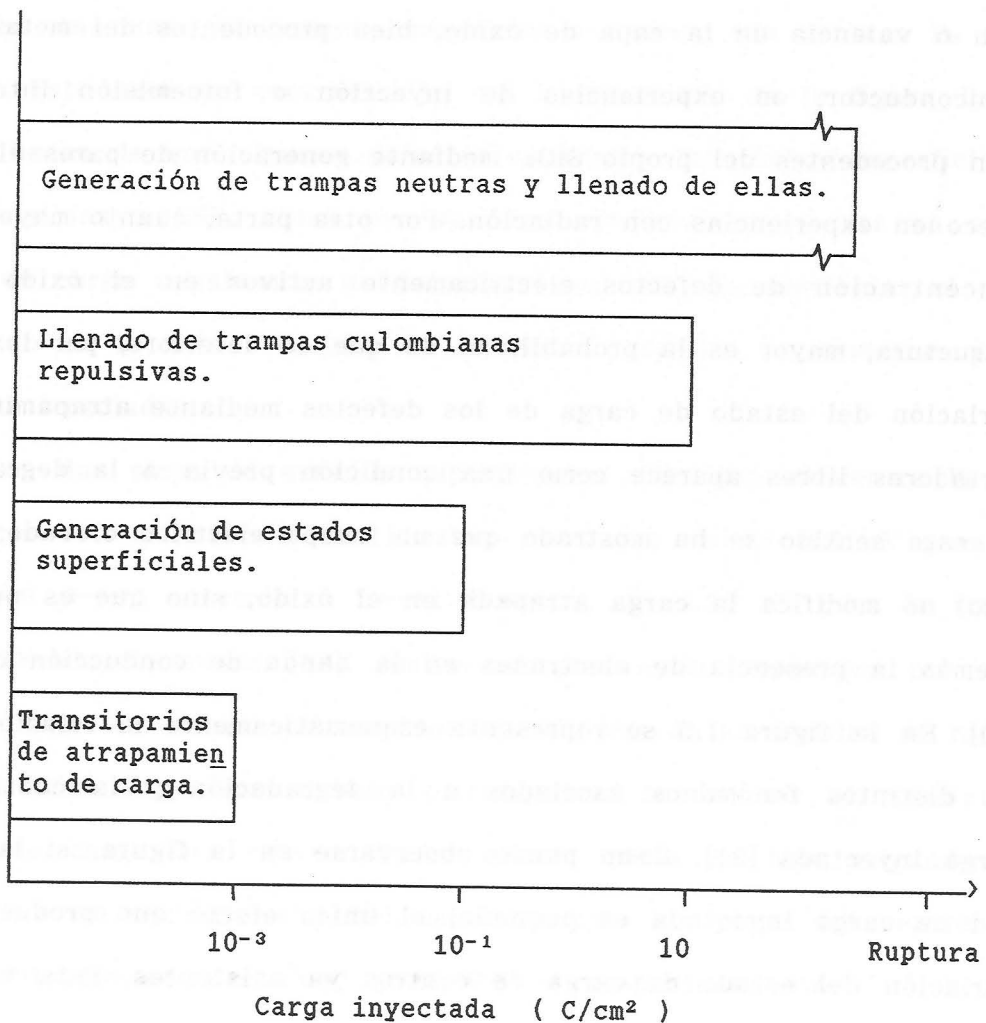


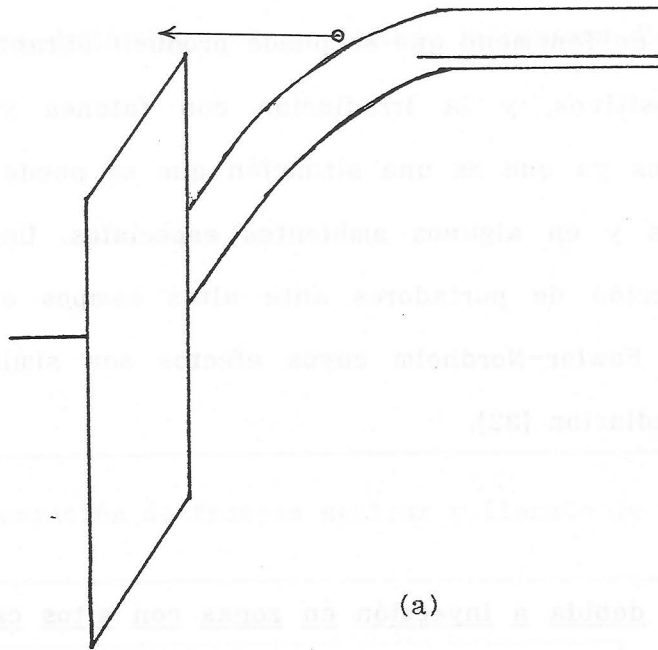
Figura 1.5.- Diferentes fenómenos de degradación producidos por inyección de carga [31].

Entre las distintas causas de degradación se han estudiado con detalle la inyección de portadores altamente energéticos desde el sustrato, ya que es un fenómeno que se puede producir durante la operación de los dispositivos, y la irradiación con fotones y electrones altamente energéticos ya que es una situación que se puede dar en los procesos litográficos y en algunos ambientes especiales. Un caso particular de la inyección de portadores ante altos campos eléctricos es la inyección túnel Fowler-Nordheim cuyos efectos son similares a los producidos por la radiación [32].

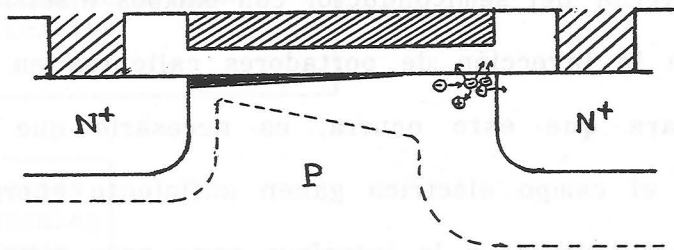
1.3.1.- Degradación debida a inyección en zonas con altos campos eléctricos.

Si durante la operación de los dispositivos electrónicos existen zonas en el interior del semiconductor con campos eléctricos muy elevados, es posible la inyección de portadores calientes en el interior del óxido [33]. Para que esto ocurra, es necesario que los portadores acelerados por el campo eléctrico ganen suficiente energía cinética en la dirección perpendicular a la interface como para remontar la barrera impuesta por el óxido (Figura 1.6-a). Además, ya que los campos eléctricos necesarios para obtener esta condición son muy elevados, es posible que se alcance la condición de avalancha en el silicio de manera que la corriente de portadores dirigida hacia el interior del óxido sea muy intensa.

El estudio de la inyección de portadores calientes es interesante para cualquier tipo de dispositivo electrónico que tenga su superficie



(a)



(b)

Figura 1.6.- a) Estructura de bandas con una curvatura suficientemente elevada para producir la inyección de electrones calientes. b) Esquema de un MOSFET mostrando la zona en la que se produce el efecto de electrones calientes del canal.

pasivada con SiO_2 , pero particularmente importante en los dispositivos MOS utilizados en VLSI. La inyección puede producirse básicamente de dos formas [34,35]:

- Efecto de portadores calientes del canal: Aunque el campo eléctrico producido por la tensión externa fuente-drenador está en la dirección paralela a la interface, los mecanismos de dispersión pueden hacer que los portadores calientes adquieran una componente de velocidad perpendicular a ella. La inyección se produce cuando el transistor está en la zona de saturación de sus características, en una región localizada cerca del drenador, más allá del punto en el que produce el agotamiento del canal (Figura 1.6-b). Una fracción de los portadores inyectados puede ser atrapada produciéndose la degradación del dispositivo. Este tipo de inyección puede producirse bien como efecto indeseable durante la operación del transistor [36] o bien como efecto provocado en la escritura de celdas de memoria no volátiles [37].

- Efecto de portadores calientes del sustrato: Si la tensión aplicada al sustrato es elevada respecto a la de la fuente y el drenador es posible que portadores calientes procedentes del sustrato adquieran una energía suficiente para ser inyectados en el óxido de forma uniforme a lo largo del canal. Estos portadores son generados térmicamente en la región de carga espacial o difundidos desde la zona neutra del sustrato, por lo que este efecto es fuertemente dependiente de la temperatura.

También es posible la inyección de portadores en el óxido por inyección túnel. En este caso los electrones no son acelerados en el semiconductor pero la barrera que impone el óxido se hace tan delgada, por el efecto de un campo eléctrico externo, que es posible la trans-

misión túnel a través de ella. Este mecanismo también puede ser un efecto parásito, sobre todo cuando los espesores de óxido son muy pequeños, o deseado en las operaciones de lectura y escritura de unidades de memoria EEPROM [38]. La inyección túnel se analizará con detalle en el capítulo 3.

1.3.2.- Degradación debida a efectos de la radiación.

El interés por los efectos de la radiación en estructuras Si-SiO₂ se activó en 1962 cuando la detonación del dispositivo nuclear Starfish, al sur del Océano Pacífico, produjo suficiente bombardeo electrónico de los cinturones de Van Allen como para causar importantes fallos en la operación del satélite de comunicaciones Telstar 1. Aprovechando los estudios previos sobre efectos de la radiación en el volumen de los semiconductores fue posible reparar el satélite mediante instrucciones dirigidas desde la Tierra [39]. Esta demostración de la vulnerabilidad del sistema óxido-silicio y de la posibilidad de disminuirla hizo que el estudio de los defectos inducidos por la radiación fuera considerado un tema de gran interés. Este interés está más justificado aún en la actualidad ya que los dispositivos MOS utilizados actualmente en VLSI son mucho más sensibles ante la radiación que los dispositivos utilizados en 1962 por el satélite Telstar y, además, los propios procesos tecnológicos de la VLSI son una fuente importante de radiación.

Los principales efectos de la radiación sobre el óxido son:

- Generación de carga positiva. Este fenómeno ha sido observado en muestras expuestas a una gran variedad de fuentes energéticas (rayos

gamma, electrones de baja energía, electrones muy energéticos, neutrones, rayos X, radiación ultravioleta, etc). En todos estos casos la energía de las partículas incidentes es superior a 9 eV, por lo que es posible la generación de pares electrón-hueco en el interior del óxido. Aunque la generación de carga positiva no depende inicialmente de la dosis, si la irradiación se prolonga se obtiene un valor de saturación que sí depende de ella. La cantidad de carga generada es función también de la polarización de puerta, del espesor del óxido, de la temperatura, del proceso tecnológico y de la orientación del sustrato [39]. Un modelo propuesto para explicar la aparición de esta carga consiste en suponer que, una vez que la energía de las partículas incidentes se ha invertido en la generación de pares electrón-hueco mediante la ruptura de enlaces Si-O, algunos de los portadores generados se recombinan mientras la mayoría deriva a través del óxido. Debido a su mayor movilidad, los electrones alcanzan rápidamente el electrodo positivo, sin embargo los huecos, que son mucho menos móviles, sufren una deriva más lenta hacia el electrodo negativo [40]. Cuando los huecos alcanzan la zona próxima a la interface, usualmente sometida a fuertes tensiones, algunos de ellos quedan atrapados.

Ha sido propuesto el centro E' como el tipo de defecto dominante en la producción de la carga positiva producida por la radiación [25], para lo cual se supone que existe una vacante de oxígeno como centro precursor.

- Generación de carga atrapada en la interface. La concentración de trampas inducidas por la radiación en la interface también depende de los mismos factores que la carga positiva generada en el óxido. Los diferentes modelos propuestos para su aparición serán discutidos en el

capítulo 5 ya que los estados superficiales generados mediante irradiación y mediante inyección túnel Fowler-Nordheim presentan las mismas características.

Los dispositivos electrónicos sufren las mayores dosis de radiación durante el proceso tecnológico, salvo aquellos que vayan a operar en ambientes especiales (satélites y equipos espaciales). En estos entornos, los dispositivos pueden estar sometidos a fuentes intensas de radiación como son los electrones y protones atrapados en la magnetosfera, con energías que pueden alcanzar valores superiores al MeV para los electrones entre 3 y 4 radios terrestres y hasta 800 MeV para los protones. La dosis absorbida por un dispositivo semiconductor en estos ambientes depende fuertemente del grado de apantallamiento y del flujo de partículas incidente, por lo que interesa conocer con precisión los efectos de la radiación sobre ellos para minimizar el peso de los equipos y definir sus trayectorias. En el proceso tecnológico los pasos más perjudiciales son los litográficos con haces electrónicos y rayos X, que se imponen ya que la resolución de la litografía óptica no es suficiente para satisfacer las necesidades crecientes de miniaturización. En general, cuando se hace una implantación iónica, la recombinación posterior necesaria para activar las impurezas implantadas suele ser suficiente para eliminar o casi eliminar el daño producido por la irradiación previa a este paso. Sin embargo, si se usan procesos con radiación después de la metalización, como las temperaturas de los pasos siguientes han de ser limitadas para evitar reacciones indeseables con el metal, se producirá un recocido incompleto de los daños de la radiación. Los pasos que pueden producir degradación son:

- Litografía por haces electrónicos. La energía de los electrones

incidentes está en el rango 20-50 keV. La sensibilidad del fotoresistente requiere una dosis entre 10 y 100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

- Litografía por rayos X. Las longitudes de onda utilizadas están comprendidas entre 0.4 y 5 nm. Es necesario un nivel de exposición de 10-100 mJ/cm^2 .

- Ataques y deposiciones asistidos por iones reactivos y plasmas. Un plasma típico utilizado en el proceso contiene partículas cargadas (iones positivos, negativos y electrones), partículas neutras (moléculas, radicales y átomos en sus estados fundamentales o excitados) y fotones, con rangos de energía comprendidos entre los rayos X hasta infrarrojos.

- "Sputtering". Aunque este proceso utiliza un gas inerte (típicamente Argon), los efectos son similares a los de otros procesos con plasma.

- Deposición con bombardeo electrónico. Se suele utilizar un cañón electrónico para calentar y evaporar al vacío el material que se va a depositar. Este proceso provoca la emisión de rayos X y electrones secundarios que pueden alcanzar la oblea.

Muchos de los efectos de los procesos anteriores, como se ha comentado, pueden ser disminuidos mediante recocido, pero los ciclos irradiación-recocido prolongados pueden conducir a degradación permanente.

1.4.-Efectos sobre los dispositivos y tecnología de endurecimiento.

La carga atrapada en el óxido y la interface deteriora el comportamiento de los transistores MOSFET ya que modifica la tensión umbral y degrada la transconductancia. Además, la aparición de estados superficiales degrada la movilidad de los portadores en el canal. También se producen efectos nocivos sobre dispositivos bipolares, como el incremento de la corriente de pérdidas de las uniones P-N debido a la creación de canales superficiales.

Para conseguir aislantes más resistentes se han intentado diferentes soluciones [39]: Dopado del SiO_2 con Al o Cr, aislantes con doble capa cubriendo una lámina delgada de SiO_2 con P_2O_5 , Si_3N_4 o Al_2O_3 . Ninguna de estas soluciones proporcionaba resultados completamente satisfactorios, ya que estructuras que proporcionaban mayor resistencia ante radiación como la doble capa $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$ planteaban otros problemas, en este caso se producía inyección de carga con campos relativamente bajos. La mejor solución se obtuvo mejorando la calidad del SiO_2 puro introduciendo la oxidación seca y disminuyendo la temperatura del proceso. También se obtuvieron ventajas introduciendo modificaciones en otros procesos: Eliminación o disminución de la temperatura del recocido en nitrógeno puro posterior a la oxidación, eliminación del ClH en el ambiente de oxidación, etc.

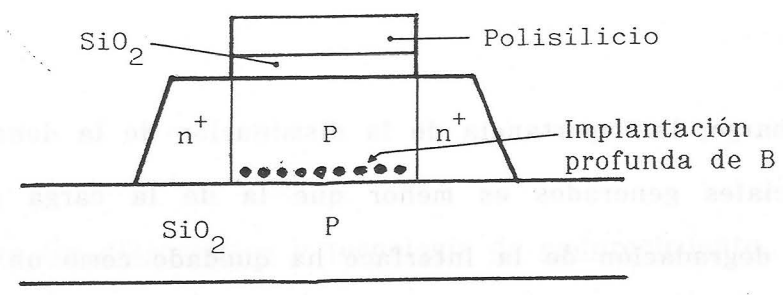
Con la disminución del espesor del óxido en las estructuras VLSI se ha mejorado la resistencia de éste, ya que es menor la densidad de carga generada tanto en el interior del óxido como en la interface.

Sin embargo, la importancia de la disminución de la densidad de estados superficiales generados es menor que la de la carga positiva, por lo que la degradación de la interface ha quedado como un factor principal en las limitaciones de la fiabilidad y el correcto comportamiento de los dispositivos electrónicos.

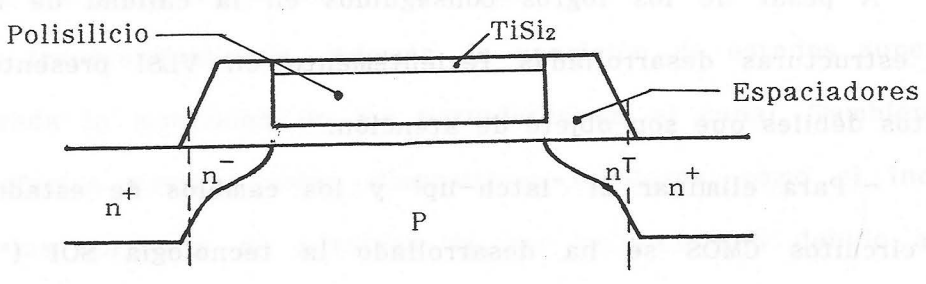
A pesar de los logros conseguidos en la calidad de los óxidos, las estructuras desarrolladas recientemente en VLSI presentan nuevos puntos débiles que son objeto de atención:

- Para eliminar el "latch-up" y los cambios de estado fortuitos en circuitos CMOS se ha desarrollado la tecnología SOI ("Silicon on Insulator"). En esta tecnología, el sustrato aislante es una capa de SiO_2 enterrada, conseguida por ejemplo mediante implantación de oxígeno (SIMOX). La degradación de la capa enterrada puede inducir un canal posterior que afecta negativamente a las características del dispositivo. Para minimizar este efecto se hace una implantación profunda de Boro tal como indica la figura 1.7-a [41]. También se ha mostrado, mediante ESR, que la densidad de centros E' en el óxido enterrado se reduce a $1/3$ si se incrementa la temperatura de formación del óxido después de la implantación de $1100\text{ }^\circ\text{C}$ a $1200\text{ }^\circ\text{C}$.

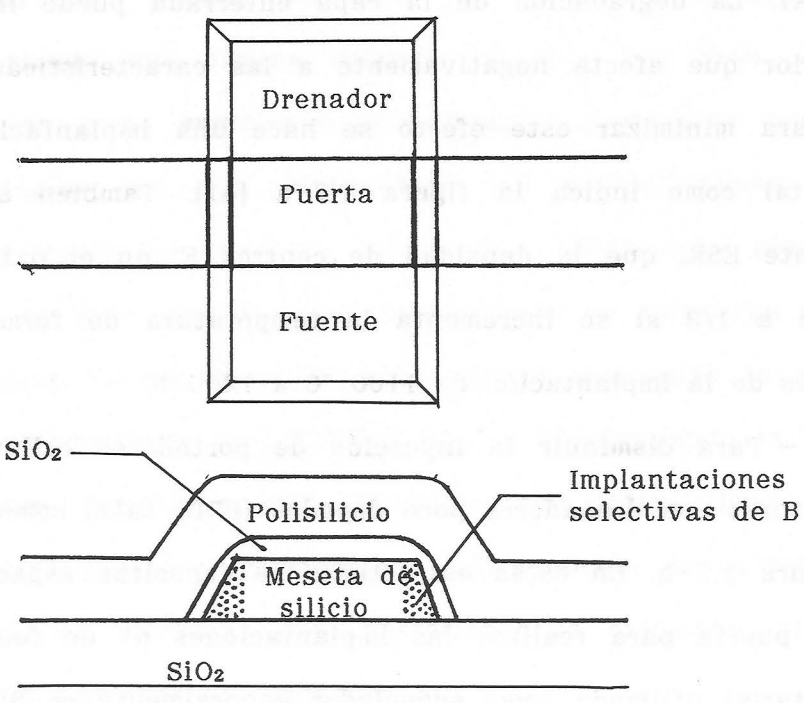
- Para disminuir la inyección de portadores calientes se utilizan estructuras con drenadores poco dopados (LDD) tales como la mostrada en la figura 1.7-b. En estas estructuras se depositan espaciadores después de la puerta para realizar las implantaciones n^+ de fuente y drenador. El material utilizado como espaciador generalmente es SiO_2 depositado o creado mediante RIE ("Reactive Ion Etching") anisótropo. Estos espaciadores son un punto débil de la estructura, y si se acumula carga positiva en ellos, las regiones n^- se comportan como n^+ .



(a)



(b)



(c)

Figura 1.7.- Distintas estructuras, con zonas débiles, utilizadas en VLSI.

- En estructuras SOI se definen mesetas de silicio sobre el aislante para separar los diferentes dispositivos (También se puede conseguir el aislamiento mediante trincheras obtenidas con RIE). En estos casos las paredes laterales no resultan verticales sino inclinadas, formando ángulos entre 60 y 80° (Figura 1.7-c). Los óxidos crecidos sobre estas paredes forman interfaces de peor calidad y, además, el espesor del óxido sobre las mesetas no es uniforme. Para disminuir la posibilidad de creación de canales laterales se realizan implantaciones selectivas de Boro tal como muestra la figura 1.7-c.

2.- DESCRIPCION Y CARACTERIZACION DE LAS MUESTRAS ESTUDIADAS.

2.1.- Descripción de las muestras.

Para estudiar la inyección de portadores en el SiO_2 y la generación de estados superficiales en la interface Si- SiO_2 se han utilizado capacidades MOS fabricadas en el Centro Nacional de Microelectrónica (Barcelona). Las capacidades MOS tienen la ventaja de ser las estructuras de test más simples para caracterizar las propiedades de la interface óxido-semiconductor, aunque tienen el inconveniente de que los resultados obtenidos con ellas no puedan ser a veces estrictamente trasladados a transistores MOS, entre otras razones porque el área de las capacidades es mucho mayor que la de los transistores utilizados actualmente en Microelectrónica. Sin embargo, debido al gran número de técnicas desarrolladas para estas estructuras y a la simplicidad de interpretación de los resultados experimentales, las capacidades MOS son muy útiles para estudiar las bases físicas de los mecanismos que intervienen en la degradación del óxido y la interface y en la ruptura dieléctrica.

Las propiedades de las muestras que se estudian en este trabajo se han elegido atendiendo tanto al objetivo perseguido como a los métodos de degradación y análisis utilizados. Como nos interesa el estudio de la degradación del sistema Si- SiO_2 característico de las estructuras de puerta de la tecnología MOS, se han crecido óxidos con

espesores y calidad típicos de estas estructuras. Además, se ha procurado que, ya que el método empleado para provocar la degradación es el de inyección con altos campos eléctricos, ésta se produzca de forma suficientemente uniforme. También se han diseñado las muestras de manera que permitan la realización de experiencias con excitación óptica. En resumen, las características deseadas para las muestras estudiadas en este trabajo han sido las siguientes:

- Capas de SiO_2 obtenidas mediante oxidación seca, similares a los óxidos de puerta de los transistores MOS, y con espesores pequeños, no muy diferentes de los utilizados en la tecnología MOS actual.

- Dopado elevado en el sustrato de silicio, de acuerdo con la tendencia en la tecnología actual, con el fin de que la inyección de carga en el interior del óxido sea bastante uniforme.

- Metalización de puerta semitransparente para poder excitar ópticamente, en concreto para acelerar la formación de la capa de inversión a bajas temperaturas.

En este capítulo se describen los diferentes pasos del proceso tecnológico que han sufrido las muestras y se realiza una caracterización primaria con el fin de obtener información sobre un conjunto de parámetros básicos cuyo conocimiento es necesario para abordar un estudio posterior. Se presentan los resultados que hemos obtenido en lo que se refiere a perfiles de impurezas, espesores de óxido, áreas, resistencias serie y densidades de estados superficiales de partida, a la vez que se hace una descripción de las técnicas de análisis empleadas para ello. Vamos a comenzar, en este apartado, con un estudio de la geometría de las muestras y de los perfiles de impurezas que se obtienen como consecuencia del proceso tecnológico.

2.1.1.- Proceso tecnológico.

Las capacidades se han fabricado sobre obleas dopadas tipo N, con una concentración inicial de impurezas de fósforo $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, cortadas según una orientación (100). La secuencia de pasos del proceso, algunos de los cuales se representan en la figura 2.1, ha sido la siguiente:

- 1) Limpieza inicial.
- 2) Implantación de fósforo con una dosis $D=5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ y una energía de los iones incidentes de 100 keV. Esta implantación se ha realizado con el fin de conseguir una elevada concentración de impurezas en el sustrato.
- 3) Limpieza ácida.
- 4) Crecimiento del óxido de campo mediante oxidación húmeda a $1100 \text{ }^\circ\text{C}$, hasta conseguir un espesor de unos 8000 Å.
- 5) Tratamiento térmico en ambiente de nitrógeno durante 4 horas a $1100 \text{ }^\circ\text{C}$ para conseguir la activación de las impurezas implantadas. Durante este paso se produce una difusión de estas impurezas en una zona amplia próxima a la superficie. Después de este tratamiento térmico se realizaron medidas del perfil de impurezas mediante "spreading-resistance" sobre una de las obleas tratadas. El resultado del paso 5 se representa esquemáticamente en la figura 2.1-(a).
- 6) Fotolitografía. Máscara para la definición de la zona sobre la que se crecerá el óxido delgado de puerta.
- 7) Ataque del óxido de campo. Véase la figura 2.1-(b)
- 8) Eliminación de la resina.
- 9) Limpieza ácida.

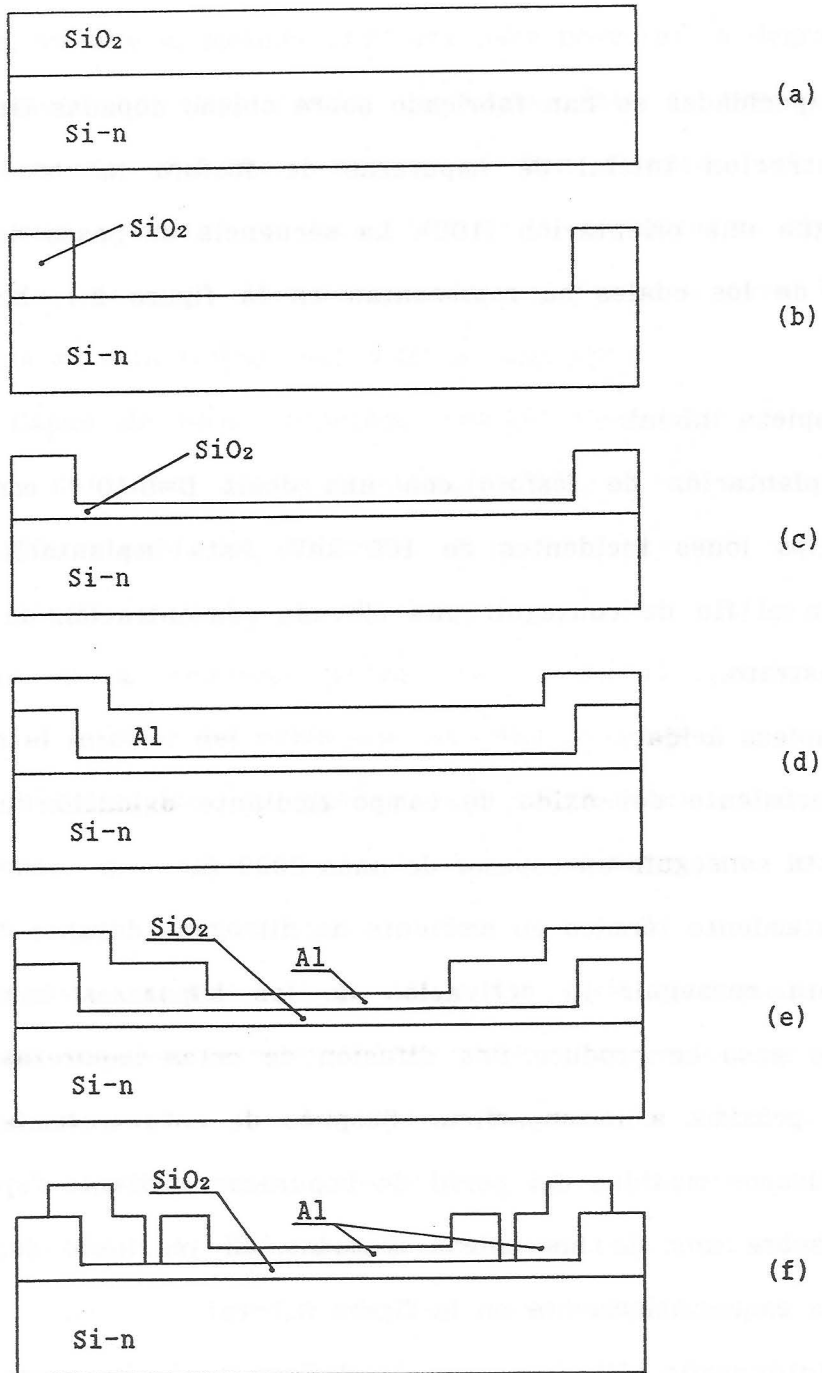


Figura 2.1.- Algunos pasos de la secuencia tecnológica empleada en la fabricación de las capacidades MOS estudiadas.

10) Crecimiento del óxido delgado mediante oxidación seca a 950 °C durante tiempos del orden de 30 minutos, hasta conseguir espesores entre 100 y 250 Å. Figura 2.1-(c)

11) Limpieza ácida para la metalización.

12) Metalización gruesa de aluminio con 1% de Si sobre el óxido de puerta (espesor aproximado de 1 µm) tal como se representa en la figura 2.1-(d).

13) Fotolitografía. Máscara para la definición de las ventanas de aluminio semitransparente.

14) Ataque del aluminio grueso.

15) Eliminación de la resina y limpieza ácida.

16) Metalización delgada de Al/Si (1%) para conseguir las puertas semitransparentes con un espesor esperado de unos 150 Å. El resultado de los pasos 14 y 16 se muestra en la figura 2.1-(e).

17) Fotolitografía. Máscara para la eliminación del aluminio en las zonas no deseadas.

18) Ataque del aluminio para separar las puertas de los anillos de guarda y definir los "pads" de conexión, tal como se muestra en la figura 2.1-(f).

19) Eliminación de la resina.

20) Ataque del óxido nativo en el dorso de la oblea y metalización posterior.

21) Recocido posterior a la metalización (PMA) a 500 °C durante 20' en N₂/H₂ (5%), mezcla conocida como "forming-gas".

Posteriormente las muestras fueron cortadas y encapsuladas en cápsulas TO-8. Cada muestra incluye varias capacidades con diferentes áreas tal como se muestra en la figura 2.2 [42]. En el encapsulado

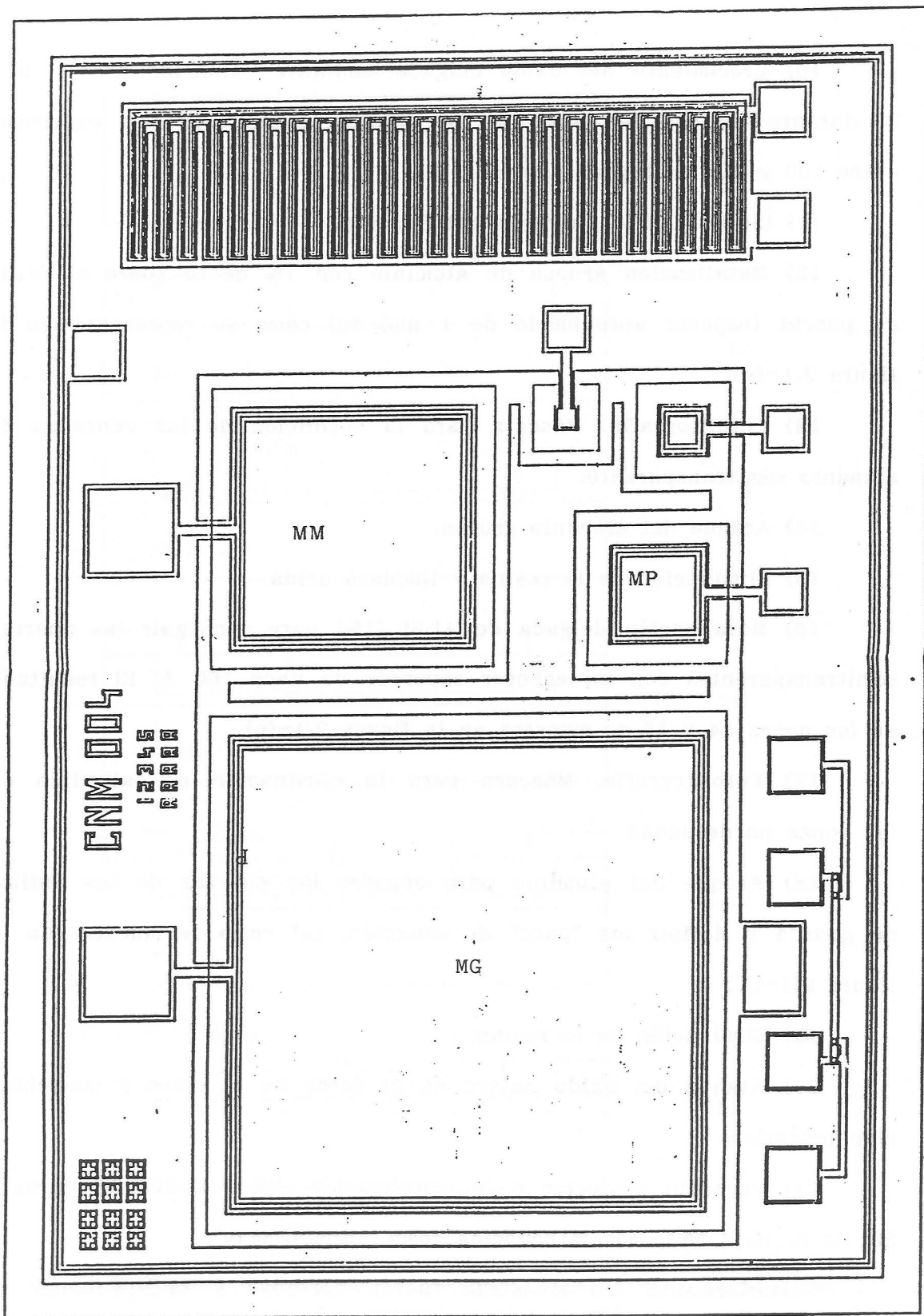


Figura 2.2.- Superposición de las máscaras utilizadas en la fabricación de las muestras estudiadas.

disponemos de conexiones externas con las muestras llamadas MG, MM y MP en la figura. Las áreas de estas muestras, teniendo en cuenta las dimensiones de las máscaras, e incluyendo la parte de los pads de metalización que queda sobre el óxido delgado, son:

- Para la muestra MG, Area = $1 \cdot 10^{-2}$ cm²
- Para la muestra MM, Area = $2.5 \cdot 10^{-3}$ cm²
- Para la muestra MP, Area = $4.1 \cdot 10^{-4}$ cm²

Además de las capacidades MOS, el conjunto de máscaras permite realizar una estructura para medir la resistencia laminar, un diodo o capacidad con metalización en forma de peine con gran relación perímetro/área, y motivos de alineamiento.

2.1.2.- Distribución de impurezas resultante.

El perfil de impurezas de Fósforo resultante en el silicio, cerca de la superficie depende fundamentalmente de tres pasos del proceso: Implantación iónica, redistribución de las impurezas durante el crecimiento del óxido de campo y difusión de las mismas como consecuencia del tratamiento térmico descrito en el paso 5 del apartado anterior. La redistribución de átomos de fósforo durante la oxidación seca y durante el recocido posterior a la metalización apenas tendrán efecto ya que se realizan durante tiempos menores y a temperaturas más bajas.

Con el fin de obtener el perfil de impurezas de nuestras muestras, hemos realizado una simulación con SUPREM de los pasos del proceso tecnológico. En las tres curvas de la figura 2.3 se representan los perfiles esperados después de la implantación, oxidación húmeda y reco-

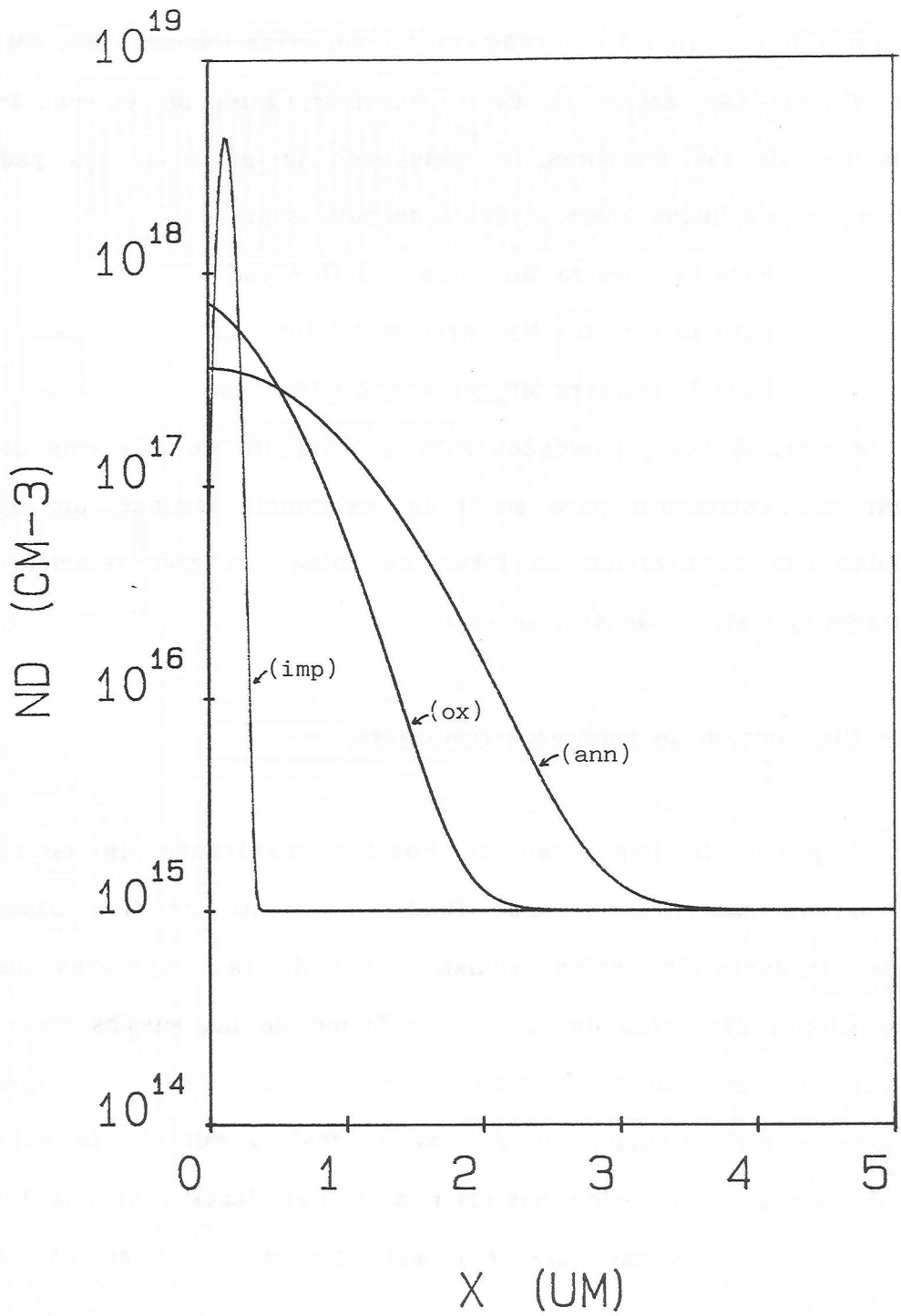


Figura 2.3.- Perfiles de impurezas obtenidos con SUPREM en sucesivos pasos del proceso tecnológico.

cido posterior a la oxidación húmeda, llamadas (imp), (ox) y (ann) respectivamente en la figura. Puede compararse el perfil resultante de los tres pasos con el perfil experimental medido mediante "spreading resistance" y representado en la figura 2.4 (Curva c). Según se puede observar en ambas, se obtiene una zona superficial con dopado no uniforme que se extiende sobre unas 3 μm hacia el interior del silicio. Se alcanza una densidad de impurezas elevada (hasta $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) en la superficie del silicio, en una zona de espesor bastante mayor que la máxima profundidad que puede alcanzar la zona de carga espacial. Esta elevada concentración puede hacer que se genere rápidamente la capa de inversión debajo del óxido de puerta mediante mecanismos de ruptura Zener, lo cual dificulta la realización de experiencias de inyección por avalancha, pero permite la inyección mediante corriente túnel Fowler-Nordheim desde ambos electrodos sin problemas de efectos de borde en el perímetro de las estructuras ni de respuesta de la capa de inversión.

Durante los pasos de oxidación seca y recocido posterior a la metalización se producirá una pequeña redistribución adicional resultando el perfil representado en la figura 2.5. El máximo valor de la concentración se alcanza en la superficie, obteniéndose el valor $N_{D_{\text{max}}} = 4.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ según la simulación con SUPREM. Además, algunas impurezas de fósforo penetrarán en la capa de óxido delgado dando lugar al perfil de la figura 2.6 en el interior del óxido. La concentración máxima según SUPREM también se espera en la interface y su valor es $4.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

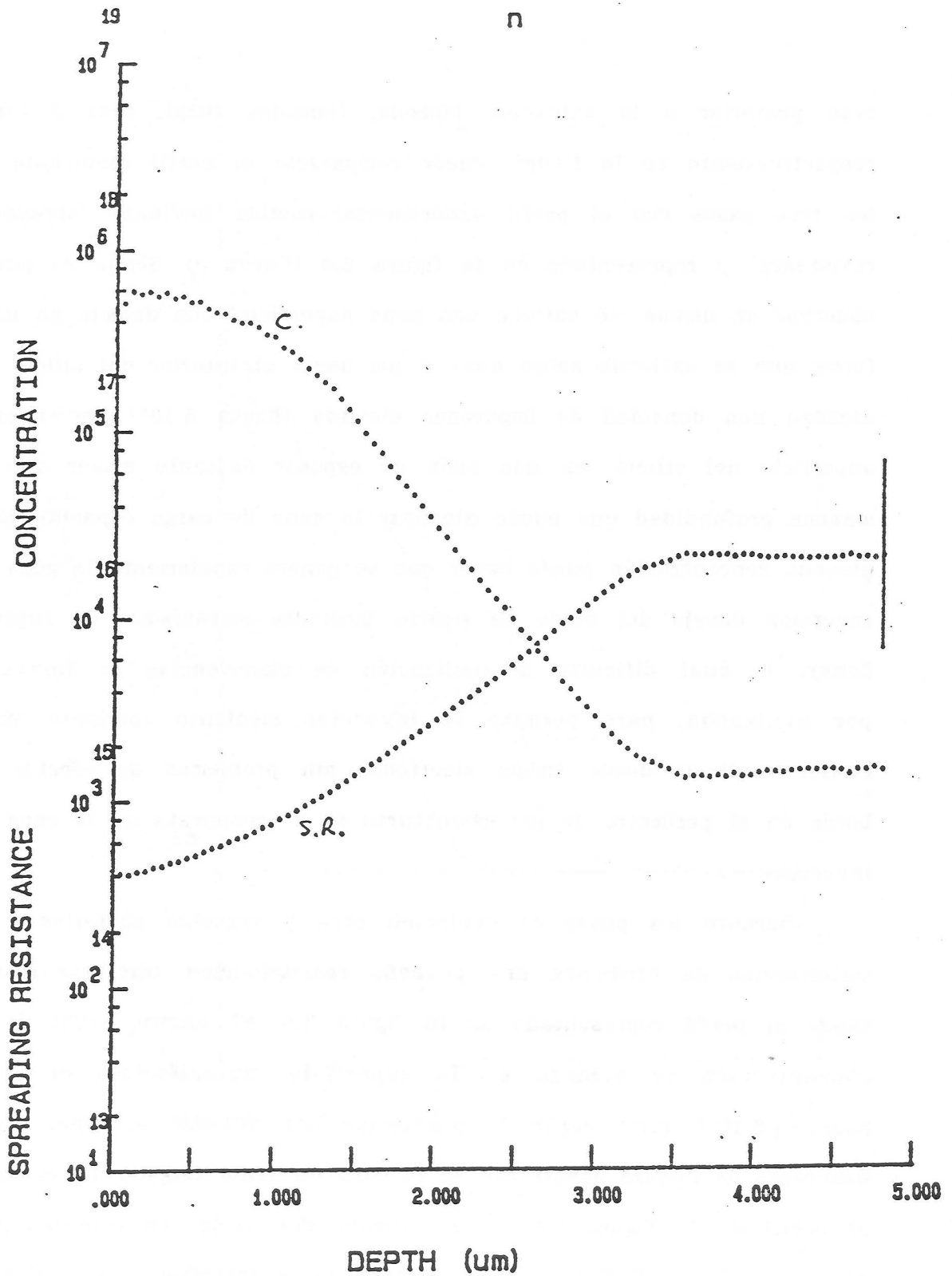


Figura 2.4.- Resultados experimentales de las medidas de "spreading resistance" (S.R.) y perfil de impurezas obtenido a partir de ellas (C).

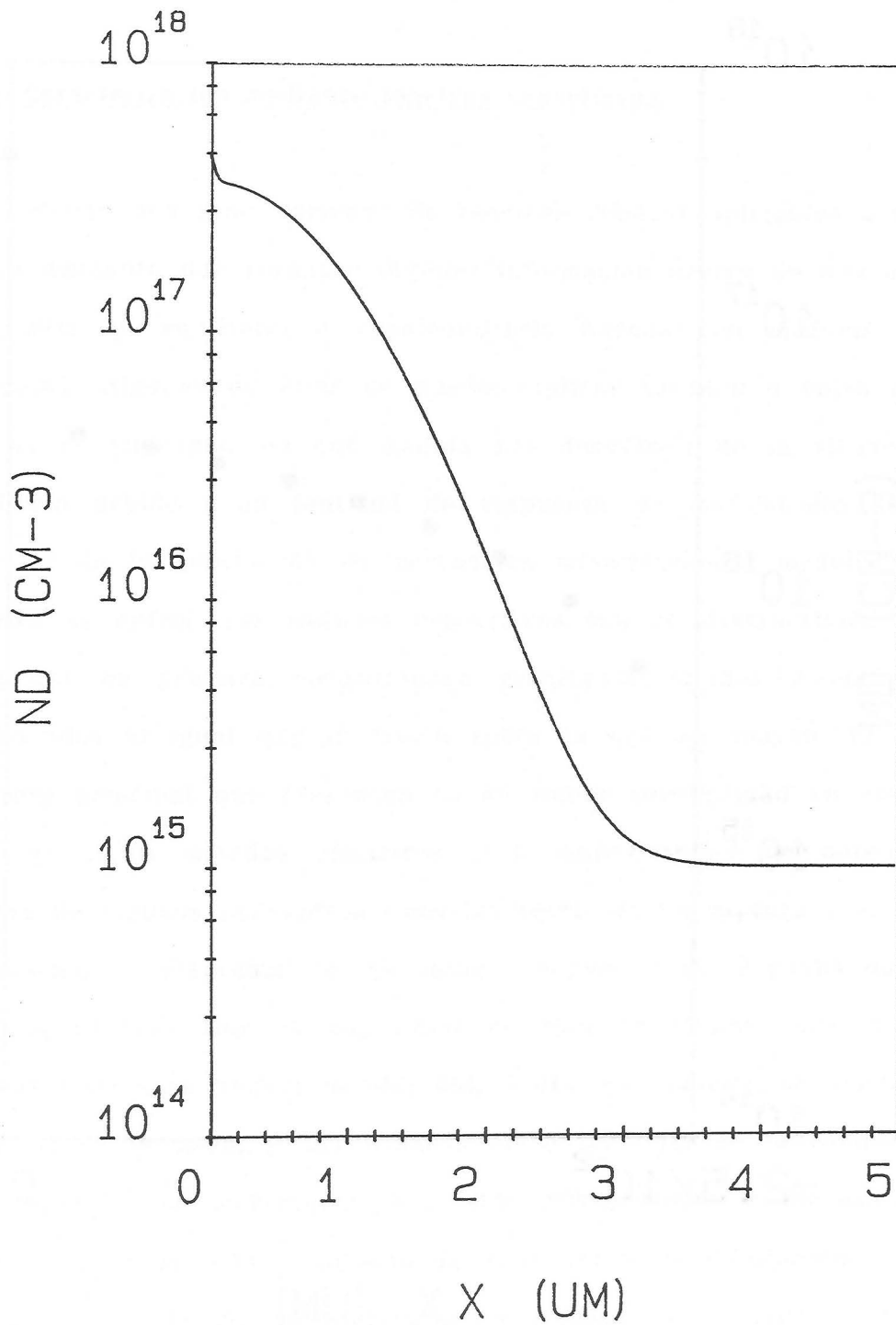


Figura 2.5.- Perfil de impurezas resultante del proceso tecnológico, obtenido mediante SUPREM.

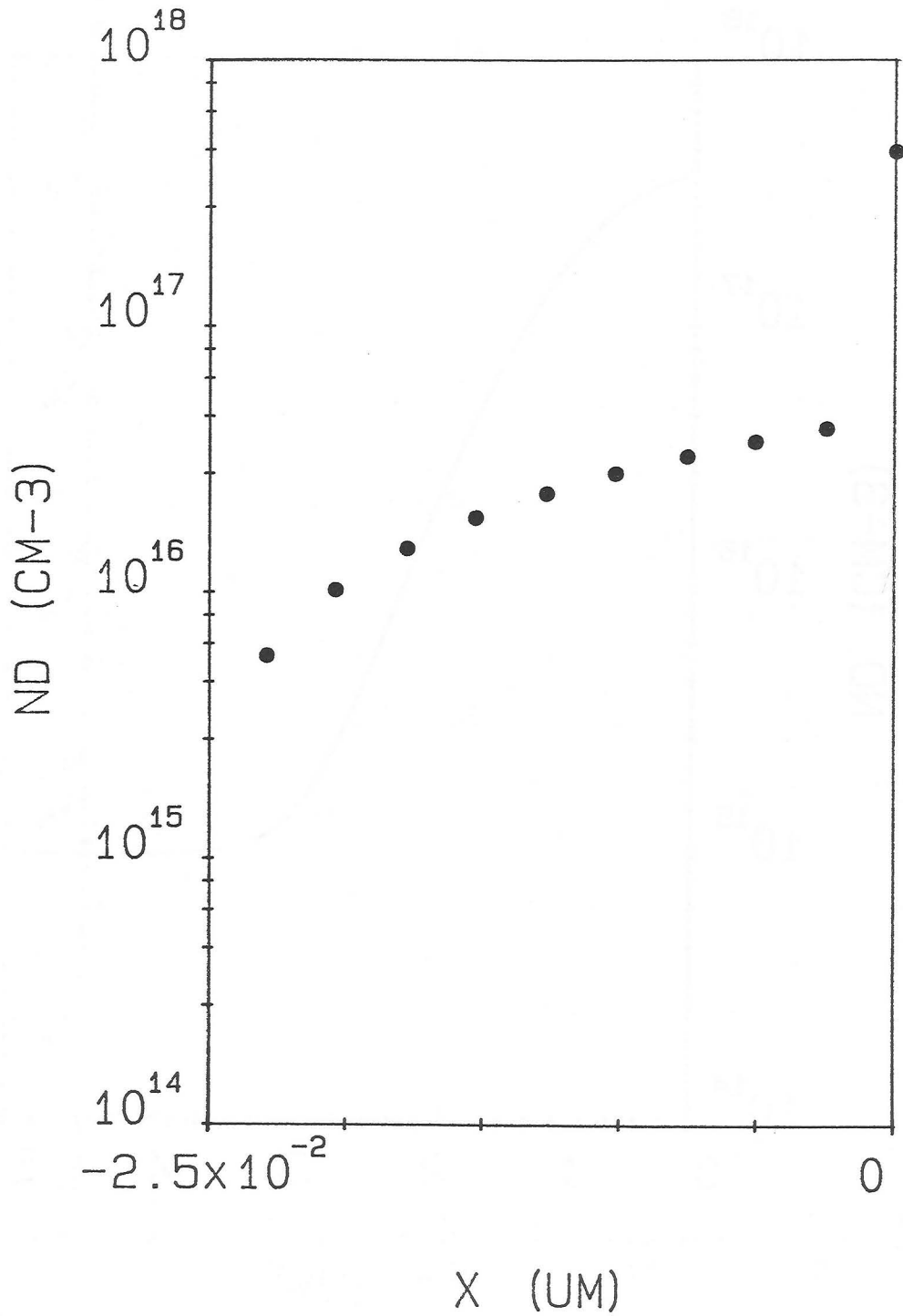


Figura 2.6.- Perfil de impurezas de fósforo en el interior del óxido de puerta, obtenido mediante SUPREM.

2.2.- Caracterización mediante técnicas capacitivas.

Existe una gran variedad de técnicas clásicas aplicables a temperatura ambiente que permiten obtener información acerca de una estructura MOS en equilibrio o cuasiequilibrio basadas en medidas de su capacidad. Algunas de ellas se pueden aplicar también a bajas temperaturas si conocemos en qué medida nos desviamos de la situación de equilibrio debido a la lentitud de respuesta de los estados superficiales y de la generación de portadores minoritarios a medida que la muestra se enfría. Los métodos capacitivos son no destructivos, fáciles de poner en práctica, proporcionan resultados rápidos y están bien establecidos al igual que la teoría sobre la que se apoyan. El inconveniente principal que presentan es su menor sensibilidad en comparación con otros métodos eléctricos y la imposibilidad de obtener los valores de algunos parámetros como las secciones de captura y el carácter donador y aceptador de los estados superficiales. Algunas de estas técnicas utilizan sólo la capacidad en alta frecuencia [43], otras la capacidad en baja frecuencia [44, 45], o una combinación de ambas [46]. Todas estas técnicas, y las basadas en el análisis de la conductancia y en transitorios isotérmicos, han sido compendiadas y discutidas por Nicollian y Brews [47] y algunas de ellas están ya incorporadas en los procesos estándar de caracterización utilizados en el control tecnológico.

En este apartado analizaremos los resultados obtenidos en nuestras muestras mediante la aplicación de diferentes técnicas "estándar", limitándonos a utilizar los resultados de las mismas sin pretender su

deducción, pues ésta se puede encontrar en varias de las referencias citadas anteriormente. No obstante, si nos fijaremos en posibles fuentes de error en la interpretación de las medidas, introduciendo algunas correcciones que explicaremos con detalle, con el fin de obtener una medida más precisa de los diferentes parámetros.

2.2.1.- Medida del espesor del óxido y de la resistencia serie.

El espesor del óxido se puede obtener a partir de la capacidad de la estructura en alta frecuencia medida en acumulación:

$$C_{acu} \approx C_{ox} \quad \text{y} \quad C_{ox} = \epsilon_{ox} \cdot A / t_{ox}$$

Sin embargo, esta medida está sujeta a dos importantes fuentes de error: la capacidad de la capa de acumulación y la resistencia en serie con la estructura.

A) Capacidad del semiconductor en acumulación.

En fuerte acumulación se puede expresar la capacidad del semiconductor por unidad de área, independientemente de la forma del perfil del dopado, según

$$C_s = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2} L_B} \cdot e^{-\beta \phi_s / 2} \quad (2.1)$$

donde

$$L_B = \left[\frac{\epsilon_s}{q \cdot \beta \cdot n_B} \right]^{1/2}, \quad \beta = \frac{q}{kT}$$

siendo n_B la densidad de electrones en el "bulk" en equilibrio y ϕ_s el potencial de superficie. Como la densidad de electrones en la superficie es

$$n_s = n_B \cdot \exp(-\beta\phi_s) \quad (2.2)$$

la capacidad del óxido se relaciona con la capacidad medida en acumulación según

$$C_{ox} = C_{acu} \cdot \left(1 + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} \frac{\sqrt{2} L_B}{t_{ox}} \sqrt{\frac{n_B}{n_s}} \right) \quad (2.3)$$

El término de error es más importante a medida que decrece el espesor del óxido. Para los parámetros de nuestras muestras, con un espesor de óxido próximo a 250 Å, el error cometido es inferior al 1% si $n_s > 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, esto es, diez veces superior a la concentración de impurezas en la superficie.

Si se quiere tener una medida exacta del espesor del óxido mediante técnicas capacitivas hay que modelar la capa de acumulación con precisión, teniendo en cuenta efectos tales como degeneración, ionización de las impurezas y efectos cuánticos en la superficie del semiconductor, lo que haría poco práctico el cálculo. Algunos autores [48] han desarrollado métodos para obviar estos problemas, obteniendo el espesor del óxido a partir de las medidas de capacidad con pequeñas curvaturas de bandas en el semiconductor, bajo la hipótesis de un dopado uniforme, aunque analizan los errores que introducirían la presencia de estados superficiales, el hecho de que el perfil de impurezas no fuera uniforme y la capacidad de la zona de carga espacial de la puerta en caso de que sea de polisilicio.

En este trabajo admitiremos para la capacidad del óxido el valor medido en fuerte acumulación, ya que el elevado valor del dopado superficial hace que la capacidad del semiconductor crezca rápidamente y el error cometido es pequeño. Después se comprobará la validez de esta aproximación comparando con curvas de capacidad teóricas obtenidas mediante simulación.

B) Resistencia en serie con la estructura.

Una resistencia en serie con la estructura puede modificar considerablemente el valor medido de las curvas de capacidad en alta frecuencia, sobre todo en acumulación. Tendrá por tanto un efecto directo sobre el valor estimado, a partir de la capacidad, del espesor del óxido.

La resistencia serie puede deberse a [47]:

- La resistencia de los hilos de conexión, principalmente con la puerta.
- Una capa de suciedad entre el contacto posterior y el soporte.
- Una distribución extremadamente no uniforme del dopado debajo de la puerta de forma que se creen regiones vacías de portadores altamente resistivas.
- Resistencia de la zona cuasineutra del silicio entre la zona de carga espacial y el contacto posterior.
- Resistencia del propio contacto posterior.
- Resistencia distribuida del electrodo de puerta si es muy delgado. Este último caso se puede presentar con puertas semitransparentes de Aluminio en MOS diseñados para ser excitados ópticamente.

En la mayoría de los dispositivos la fuente más importante de

resistencia serie es la del "bulk" que se puede calcular para muestras con puerta circular según la expresión [49]

$$R_B = \rho / 4a \cdot f(l/a) \quad (2.4)$$

con un error típico del 1%, siendo a el radio de la metalización de puerta, l el espesor de la oblea y

$$f(x) = 1/2 \cdot [x/(x+\pi/4) + 1 - \exp(-4x/\pi)] \quad (2.5)$$

Sin embargo la resistencia del contacto posterior también puede ser importante en muestras con contacto no sinterizado. Se obtiene en este caso una resistencia proporcional a la resistividad del sustrato con lo que su efecto se añade al del bulk.

Si suponemos que la resistencia serie no depende de la tensión aplicada, podemos obtener su valor a partir de la capacidad y conductancia de la estructura en acumulación. En este caso el modelo equivalente es simplemente un condensador en serie con la resistencia cuyo valor deseamos calcular. Si la admitancia medida es

$$Y_m = G_m + j\omega C_m = j\omega (C_m - j\Gamma_m) \quad (2.6)$$

siendo $\Gamma_m \equiv G_m/\omega$, se obtiene

$$C_m \longrightarrow C_{acu} \quad \text{cuando} \quad \omega \longrightarrow 0$$

y

$$\Gamma_m/C_m = \omega \cdot R_S \cdot C_{acu} \quad (2.7)$$

de forma que si se representa $\log(\Gamma_m/C_m)$ frente a $\log(w)$ se debe obtener una recta de pendiente unidad de cuya ordenada en el origen es posible extraer el valor de R_s .

En la figura 2.7 se muestran las curvas experimentales de capacidad y conductancia en acumulación en función de la frecuencia para una muestra de tamaño medio, llamada MM en la figura 2.2. Se observa que a altas frecuencias crece la conductancia y decrece la capacidad, lo que pone de manifiesto la presencia de una resistencia en serie con la estructura. Entre 1 y 100 kHz la capacidad es aproximadamente constante y la conductancia muy pequeña. Se han medido también la capacidad y conductancia en acumulación en función de la frecuencia para las muestras pequeña y grande del mismo "chip" obteniendo resultados similares. Las capacidades máximas medidas son:

$C_{max} = 1370$ pF para la muestra grande.

342 pF para la muestra mediana.

56 pF para la muestra pequeña.

Los valores anteriores guardan la misma relación que las áreas de las tres capacidades. A partir de ellos podemos obtener para el espesor del óxido el valor $t_{ox} = 253$ Å. El valor medido por elipsometría está comprendido entre 255 Å y 260 Å.

Representando Γ_m/C_m en función de la frecuencia en una escala doblemente logarítmica y superponiendo la recta de pendiente unidad que mejor se ajusta a los datos experimentales, a partir de la ordenada en el origen se obtiene el valor de la resistencia serie. Los resultados

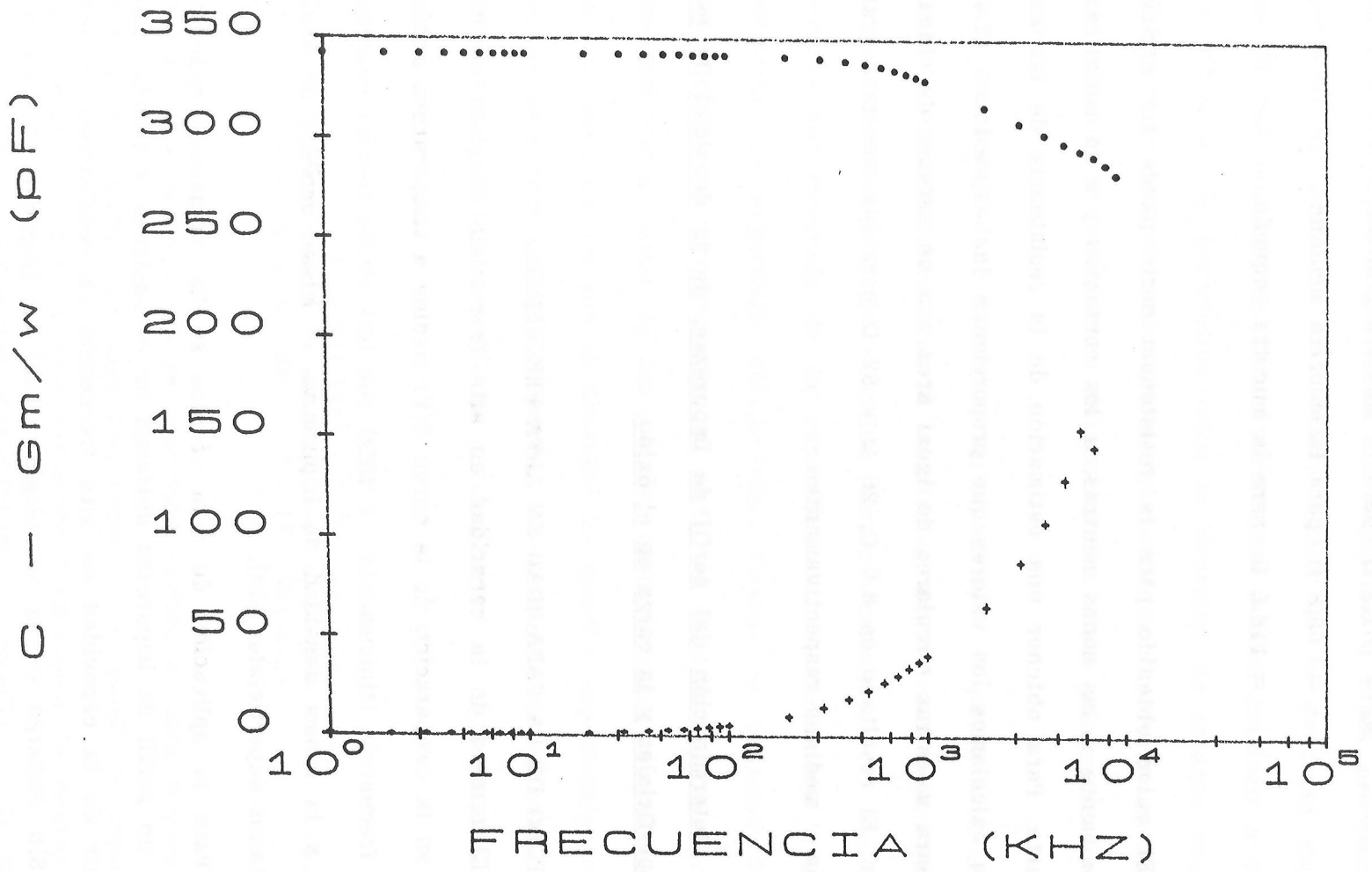


Figura 2.7.- Capacidad (...) y conductancia (+++) experimentales en acumulación, en función de la frecuencia.

son:

$$R_s = 61.2 \Omega \text{ para la muestra grande.}$$
$$= 63.8 \Omega \text{ para la muestra mediana.}$$
$$= 118.5 \Omega \text{ para la muestra pequeña.}$$

El valor obtenido para la resistencia serie puede ser atribuido principalmente a las zonas neutras, a los contactos y a la metalización de puerta. Para obtener una estimación de la resistencia de las zonas neutras calculamos los valores que proporcionan las expresiones (2.4) y (2.5) para muestras circulares de igual área con un espesor de oblea de 300 μm . El resultado es 8.6 Ω , 25 Ω y 82 Ω para las muestras grande, pequeña y mediana respectivamente.

2.2.2.- Determinación del perfil de impurezas, de la densidad de estados superficiales y la carga en el óxido.

A) METODO DE LA CAPACIDAD EN ALTA FRECUENCIA.

El método de la capacidad en alta frecuencia consiste esencialmente en la comparación de la curva $C(V)$ medida a temperatura ambiente y alta frecuencia (típicamente 1 MHz) con una curva teórica correspondiente a la misma densidad de impurezas, el mismo espesor de óxido y sin estados superficiales [43].

Para la aplicación de esta técnica se ha supuesto, tradicionalmente, un perfil de impurezas uniforme en el sustrato, obtenido también a partir de la capacidad en alta frecuencia en condiciones de inversión. Sin embargo en la tecnología actual es frecuente la realización de implantaciones superficiales que conducen a perfiles rápidamente variables en el interior de las zonas de carga espacial. Incluso con

perfiles inicialmente uniformes, la oxidación u otros procesos a altas temperaturas provocan una redistribución de la densidad espacial de los átomos del dopante. Estas variaciones pueden conducir a errores en la obtención de parámetros como la densidad de estados superficiales [50], por lo que el conocimiento del perfil de impurezas en el sustrato es necesario si se quieren determinar los otros parámetros con precisión.

La densidad de impurezas en el sustrato se puede obtener a partir de métodos capacitivos. Con la muestra en deplexión y deplexión profunda podemos utilizar la conocida técnica basada en la derivada del inverso del cuadrado de la capacidad del semiconductor respecto al potencial de superficie: $d(1/C_s^2)/d\phi_s$. Cuando la densidad de estados superficiales es muy pequeña, el perfil de impurezas se puede obtener directamente a partir de los valores medidos según $d(1/C_m^2)/dV_G$, pero en los casos en los que la densidad de estados superficiales es elevada, es necesario corregir el efecto de distorsión de la curva $C(V)$ en alta frecuencia incorporando la curva medida en baja frecuencia según [51]:

$$N(W) = \frac{2}{q \epsilon_s} \left[\frac{d(1/C_{HF}^2)}{dV_G} \right]^{-1} \frac{(1 - C_{LF}/C_{ox})}{(1 - C_{HF}/C_{ox})} \quad (2.8)$$

siendo $W = \epsilon_s \cdot A/C_s$, C_{HF} la capacidad medida en alta frecuencia y C_{LF} la capacidad medida en baja frecuencia. Si el perfil de impurezas es rápidamente variable, lo que realmente proporciona la expresión (2.8) es el perfil de portadores mayoritarios en equilibrio [52]. Se puede obtener la concentración de impurezas haciendo la corrección:

$$N(W) = n_0(W) - \frac{\epsilon_s}{q \cdot \beta} \frac{d}{dW} \left[\frac{1}{n_0(W)} \frac{dn_0}{dx} \Big|_{x=W} \right] \quad (2.9)$$

donde n_0 es el valor obtenido con la expresión (2.8).

Cerca de la superficie el resultado de las expresiones anteriores no es válido ya que el error asociado a la aproximación de deplexión es más importante a medida que el ancho de la zona de carga espacial disminuye. Además, los errores a los que está sujeta la medida de C_s en esta zona, como son la fuerte dependencia del valor de la capacidad del óxido, la imposibilidad de conseguir una curva realmente de alta frecuencia, etc, hacen difícil la evaluación del dopado mediante medidas de capacidad. A pesar de ello, se han desarrollado técnicas para evaluar la densidad del dopante en esta zona, algunas basadas en la extrapolación de los resultados obtenidos en deplexión según las expresiones teóricas de la implantación iónica o la redistribución de impurezas producida por la oxidación [53], otras basadas en la aproximación por un perfil gradual lineal [54] o en la aplicación local de las soluciones exactas obtenidas mediante la resolución de la ecuación de Poisson con dopado uniforme [55].

Una vez conocido el perfil del dopante podemos obtener una curva teórica de capacidad en alta frecuencia según un método similar al utilizado para el análisis de la capacidad de uniones P-N con centros profundos [56]. La curva de capacidad teórica se compara con la curva experimental para confirmar, o corregir, los valores de parámetros tales como el espesor del óxido o la validez del perfil de impurezas en caso de que haya pocos estados superficiales. Si la densidad de

estados superficiales no es pequeña, la comparación de las curvas teórica y experimental permite la determinación de tal densidad. Además, también mediante dicha comparación, se puede obtener la relación entre la tensión aplicada y el potencial de superficie.

El método que hemos empleado para obtener numéricamente la curva teórica de capacidad se detalla en el apéndice A. Para el cálculo de cada punto de la curva partimos de un valor del potencial de superficie y resolvemos la ecuación de Poisson en una situación estacionaria correspondiente a ese valor del potencial. A continuación planteamos la ecuación diferencial que resulta de superponer variaciones de pequeña amplitud y alta frecuencia al potencial de superficie, obteniendo:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} + \frac{d\delta\phi}{dx^2} = - \frac{q}{\epsilon_s} \left[p^{\bar{}} + \delta p - n^{\bar{}} - \delta n + N_D - N_A \right] \quad (2.10)$$

(con el superíndice $\bar{}$ nos referimos a los valores en condiciones de corriente continua). Las variaciones de pequeña señal producen pequeñas desviaciones del equilibrio y, en consecuencia, una ligera separación de los pseudoniveles de Fermi. La densidad de portadores minoritarios se puede expresar en la forma:

$$p(x) = p^{\bar{}}(x) \cdot \exp(-\beta \cdot \delta\phi) \cdot \exp[(E_{F_n} - E_{F_p})/k_B T] \quad (2.11)$$

La separación de los pseudoniveles de Fermi se puede determinar a partir de la condición de alta frecuencia, esto es, imponiendo que la carga total de portadores minoritarios de la capa de inversión no se modifique ante las variaciones de pequeña amplitud [50, 56]. La expresión (2.10) conduce, entonces, a la siguiente ecuación íntegro-

diferencial:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{1}{L_D^2} \cdot \frac{n_i}{N_B} \left[(e^{u^=} + e^{-u^=}) \cdot y - e^{u^=} \frac{\int_0^L e^{-y} \cdot dx}{\int_0^W e^{u^=} dx} \right] \quad (2.12)$$

donde L_D es la longitud de Debye en el sustrato y

$$y \equiv \frac{\delta \phi}{\delta \phi_s} \quad ; \quad u^= \equiv \frac{q \cdot \phi^=}{k_B \cdot T}$$

L es el espesor de la oblea y W la distancia desde la interface a partir de la cual se puede considerar que existe neutralidad eléctrica.

A partir de la solución de la ecuación (2.12) se puede obtener la capacidad en alta frecuencia mediante la relación entre la amplitud de la variación de la carga total en el semiconductor y la amplitud de la variación del potencial de superficie. Como la carga total de los portadores minoritarios no se modifica, la capacidad se puede expresar como la relación entre la variación de la carga de mayoritarios y la del potencial de superficie. En el apéndice A se deduce la expresión que permite calcular la capacidad del semiconductor a partir de la solución de la ecuación (2.12), obteniéndose:

$$C_s = \epsilon_s \cdot \left[- \frac{dy}{dx} \Big|_{x=0} \right] \quad (2.13)$$

Para comprobar la validez de los resultados teóricos obtenidos, hemos aplicado el método anterior a nuestras muestras. En la figura 2.8

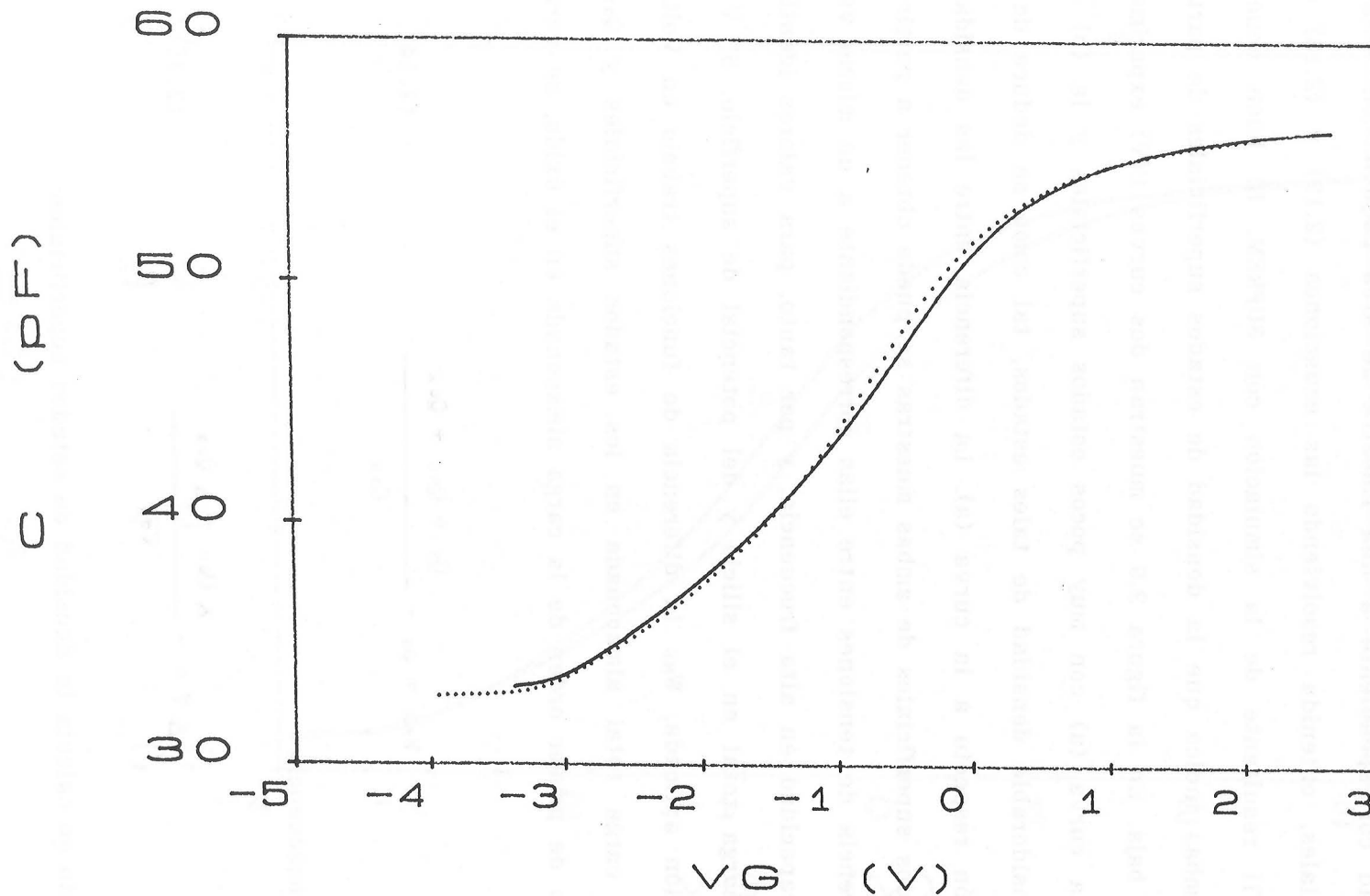


Figura 2.8.- Comparación de curvas de capacidad: Experimentales (línea de puntos) y calculada a partir del perfil de impurezas de la figura 2.5 (Trazo continuo)

se representa, junto a una curva teórica, una curva experimental de capacidad correspondiente a una muestra de área pequeña sin estados superficiales, obtenida resolviendo las ecuaciones (2.12) y (2.13) con el perfil resultante de la simulación con SUPREM. El buen acuerdo entre ambas indica que la densidad de estados superficiales de partida es muy baja. En la figura 2.9 se muestran dos curvas C(V) experimentales, la curva (a) con muy pocos estados superficiales y la (b) con una considerable densidad de tales estados, tal como se deduce de la distorsión respecto a la curva (a). La diferencia entre las densidades de estados superficiales de ambas muestras se puede obtener a partir de la diferencia de tensiones entre ellas correspondiente a un mismo valor de la capacidad en alta frecuencia, y por tanto, para valores idénticos de la carga total en el silicio y del potencial de superficie. Si V es la tensión aplicada, W_{MS} la diferencia de funciones trabajo en Voltios, Q_{ss} la carga total almacenada en los estados superficiales y Q_{ox} el momento de primer orden de la carga almacenada en el óxido, se verifica:

$$V - W_{MS} = \phi_s - \frac{Q_s + Q_{ss} + Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (2.14)$$

y en consecuencia

$$\Delta V = - \frac{\Delta Q_{ss} + \Delta Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (2.15)$$

Derivando se calcula la densidad de estados superficiales:

$$D_{it}(E_F) = \frac{C_{ox}}{q \cdot A} \cdot \frac{d(\Delta V)}{d\phi_s} \quad (2.16)$$

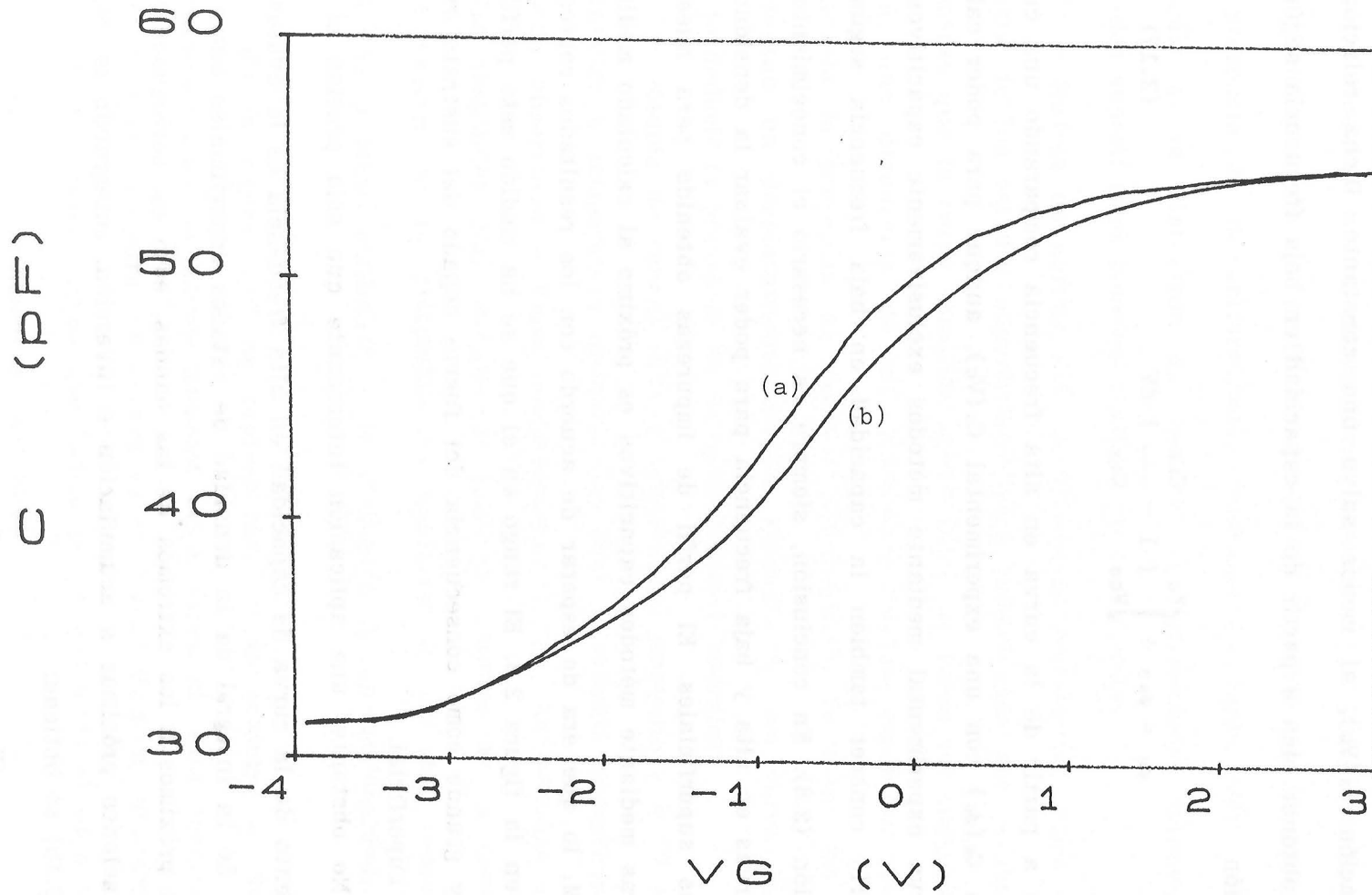


Figura 2.9.- Curvas experimentales de capacidad en alta frecuencia correspondientes a muestras idénticas: a) Con pocos estados superficiales. b) Con una densidad considerable de estados superficiales.

Para evaluar la derivada presente en (2.16) es necesario conocer la relación $\phi_s(V_G)$, al menos salvo una constante. Dicha relación se puede obtener bien a partir de la capacidad en baja frecuencia según la expresión

$$\phi_s = \phi_{s0} + \int_{V_{G0}}^{V_G} \left(1 - \frac{C_{LF}}{C_{ox}} \right) dV \quad (2.17)$$

o bien a partir de la curva en alta frecuencia comparando una curva teórica $C_s(\phi_s)$ con una experimental $C_s(V_G)$, aunque para poder calcular la curva experimental mediante métodos exclusivamente capacitivos es necesario conocer también la capacidad en baja frecuencia según la expresión (2.8). En conclusión, siempre es necesario el conocimiento de las curvas en alta y baja frecuencia para poder evaluar la densidad de estados superficiales. El perfil de impurezas obtenido para nuestras muestras mediante métodos capacitivos es próximo al calculado mediante SUPREM, lo que era de esperar de acuerdo con los resultados representados en la figura 2.8. El rango en el que se ha medido este perfil no es muy grande como consecuencia del fuerte dopado del sustrato en la región superficial.

No obstante, una aplicación interesante que sólo precisa el conocimiento de la curva de capacidad en alta frecuencia es la evaluación rápida de la integral de la densidad de estados superficiales entre dos puntos próximos a los extremos de las bandas, esto es, correspondientes a situaciones próximas a acumulación e inversión. Integrando la expresión (2.16) se obtiene:

$$\int_{E_1}^{E_2} D_{it}(E) \cdot dE = \frac{C_{ox}}{q \cdot A} \cdot [\Delta V_2 - \Delta V_1] \quad (2.18)$$

Otro motivo de distorsión de la curva de capacidad en alta frecuencia respecto a una curva ideal, además de la presencia de estados superficiales y de un perfil de impurezas variable en el sustrato, es la presencia de no-uniformidades laterales de carga [58]. Para distinguir si la distorsión se debe a no-uniformidades laterales o a estados superficiales podemos realizar diferentes tests:

- Medida de curvas $C(V)$ a diferentes frecuencias. Como la respuesta de los estados superficiales está influenciada por la frecuencia mientras que la carga atrapada en el óxido de forma no-uniforme no lo está, una dispersión de las diferentes curvas según la frecuencia indicaría la presencia de estados superficiales. Si todas las curvas presentan un desplazamiento similar respecto a una curva ideal, se puede deducir la presencia de no uniformidades laterales.

- Medida de curvas $C(V)$ a temperatura ambiente y a 77 K. Si la distorsión a temperatura ambiente se debe a estados superficiales, no debería observarse a bajas temperaturas ya que los estados superficiales responden muy lentamente ante los cambios de la tensión de polarización. Si la distorsión se mantiene en las dos temperaturas extremas podemos atribuirla a la presencia de no-uniformidades laterales.

En la figura 2.10 se representan curvas tomadas a diferentes frecuencias para la misma muestra cuya curva en alta frecuencia se representa en la figura 2.9 (Curva b). Se puede observar una dispersión entre las diferentes curvas que indica la presencia de estados superficiales como fuente principal de distorsión.

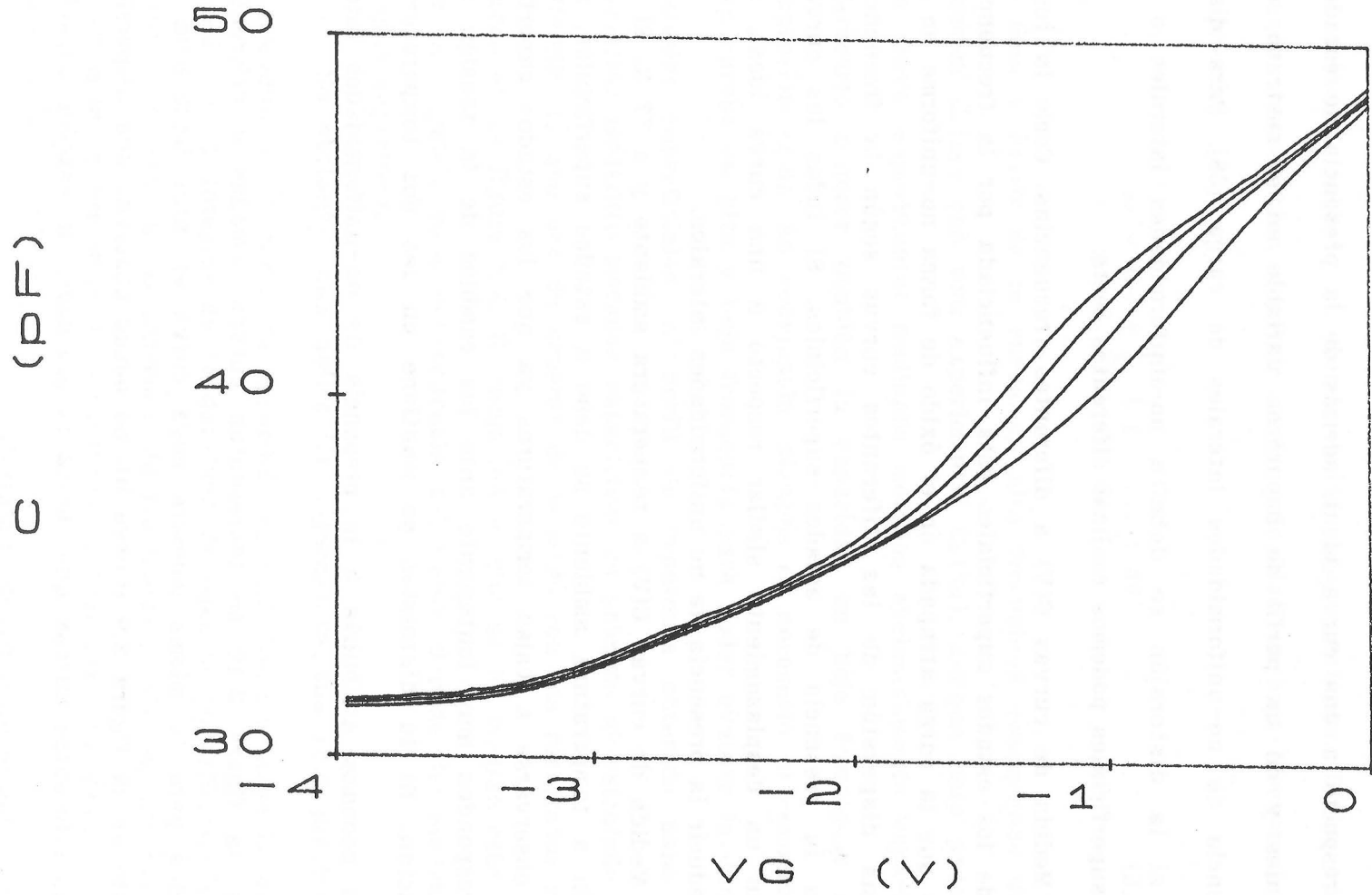


Figura 2.10.- Curvas de capacidad tomadas a diferentes frecuencias, mostrando la existencia de estados superficiales.

B) METODO COMBINADO EN ALTA-BAJA FRECUENCIA.

El método combinado de la capacidad de alta y baja frecuencia de Castagné y Vapaille [46] permite obtener el perfil de estados superficiales sin necesidad de conocer C_s ni el perfil de impurezas en un paso intermedio. La densidad de estados superficiales se obtiene mediante la expresión

$$D_{it} = \frac{1}{q \cdot A} \left(\frac{C_{ox} \cdot C_{LF}}{C_{ox} - C_{LF}} - \frac{C_{ox} \cdot C_{HF}}{C_{ox} - C_{HF}} \right) \quad (2.19)$$

Aunque, como hemos comentado anteriormente, siempre es necesario utilizar las dos curvas de capacidad, las ventajas fundamentales de este método son su sencillez, claridad y rapidez de interpretación y su independencia respecto a la existencia de no uniformidades laterales ya que éstas afectarían en igual medida a las dos curvas.

Sin embargo, si se le quiere asignar correctamente a cada valor de D_{it} su posición en la banda prohibida del Silicio es necesario conocer la relación entre el potencial de superficie y la tensión aplicada a la puerta, que depende del dopado.

En las figuras 2.11 y 2.12 se muestran las curvas de la capacidad en alta frecuencia y la capacidad cuasiestática para las muestras cuyas curvas en alta frecuencia se han representado en la figura 2.9. Se trata de muestras idénticas pero con diferentes densidades de estados superficiales, una de ellas con una densidad muy baja (densidad de partida) y la otra con una densidad elevada de estados superficiales generados mediante sometimiento de la muestra a condiciones de estrés. La distribución de estados superficiales resultante se muestra en la figura 2.13.

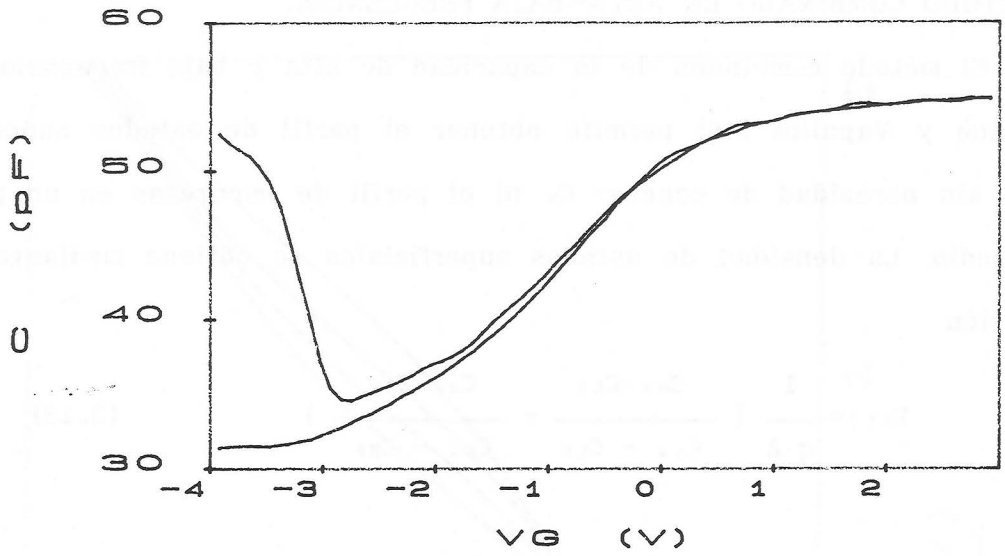


Figura 2.11.- Curvas de capacidad en alta y baja frecuencia para una muestra con pocos estados superficiales.

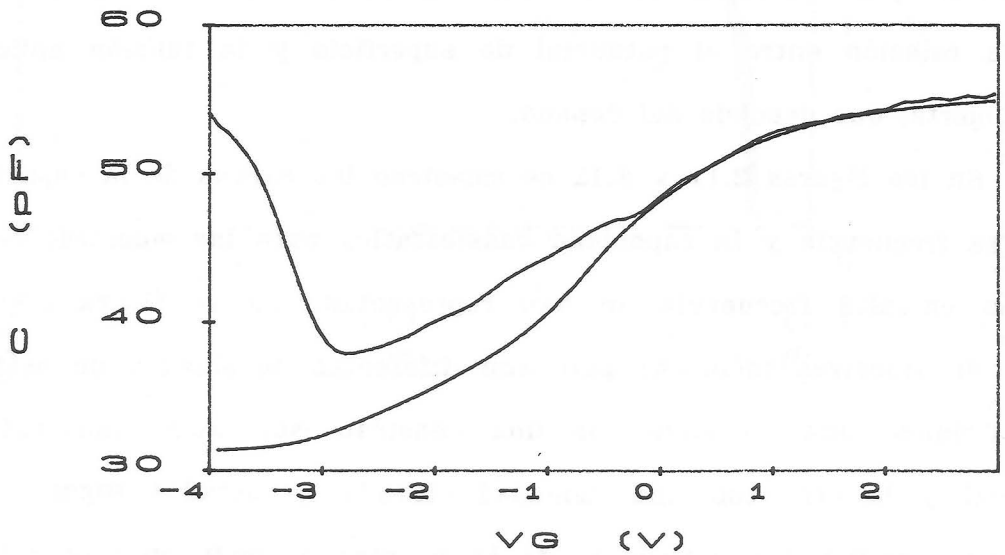


Figura 2.12.- Curvas de capacidad en alta y baja frecuencia para una muestra idéntica a la de la figura 2.11 pero con una densidad mayor de estados superficiales.

Dit (cm-2 eV-1)

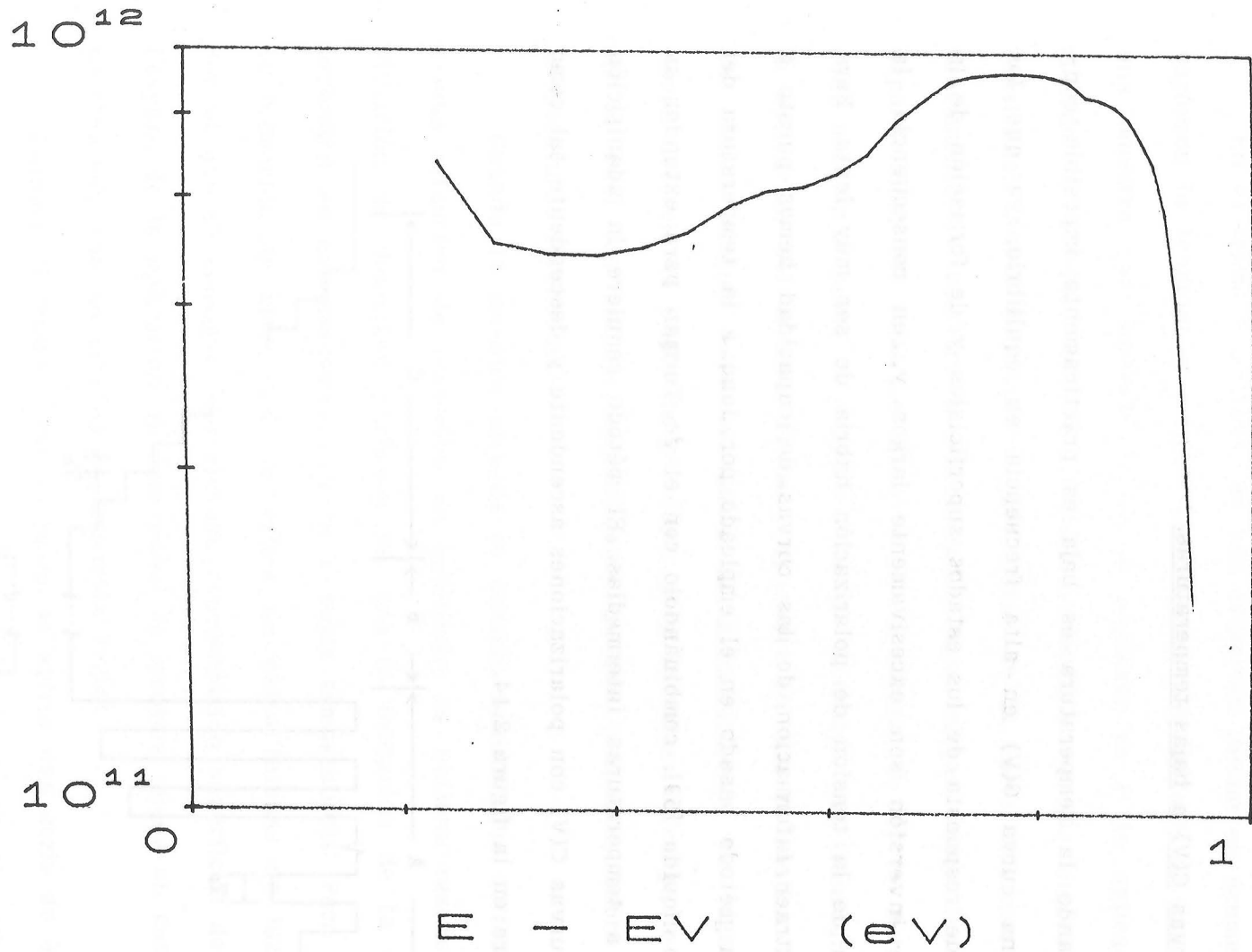


Figura 2.13.- Perfil de estados superficiales obtenido a partir de las curvas representadas en la figura 2.12.

2.3.- Curvas C(V) a bajas temperaturas.

Cuando la temperatura es baja es prácticamente imposible conseguir una curva C(V) en alta frecuencia en equilibrio, ya que los tiempos de respuesta de los estados superficiales y de formación de la capa de inversión son excesivamente largos y, en consecuencia, la variación de la tensión de polarización habría de ser muy lenta. Para poder extraer información de las curvas de capacidad hemos puesto a punto un método basado en el empleado por Jenq a la temperatura del nitrógeno líquido [59], combinándolo con el de Terman para extender su utilidad a temperaturas intermedias. El método requiere la adquisición de dos curvas C(V) con polarizaciones ascendente y descendente tal como se muestra en la figura 2.14.

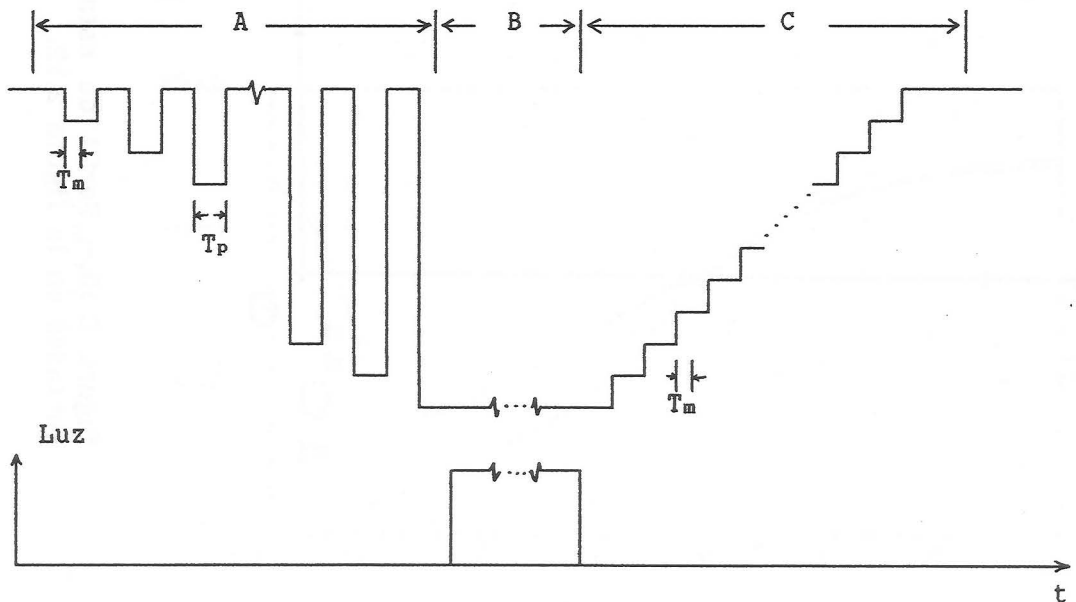


Figura 2.14.- Secuencia de escalones de tensión para la adquisición de una curva de capacidad a bajas temperaturas.

En el tramo A partimos de una situación inicial en acumulación y variamos la tensión en sentido descendente. (El método se expone para una muestra con sustrato N. Si el sustrato es P la aplicación del método es similar con los cambios necesarios en los signos de las tensiones). Antes de adquirir cada punto de la curva llevamos momentáneamente la muestra a acumulación para cargar todos los estados superficiales, tal como se muestra en la figura. T_p es la duración de cada escalón o pulso de tensión y T_m es el tiempo que transcurre desde la aplicación del escalón hasta el instante en que se realiza la medida. Hemos elegido esta secuencia de polarizaciones, en lugar de la rampa decreciente empleada por Jenq, para aumentar el rango de energías en el cual los estados superficiales quedan ocupados, sobre todo a temperaturas intermedias.

Cuando la muestra alcanza la tensión mínima, que correspondería a una situación de inversión en equilibrio, se obtiene realmente una situación de deplexión profunda ya que la formación de la capa de inversión es extremadamente lenta a bajas temperaturas. Para acelerar la formación de ésta capa, se aplica un pulso intenso de luz visible con el que se consigue una elevada concentración superficial de huecos. Después de la aplicación de este pulso, la muestra queda en condiciones de inversión con los estados superficiales vacíos.

Durante el tramo C de la figura se aplica una serie de escalones de tensión hasta llevar de nuevo la muestra a acumulación. Si durante el transcurso de esta curva los estados superficiales no capturan electrones con la velocidad con la que se eleva el nivel de Fermi en la superficie del silicio, de la diferencia entre esta curva y la curva descendente tomada durante el tramo A se puede extraer información

acerca de la densidad de tales estados.

A continuación estudiamos analíticamente la respuesta de los estados superficiales durante ambas curvas de capacidad:

A) CURVA CON POLARIZACION DESCENDENTE.

Partimos de una situación inicial en acumulación (t_0 en la figura 2.15) en la cual todos los estados se suponen ocupados, esto es $f_r=1$ prácticamente en toda la banda prohibida del silicio. En el instante t_1 se aplica un escalón de tensión que provoca un decrecimiento de la posición del nivel de Fermi. La ocupación de los estados superficiales que entre t_0 y t_1 tenían energías por debajo del nivel de Fermi y ahora quedan por encima, evolucionará según la estadística de Shockley-Read-Hall de acuerdo con la ecuación:

$$\frac{df_r}{dt} = - (c_n \cdot n + e_n + c_p \cdot p + e_p) \cdot f_r + (c_n \cdot n + e_p) \quad (2.20)$$

donde $e_{n,p}$ y $c_{n,p}$ son los coeficientes de emisión y captura de electrones y huecos respectivamente.

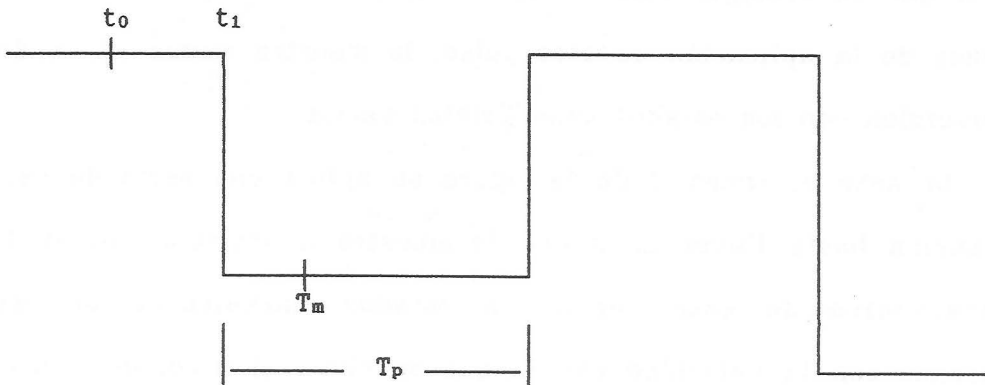


Figura 2.15.- Escalón de tensión aplicado durante el tramo A de la secuencia de tensiones mostrada en la figura 2.14.

Como la generación de huecos durante este tramo puede ser despreciada a bajas temperaturas, la variación de la ocupación de los estados superficiales, a partir del instante llamado t_1 en la figura 2.15, se producirá fundamentalmente por emisión de electrones a la banda de conducción según:

$$f_T \approx \exp(-e_n \cdot t) \quad (2.21)$$

El valor del factor de ocupación en el instante de medida T_m es:

$$f_T \approx \exp(-e_n \cdot T_m) \quad (2.22)$$

Debido a la variación exponencial del coeficiente de emisión e_n con la posición energética, podemos aproximar f_T por una función escalón que cambie de 0 a 1 en el punto $E=E_{sno}$, en el que $f_T=1/2$, esto es:

$$f_T(E) \approx \begin{cases} 0 & \text{si } E_{sno} < E < E_c \\ 1 & \text{si } E_v < E < E_{sno} \end{cases} \quad (2.23)$$

Admitimos la relación

$$e_n(E) = c_n \cdot N_c \cdot \exp\left[\frac{E - E_c}{k_B T}\right] \quad (2.24)$$

por tanto, la energía para la cual $\exp(-e_n \cdot T_m)=1/2$ es:

$$E_{sno} = E_c - k_B \cdot T \cdot \ln\left[\frac{c_n \cdot N_c \cdot T_m}{\ln 2}\right] \quad (2.25)$$

La expresión (2.23) será válida si en el instante T_m el nivel de Fermi está en una posición inferior a E_{sno} . Al principio de la curva E_F será mayor que E_{sno} en el instante de medida, de forma que es el nivel de Fermi el que limitará el rango de estados superficiales que pueden emitir sus electrones. El factor de ocupación se aproxima entonces por

$$f_T(E) \approx \begin{cases} 0 & \text{si } E_F < E < E_C \\ 1 & \text{si } E_V < E < E_F \end{cases} \quad \text{si } E_F > E_{sno} \quad (2.26)$$

Con las expresiones anteriores del factor de ocupación podemos calcular la carga almacenada en la superficie según:

$$Q_{ss} = q \cdot \int_{E_V}^{E_C} D_{it}^D [1 - f_T] dE - q \cdot \int_{E_V}^{E_C} D_{it}^A \cdot f_T \cdot dE \quad (2.27)$$

donde con el superíndice D nos referimos a estados donadores y con el superíndice A a estados aceptadores. En la práctica, con fines operativos, se suele admitir que los factores de ocupación de ambos tipos de estados son idénticos, lo que equivale a admitir un único valor de E_{sno} para ambos tipos de estados, esto es, un mismo valor para los coeficientes de captura de electrones de los estados aceptadores y de los donadores, cuando cabe pensar que el coeficiente de captura de electrones de un centro positivo ha de ser mucho mayor que el de un centro neutro. Esta hipótesis está justificada si se admite que todos los estados en la mitad superior de la banda prohibida son aceptadores y todos los estados superficiales en la mitad inferior son donadores. La expresión (2.27) se reduce a:

$$Q_{ss} = q \cdot \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \cdot dE - q \cdot \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \cdot f_T \cdot dE \quad (2.28)$$

siendo $D_{it} = D_{it}^A + D_{it}^D$.

Sustituyendo f_T de acuerdo con la aproximación (2.24) o (2.26) se obtiene:

$$Q_{ss} = q \cdot \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \cdot dE - q \cdot \int_{E_v}^{E_{sno}} D_{it} \cdot dE \quad \text{si } E_F < E_{sno}$$

o bien

$$Q_{ss} = q \cdot \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \cdot dE - q \cdot \int_{E_v}^{E_F} D_{it} \cdot dE \quad \text{si } E_F > E_{sno} \quad (2.29)$$

B) CURVA CON POLARIZACION ASCENDENTE.

En este caso el factor de ocupación f_T evolucionará desde un valor inicial $f_T=0$ en inversión hacia un valor $f_T=1$ en acumulación. La velocidad de esta evolución dependerá de la velocidad con la que se varíe la tensión externa de polarización, esto es, de los tiempos T_m y T_p definidos en la figura 2.14, de los coeficientes de captura de electrones y huecos y de las concentraciones de los mismos. Al principio de la curva, para posiciones del nivel de Fermi próximas a la banda de valencia, los estados se ocuparán mediante emisión de huecos a esa banda, y más adelante, cuando el nivel de Fermi se aproxime suficientemente a la banda de conducción, los estados superficiales se ocuparán mediante captura de electrones.

Para estudiar la variación del factor de ocupación a medida que crece la distancia del nivel de Fermi a la cima de la banda de valencia

del silicio, hemos resuelto numéricamente la ecuación diferencial (2.20) para los distintos valores de la tensión de polarización externa con la misma secuencia de tensiones y tiempos que la que se ha utilizado experimentalmente. Para realizar este cálculo se procede de la siguiente manera:

1) Partimos de una situación inicial correspondiente a inversión, con el semiconductor y la interface en equilibrio, y se calculan las concentraciones de electrones y huecos, el potencial de superficie, la carga en el semiconductor, la ocupación estacionaria de los estados superficiales y la carga almacenada en la interface.

2) Se aplica el primer escalón de tensión. Se supone que el factor de ocupación no varía instantáneamente y, consecuentemente, se utiliza el valor de Q_{ss} obtenido en la situación anterior con el fin de calcular ϕ_s y $Q_s(\phi_s)$ según la expresión (2.14) y, por tanto, el valor de $E_F - E_v$. Con el valor obtenido para la posición del nivel de Fermi se calculan las concentraciones de electrones y huecos.

3) A partir de los valores obtenidos para las concentraciones de electrones y huecos se calcula la evolución del factor de ocupación en todo el ancho de la banda prohibida según

$$f_T(E, t + \Delta t) = \frac{c_n \cdot n(t) + e_p}{\alpha(t)} + \left[f_T(E, t) - \frac{c_n \cdot n(t) + e_p}{\alpha(t)} \right] \cdot \exp[-\alpha(t) \cdot \Delta t] \quad (2.30)$$

siendo

$$\alpha(t) \equiv c_n \cdot n(t) + e_n + c_p \cdot p(t) + e_p$$

4) Con el valor de $f_T(E, t + \Delta t)$ se calculan $Q_{ss}(t + \Delta t)$ y a partir de este valor, $\phi_s(t + \Delta t)$, $Q_s(t + \Delta t)$, $n(t + \Delta t)$ y $p(t + \Delta t)$ y se incrementa de nuevo el tiempo volviendo al paso 3.

5) Cuando se ha alcanzado el instante $t = T_p$, se incrementa de

nuevo la tensión y se vuelve al paso 2.

En las figuras 2.16-2.19 se muestran los resultados de f_T en todo el ancho de la banda prohibida para distintos escalones de tensión, a 77 K, 100 K, 150 K y 200 K. Se observa una variación inicial de f_T debida sólo a emisión de huecos que se puede aproximar por una función escalón. Los datos de la figura 2.16 se representan de nuevo en la figura 2.20 con el eje de ordenadas en escala lineal. Los resultados representados en las figuras están en buen acuerdo con las siguientes aproximaciones para el factor de ocupación:

- Para posiciones de E_F muy próximas a E_V , los huecos son rápidamente emitidos y

$$f_T(E) \approx \begin{cases} 1 & \text{si } E_V < E < E_F \\ 0 & \text{si } E_F < E < E_C \end{cases} \quad (2.31)$$

- Para valores de E_F mayores, los huecos no son emitidos con la velocidad con la que crece E_F y

$$f_T(E) \approx \begin{cases} 1 & \text{si } E_V < E < E_{Ss} \\ 0 & \text{si } E_{Ss} < E < E_C \end{cases} \quad (2.32)$$

siendo E_{Ss} el nivel de energía correspondiente a un factor de ocupación de 1/2. El factor de ocupación se puede expresar en la forma:

$$f_T(E) = 1 - \exp[-e_p \cdot (t-t_0)] \quad (2.33)$$

donde t_0 es el instante en el que E_F cruzó el nivel E_{Sp0} definido como el nivel de energía máxima que puede emitir su carga en un solo escalón de tensión, es decir,

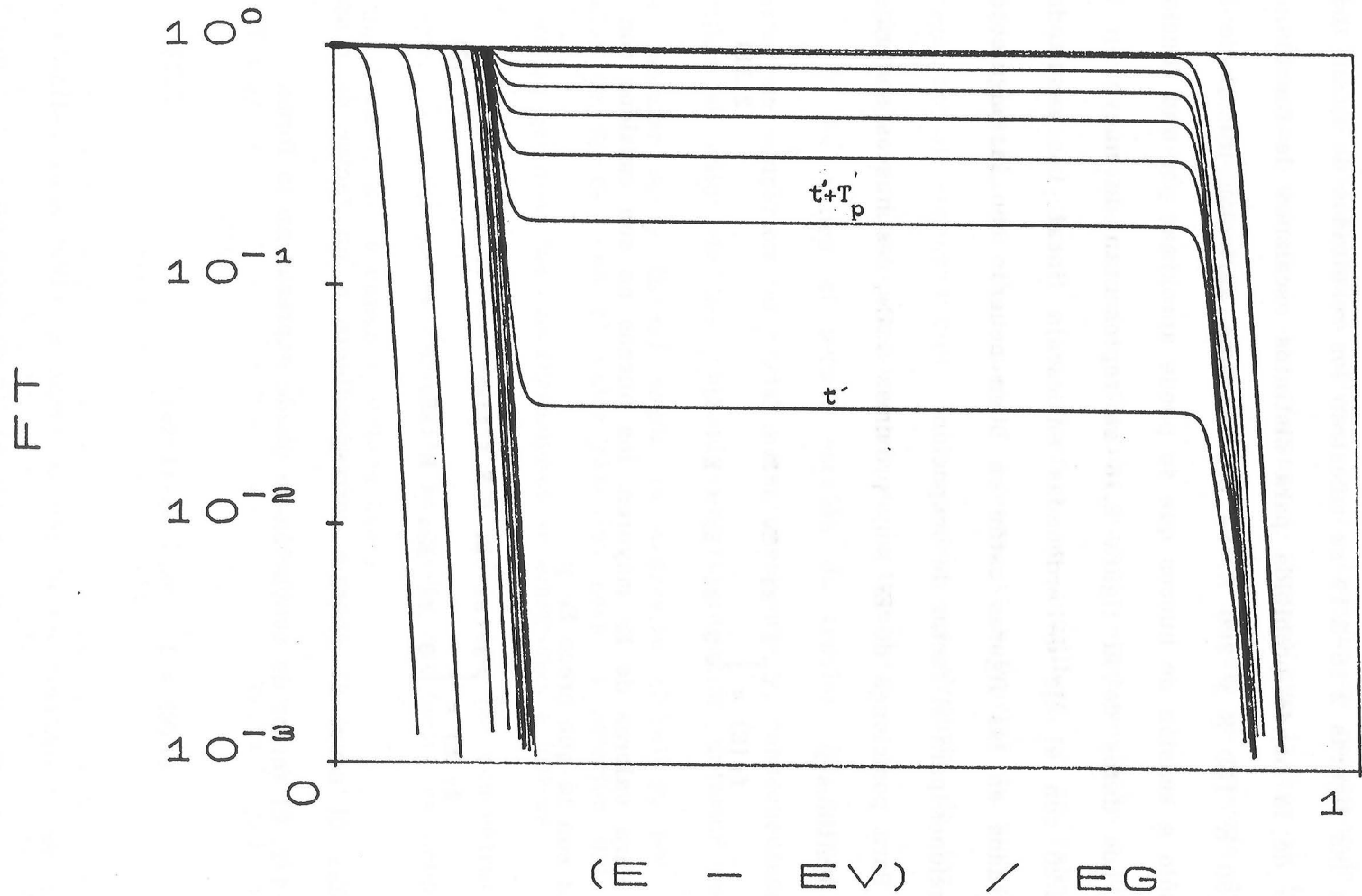


Figura 2.16.- Evolución del factor de ocupación de los estados superficiales en el interior de la banda prohibida del silicio a medida que crece la posición del nivel de Fermi, a 77 K.

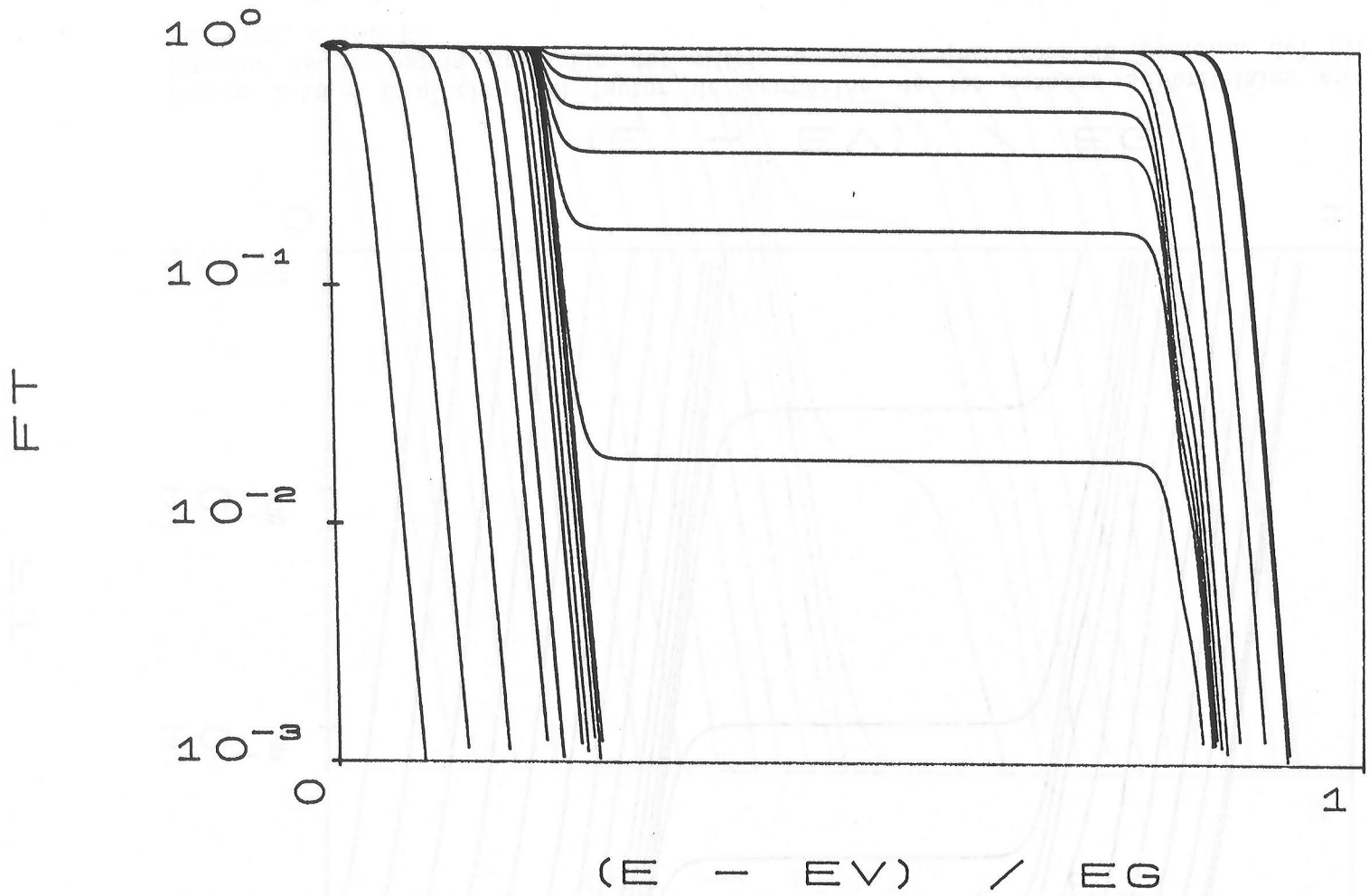


Figura 2.17.- Evolución del factor de ocupación de los estados superficiales en el interior de la banda prohibida del silicio a medida que crece la posición del nivel de Fermi, a 100 K.

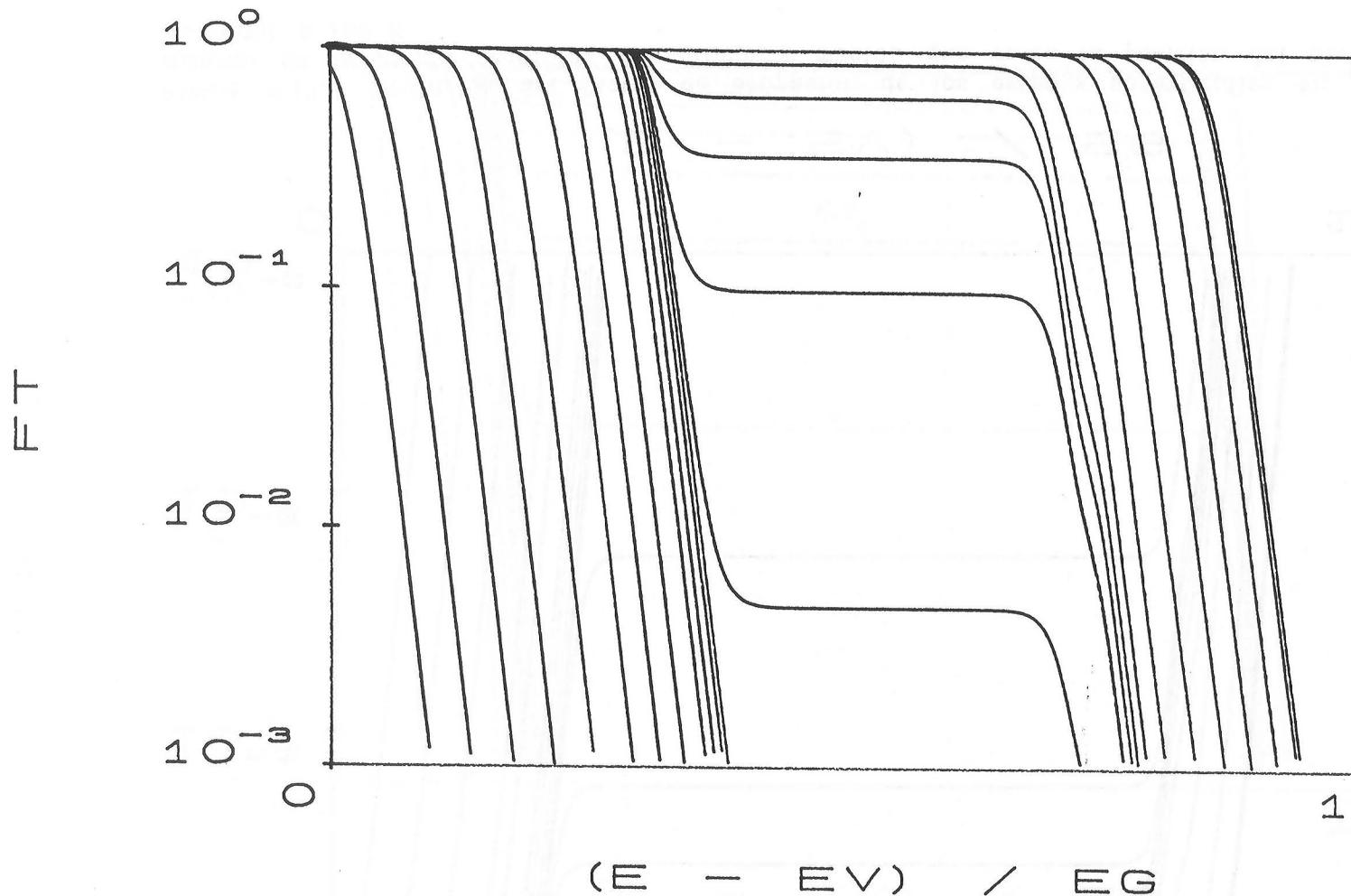


Figura 2.18.- Evolución del factor de ocupación de los estados superficiales en el interior de la banda prohibida del silicio a medida que crece la posición del nivel de Fermi, a 150 K.

FT

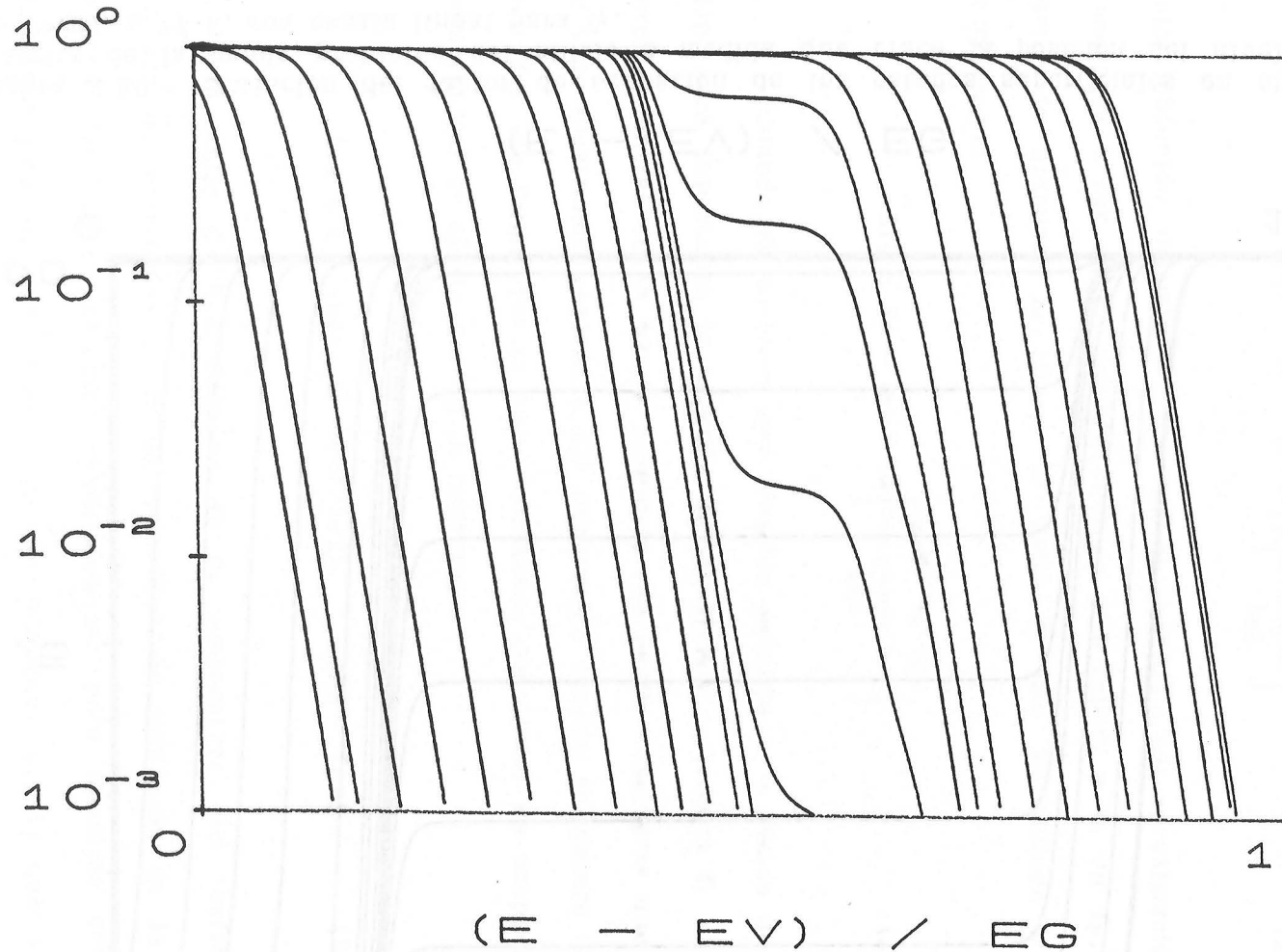


Figura 2.19.- Evolución del factor de ocupación de los estados superficiales en el interior de la banda prohibida del silicio a medida que crece la posición del nivel de Fermi, a 200 K.

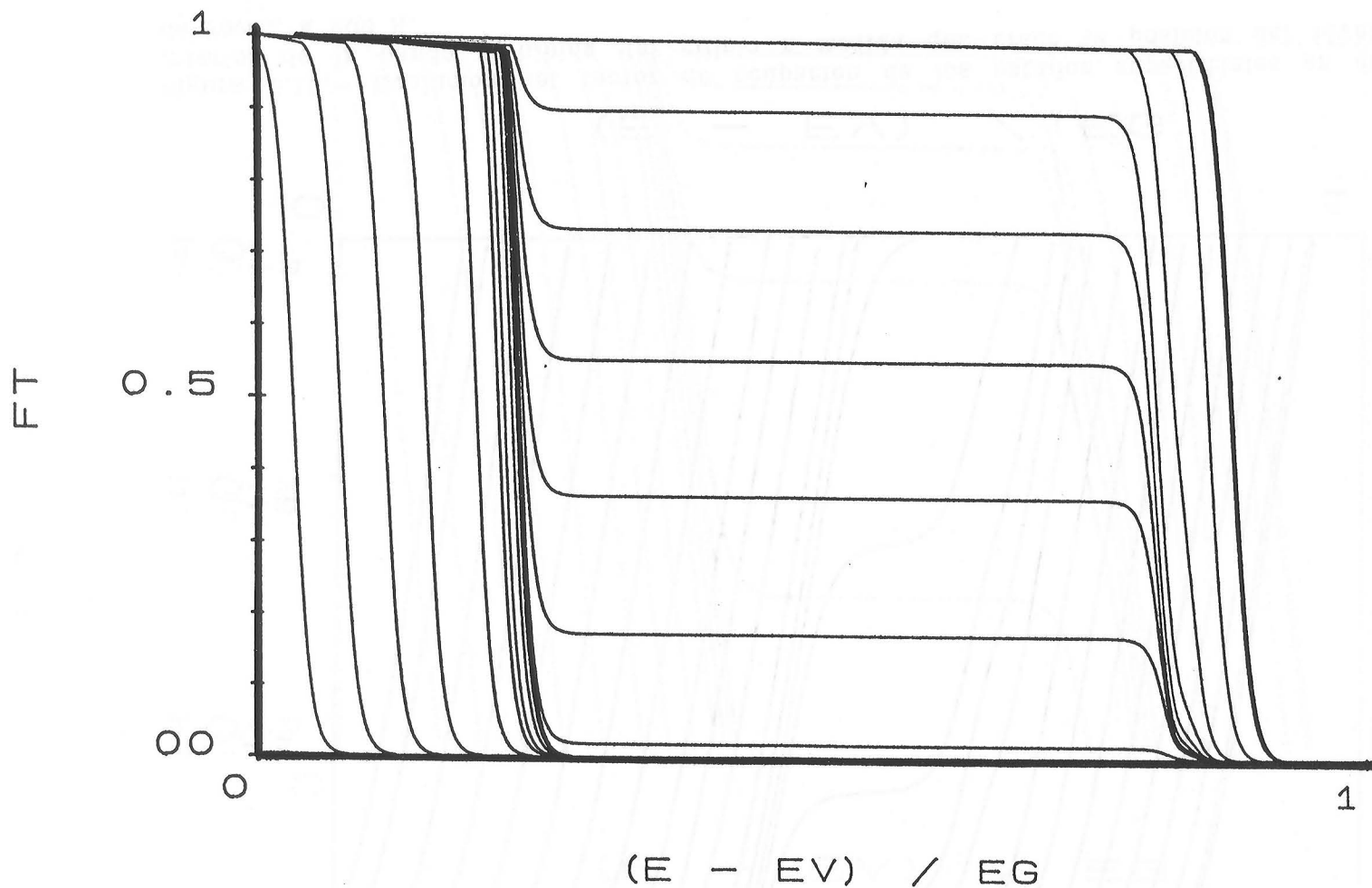


Figura 2.20.- Evolución del factor de ocupación de los estados superficiales en el interior de la banda prohibida del silicio a medida que crece la posición del nivel de Fermi, a 77 K, con escala lineal para fr.

$$E_{sp0} - E_V = k_B \cdot T \cdot \ln \left[\frac{C_p \cdot N_v \cdot T_p}{\ln 2} \right] \quad (2.34)$$

valor obtenido imponiendo $\exp(-e_p \cdot T_p) = 1/2$. La aproximación (2.32) comenzará a ser válida cuando $E_F > E_{sp0}$ y t supere a t_0 en T_p , ya que a partir de entonces $E_{ss} > E_{sp0}$. El valor de E_{ss} se obtiene a partir de (2.33) según

$$E_{ss} - E_V = k_B \cdot T \cdot \ln \left[\frac{C_p \cdot N_v \cdot (t - t_0)}{\ln 2} \right] \quad (2.35)$$

- Cuando E_F alcance una posición próxima a la banda de conducción, será importante la captura de electrones y crecerá f_T en toda la porción central de la banda prohibida. Se puede considerar que la captura de electrones empieza a ser importante cuando E_F supere una posición E_{F0} , de forma que el valor constante del factor de ocupación en la zona central se ajusta bien a la expresión:

$$f_{Tm} \approx 1 - \exp[-(E_F - E_{F0})/k_B T] \quad \text{con } E_F > E_{F0} \quad (2.36)$$

El valor de E_{F0} depende de la temperatura, del coeficiente de captura de electrones y de la velocidad de variación de la tensión externa. Lo hemos calculado numéricamente para nuestras condiciones experimentales en cada caso, aún desconociendo c_n , lo que no es un inconveniente en principio ya que se verifica:

$$E_{F0}(C_{n1}) = E_{F0}(C_{n2}) + k_B T \cdot \ln(C_{n2}/C_{n1}) \quad (2.37)$$

El valor obtenido en los cuatro casos correspondientes a las figuras 2.16-2.19 es:

77 K	$E_{F0} - E_v = 0.980 \text{ eV}$
100 K	$E_{F0} - E_v = 0.921 \text{ eV}$
150 K	$E_{F0} - E_v = 0.792 \text{ eV}$
200 K	$E_{F0} - E_v = 0.676 \text{ eV}$

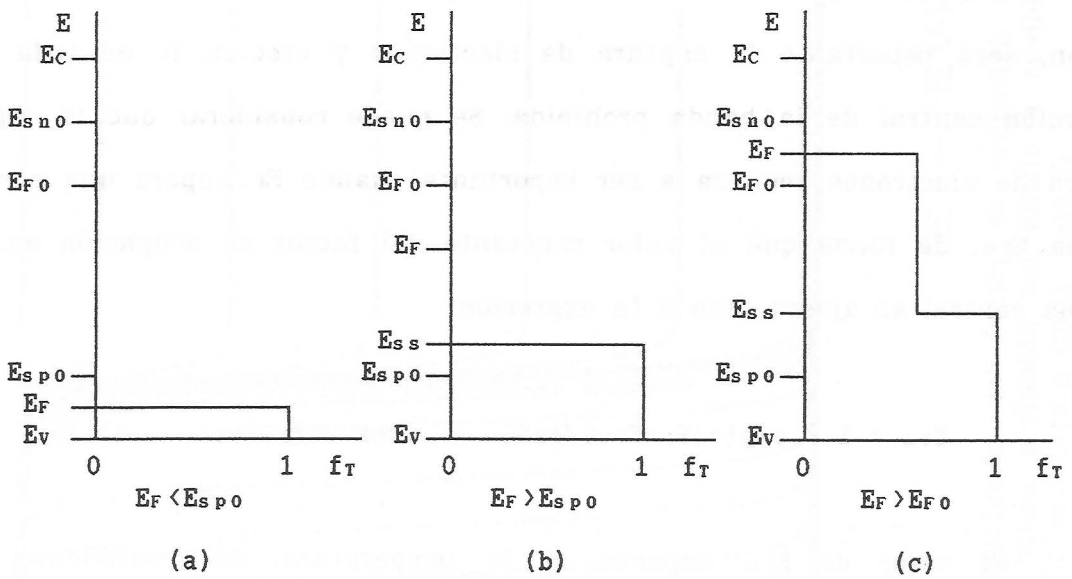


Figura 2.21.- Factor de ocupación de los estados superficiales en el interior de la banda prohibida para diferentes posiciones del nivel de Fermi.

Conocido f_{m} , el factor de ocupación en toda la banda prohibida se puede aproximar por una función con dos escalones en la forma siguiente:

$$f_T(E) \approx \begin{cases} 1 & \text{si } E_v < E < E_{ss} \\ f_{Tm} & \text{si } E_{ss} < E < E_F \\ 0 & \text{si } E_F < E < E_c \end{cases} \quad (2.38)$$

Los distintos valores del factor de ocupación, según la posición del nivel de Fermi, se resumen en la figura 2.21.

En la figura 2.21-c se muestra el caso correspondiente a la expresión (2.38), en el cual se aproxima $f_T(E)$ mediante dos escalones. Esta situación se observa durante un intervalo pequeño de energías para E_F ya que, según (2.36), cuando E_F supere a E_{F0} en varios $k_B T$, f_{Tm} se habrá hecho muy próximo a la unidad y volverá a ser válida la aproximación (2.31).

A partir de los valores anteriores del factor de ocupación, se calcula la carga almacenada en los estados superficiales mediante (2.28) obteniendo:

$$\text{- Si } E_F < E_{sp0}, \quad Q_{ss} = q \cdot \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \cdot dE - q \cdot \int_{E_v}^{E_F} D_{it} \cdot dE \quad (2.39)$$

$$\text{- Si } E_{sp0} < E_F < E_{F0}, \quad Q_{ss} = q \cdot \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \cdot dE - q \cdot \int_{E_v}^{E_{ss}} D_{it} \cdot dE \quad (2.40)$$

- Si $E_F > E_{F0}$,

$$Q_{ss} = q \cdot \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \cdot dE - q \cdot \int_{E_v}^{E_{ss}} D_{it} \cdot dE - q \cdot f_{Tm} \cdot \int_{E_{ss}}^{E_F} D_{it} \cdot dE \quad (2.41)$$

Si se aproxima f_{Tm} por 1 (para valores de $E_F - E_{F0}$ iguales a varios $k_B T$), la expresión (2.41) se reduce de nuevo a la (2.39).

Una forma simple de extraer información acerca de la densidad de estados superficiales a partir de las curvas de capacidad en alta frecuencia y bajas temperaturas consiste en medir la separación entre la curva ascendente y la curva descendente, ya que dicha separación se debe exclusivamente a la respuesta de estos estados. La observación de las dos curvas permite conocer de forma rápida si existen o no estados superficiales en densidad apreciable y una medida de la diferencia de tensiones correspondientes a un mismo valor de la capacidad posibilita el cálculo de la densidad media de dichos estados en una porción central de la banda prohibida, siempre que se conozca el ancho de dicha porción. Este ancho depende de la temperatura, de la velocidad a la que se varía la tensión aplicada y de la rapidez de respuesta de los estados superficiales, y puede ser evaluado numéricamente. En las figuras 2.22-2.25 se representan cuatro curvas $C(V)$ bidireccionales, correspondientes a una misma muestra sometida previamente a condiciones de estrés, tomadas a 77 K, 100 K, 150 K y 300 K respectivamente. Se puede observar una marcada separación entre la curva descendente y la ascendente, tanto mayor cuanto menor es la temperatura, lo que constituye un claro y directo indicio de la presencia de estados superficiales. La diferencia de la carga almacenada entre los tramos ascendente y descendente, para cada valor de la capacidad, puede obtenerse de acuerdo con la expresión (2.15) con la ventaja de que, en este caso, la carga almacenada en el óxido es la misma para los dos tramos:

$$\Delta V \equiv V^{(des)} - V^{(asc)} = -\Delta Q_{ss}/C_{ox} \quad (2.42)$$

La diferencia en la carga almacenada en la interface puede rela-

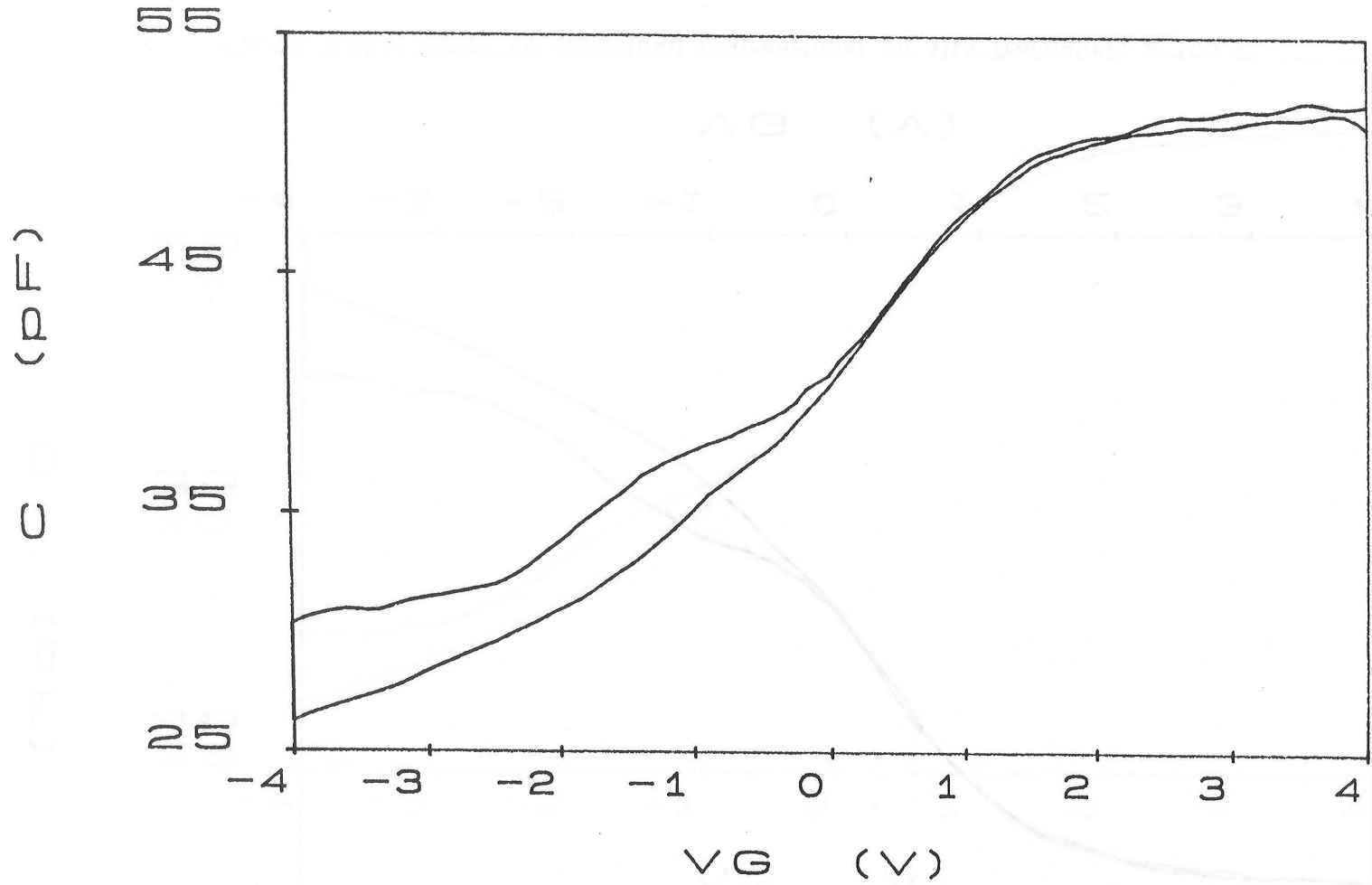


Figura 2.22.- Curva de capacidad bidireccional en alta frecuencia a 77 K.

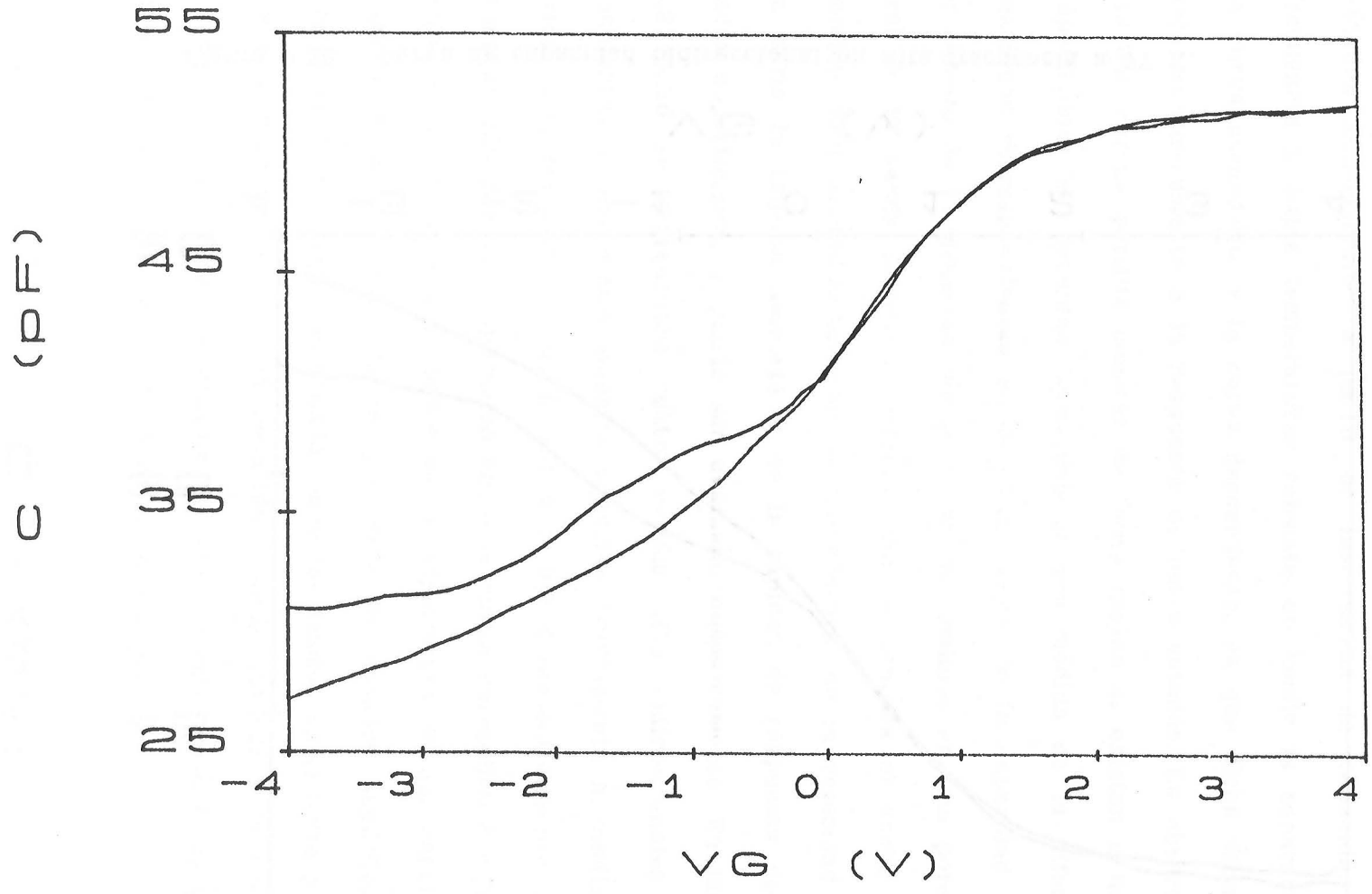


Figura 2.23.- Curva de capacidad bidireccional en alta frecuencia a 100 K.

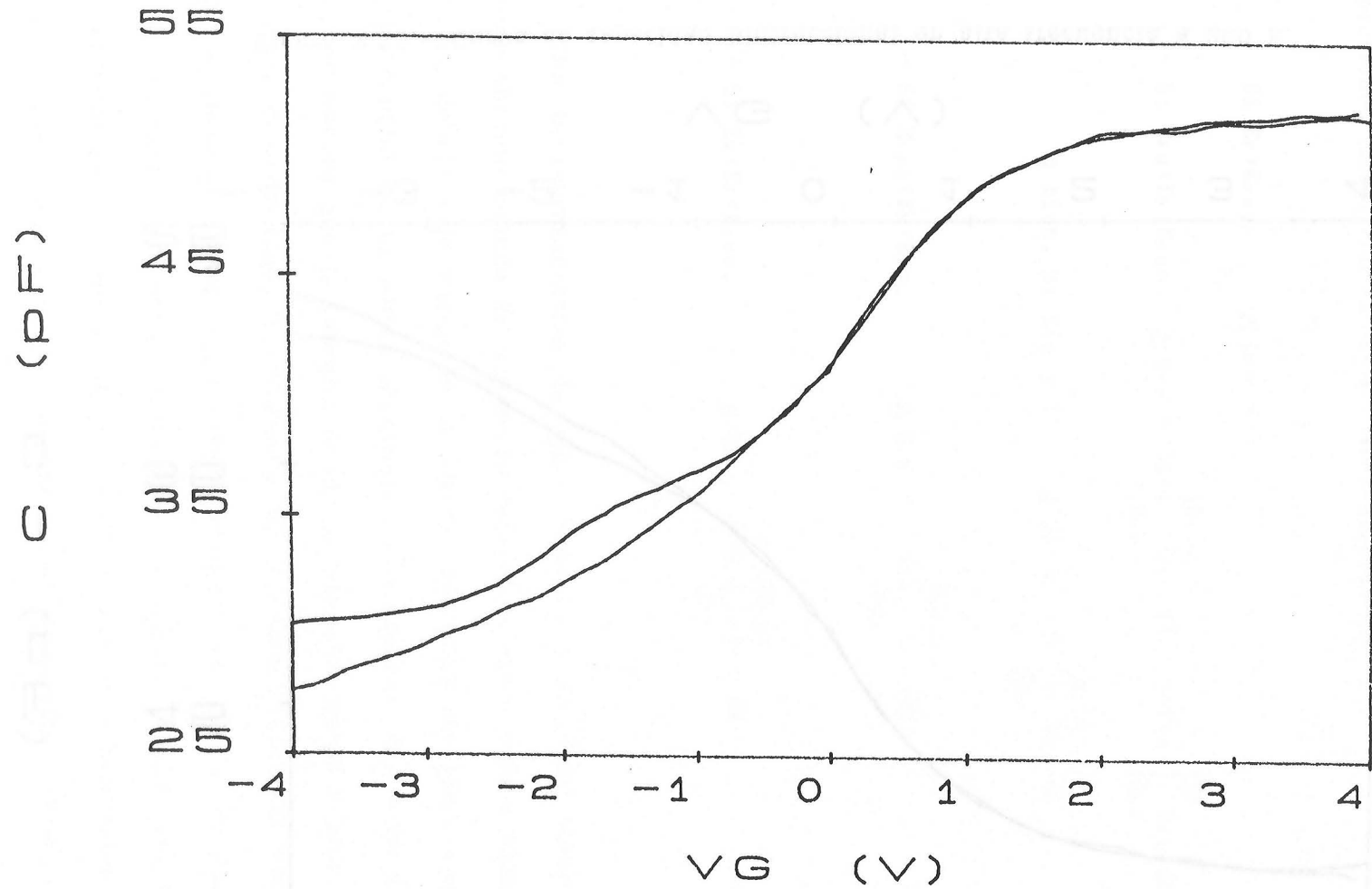


Figura 2.24.- Curva de capacidad bidireccional en alta frecuencia a 150 K.

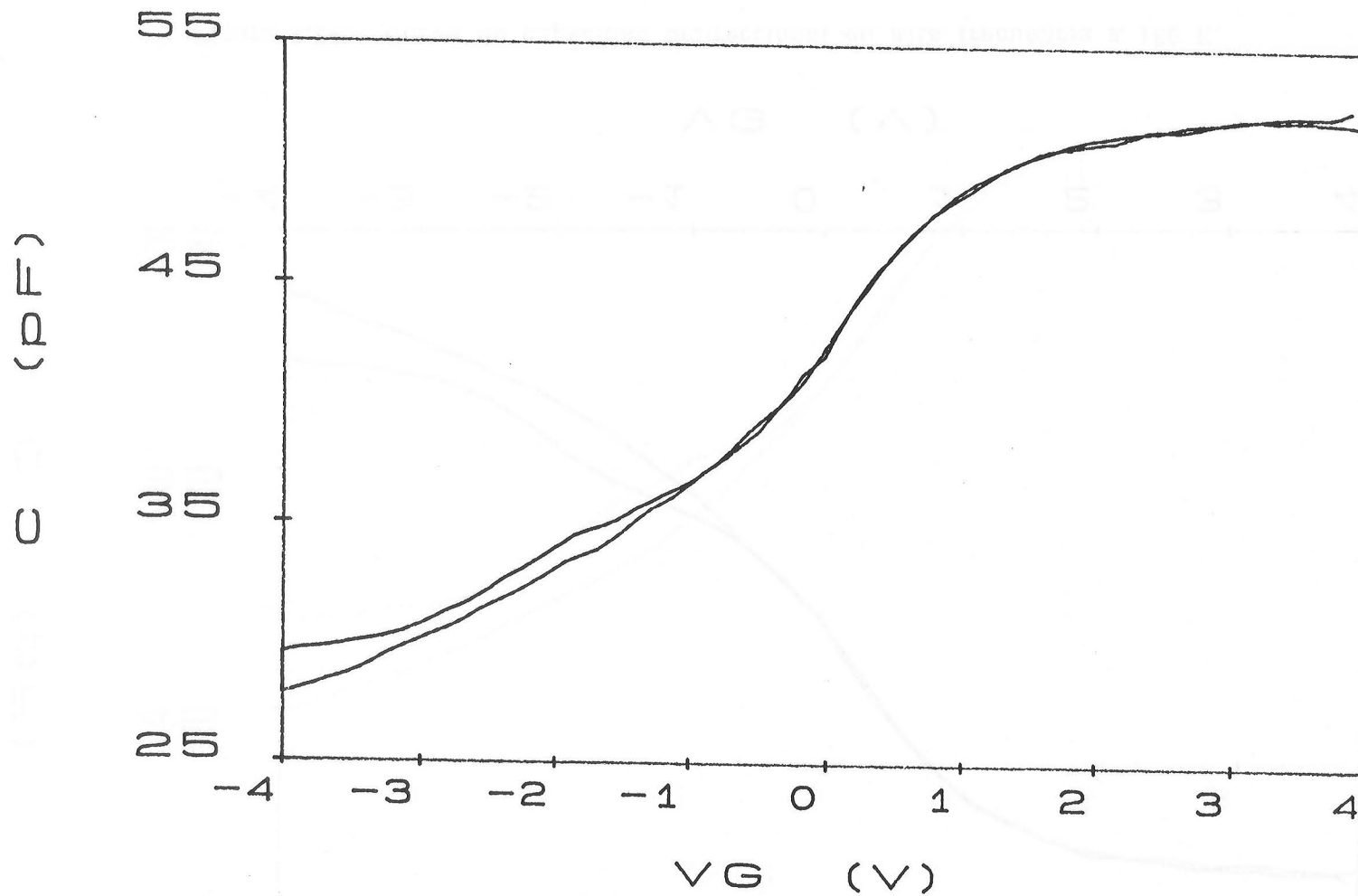


Figura 2.25.- Curva de capacidad bidireccional en alta frecuencia a 200 K.

cionarse con la densidad de estados superficiales D_{it} combinando las expresiones (2.29) con (2.39-41). El resultado es:

$$- \text{ Si } E_F > E_{sno}, \quad \Delta Q_{ss} = 0$$

$$- \text{ Si } E_{Fo} < E_F < E_{sno}, \quad \Delta Q_{ss} = -q \cdot \int_{E_{ss}}^{E_{sno}} D_{it} \cdot dE + q \cdot f_{Tm} \cdot \int_{E_{ss}}^{E_F} D_{it} \cdot dE \quad (2.43)$$

$$\text{ o bien, si } f_{Tm} \approx 1, \quad \Delta Q_{ss} \approx -q \cdot \int_{E_F}^{E_{sno}} D_{it} \cdot dE$$

$$- \text{ Si } E_{spo} < E_F < E_{Fo}, \quad \Delta Q_{ss} = -q \cdot \int_{E_{ss}}^{E_{sno}} D_{it} \cdot dE \quad (2.44)$$

$$- \text{ Si } E_v < E_F < E_{spo}, \quad \Delta Q_{ss} = -q \cdot \int_{E_F}^{E_{sno}} D_{it} \cdot dE \quad (2.45)$$

En la representación de ΔQ_{ss} respecto a E_F debe observarse un cambio abrupto cuando E_F supere el valor E_{Fo} , sobre todo a bajas temperaturas, debido a la variación del factor de ocupación sobre una amplia región central de la banda prohibida. Generalmente, E_{Fo} está próximo a E_{sno} de manera que la integral (2.43) es pequeña. Durante gran parte de la curva de capacidad, la diferencia de la carga superficial viene dada por la integral (2.44) cuyo límite superior es fijo y el límite inferior lentamente creciente, tanto más lentamente cuanto más baja sea la temperatura. Por tanto, la expresión (2.44) es prácticamente constante y nos proporciona la densidad media de estados superficiales en la porción central de la banda prohibida, de anchura $E_{sno} - E_{ss}$.

En la figura 2.26 se representa ΔQ_{ss} en función de $E_F - E_v$ para las

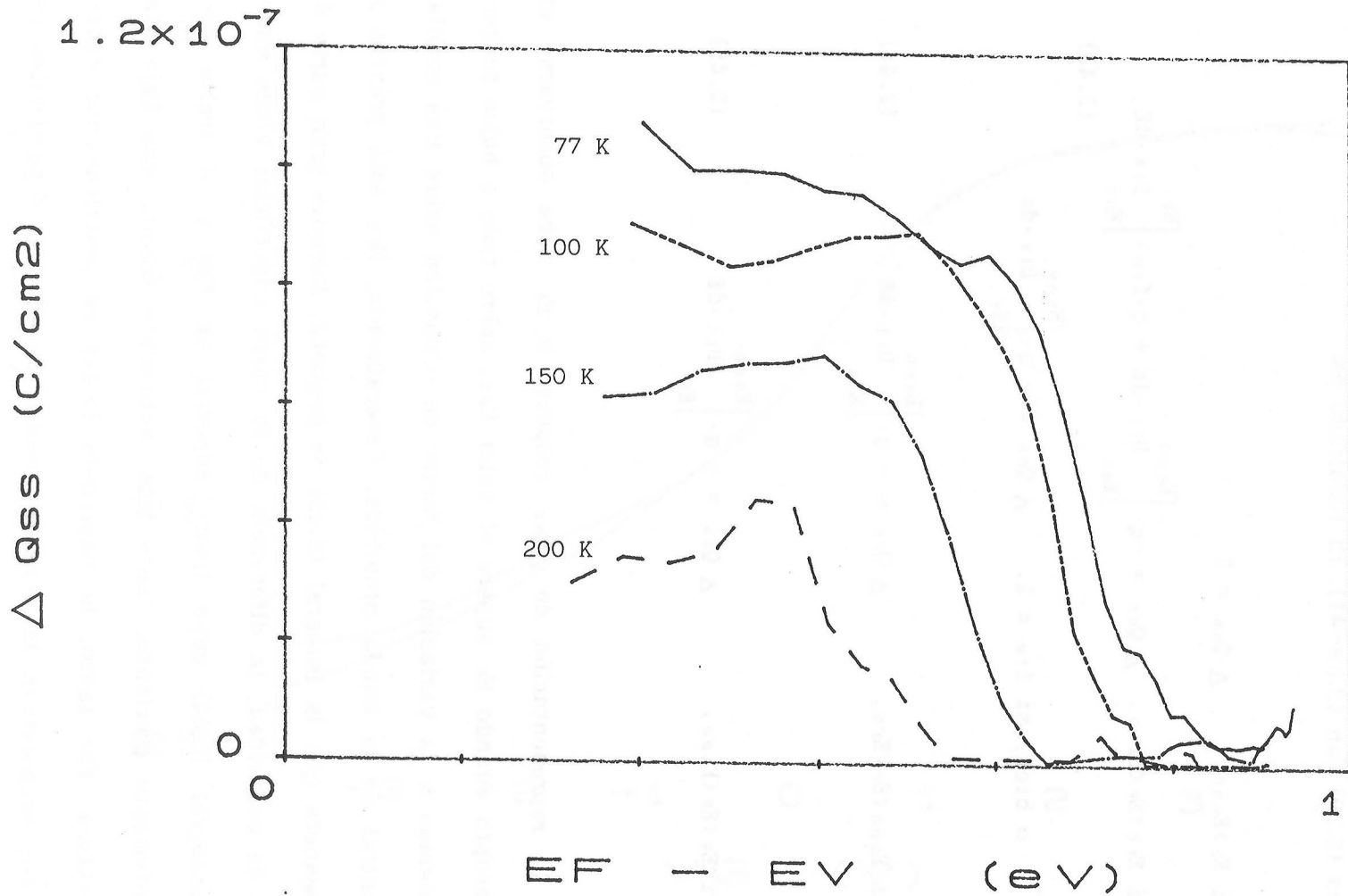


Figura 2.26.- Diferencia de carga almacenada en los estados superficiales en la región central de la banda prohibida, obtenida a partir de la diferencia entre los dos tramos de las curvas de las figuras 2.22-2.25.

cuatro curvas de las figuras 2.22-2.25. Se observa el mayor valor de ΔQ_{ss} para menores valores de temperatura debido al mayor rango de energía, y el cambio abrupto que se produce cuando el nivel de Fermi alcanza posiciones próximas a la banda de conducción. Como puede observarse, la caída en ΔQ_{ss} se obtiene para posiciones más elevadas del nivel de Fermi cuanto menor es la temperatura. El valor de E_{sno} se puede determinar a partir de la posición del nivel de Fermi para la cual ΔQ_{ss} se hace prácticamente cero en la figura 2.26. A partir de la simulación realizada tomando $c_n=10^{-8} \text{ cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ se han obtenido los valores $E_{F0}=E_c-0.172 \text{ eV}$ y $E_{sno}=E_c-0.142 \text{ eV}$ a 77 K. Como es de esperar $E_{sno}>E_{F0}$, siendo la diferencia entre ambos valores de energía igual a 30 meV, independientemente del valor de c_n ya que ambas dependen del coeficiente de captura de la misma forma. El valor de E_{sno} estimado a partir de los resultados experimentales es de 0.154 eV a 77 K, que corresponde a $c_n=6\cdot 10^{-8} \text{ cm}^3\cdot\text{s}^{-3}$, esto es, a un valor para el coeficiente de captura $\sigma_n=10^{-15} \text{ cm}^2$, que debe interpretarse como un valor medio ya que es conocido que el coeficiente de captura depende de la posición energética del nivel en el interior de la banda prohibida. Aunque el valor obtenido para la sección de captura está de acuerdo con los publicados en otros trabajos [47], este método no es útil para la medida de este parámetro ya que lleva inherentes importantes fuentes de error. En particular, pequeñas incertidumbres en la medida de ϕ_s conducen, sobre todo a bajas temperaturas, a grandes incertidumbres en la extracción de c_n . No obstante, el método es muy útil para medir la evolución de la densidad media de estados superficiales en procesos de generación de los mismos que son los que interesan fundamentalmente en este trabajo.

En la tabla 2.1 se comparan las densidades medias de estados superficiales medidas mediante las curvas de capacidad ascendentes y descendentes a bajas temperaturas con las calculadas a partir de la distribución de estados superficiales obtenida utilizando el método combinado de alta y baja frecuencia a temperatura ambiente:

T (K)	ΔQ_{ss} (C/cm ²)	ΔE (eV)	D_{it} (Bajas T)	D_{it} (alta-baja frec)
77	$9.6 \cdot 10^{-8}$	0.82	$7.32 \cdot 10^{11}$	$6.94 \cdot 10^{11}$
100	$8.7 \cdot 10^{-8}$	0.72	$7.55 \cdot 10^{11}$	$7.14 \cdot 10^{11}$
150	$6.7 \cdot 10^{-8}$	0.48	$8.72 \cdot 10^{11}$	$8.14 \cdot 10^{11}$
200	$3.8 \cdot 10^{-8}$	0.27	$8.79 \cdot 10^{11}$	$8.71 \cdot 10^{11}$

Tabla 2.1

La densidad de estados superficiales de la tabla anterior está expresada en $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$. ΔQ_{ss} se ha calculado a partir de los datos de la figura 2.26 y ΔE a partir de cálculos numéricos. Debido a la dispersión de los datos de la figura 2.26 la diferencia entre las densidades de estados superficiales obtenidas mediante los dos métodos quedan dentro de los errores experimentales.

Cuando la temperatura crece, a temperaturas intermedias el rango de energías sobre el que se miden los estados superficiales se va haciendo menor, sin embargo, el rango de energías en el cual los estados superficiales responden ante las variaciones de la tensión de polarización aplicada también va creciendo. Esto permite combinar el método de la capacidad bidireccional con el método de Terman para ampliar la fracción de la banda prohibida en la cual se promedia la densidad de estados superficiales y, en consecuencia, utilizar el

mismo rango de energías para todas las temperaturas. Para ello se compara la curva experimental con polarización descendente con una curva ideal sin estados superficiales o con otra curva experimental con polarización descendente previa a la degradación. Se elige un punto de capacidad correspondiente a una posición del nivel de Fermi inferior a E_{sno} ($E_{f1} < E_{sno}$) y otro punto correspondiente al extremo superior del rango en el que se desea obtener la densidad media de estados superficiales (E_{max}). De acuerdo con la expresión (2.18), si se restan los desplazamientos en tensión correspondientes a ambos puntos de capacidad, se obtiene la integral de la densidad de estados superficiales en el rango de energías $[E_{sno}, E_{max}]$ que puede sumarse a las integrales (2.43)-(2.45).

2.4.- Método de la conductancia.

Un método sensible y directo para la obtención de la densidad de estados superficiales es el basado en la medida de la conductancia de la estructura a diferentes frecuencias [60]. En deplexión, se puede representar la estructura mediante el modelo equivalente de la figura 2.27-a, donde G_p es la conductancia debida a la dificultad de los estados superficiales para seguir las variaciones de la tensión alterna aplicada. Utilizando este modelo se puede obtener el valor de G_p a partir de los valores medidos de la capacidad y conductancia de la estructura, una vez que se han determinado la resistencia serie y la capacidad del óxido.

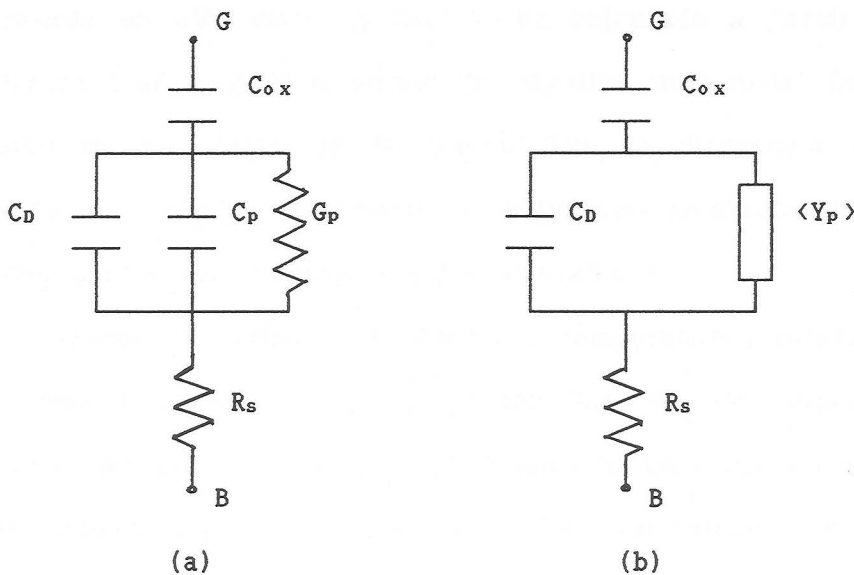


Figura 2.27.- Modelos de una estructura MOS en deplexión, a frecuencias intermedias.

La velocidad de respuesta de los estados superficiales depende de su posición en el interior de la banda prohibida. El elemento G_p de la figura 2.27-a representa la integral para todos los estados superficiales, aunque, ante las variaciones de pequeña amplitud de la tensión de polarización, sólo responderán realmente aquellos situados en un entorno del nivel de Fermi.

Sin embargo, las fluctuaciones de la propia densidad de estados superficiales y de la carga atrapada en el óxido producen variaciones de la curvatura de bandas entre distintos puntos de la superficie [47]. Estas fluctuaciones de la curvatura de bandas conducen a diferencias en la velocidad de respuesta de los estados superficiales. Para tener en cuenta este efecto se admite que la distribución de potenciales de superficie sobre el área de la estructura es gaussiana y se sustituye la admitancia formada por C_p y G_p por un valor medio $\langle Y_p \rangle$ tal como se representa en la figura 2.27-b. El valor medio se calcula según:

$$\langle Y_p \rangle = (2\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{2}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(v_s - \langle v_s \rangle)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right] \cdot Y_p(v_s) \cdot dv_s \quad (2.46)$$

siendo $v_s \equiv \beta \cdot \phi_s$. La conductancia es la parte real de esta admitancia:

$$\frac{\langle G_p \rangle}{w} = \frac{q \cdot D_{1t} \cdot (2\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{2}}}{2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right] \cdot \frac{\exp(-u)}{x} \cdot \ln[1+x^2 \cdot e^{2u}] \cdot du \quad (2.47)$$

donde $u \equiv v_s - \langle v_s \rangle$ y $x \equiv w \cdot \tau$, siendo τ la constante de tiempo de respuesta de los estados superficiales correspondiente al valor medio

de la curvatura de bandas.

La integral que aparece en (2.47) sólo depende de x , esto es, de la frecuencia y del valor medio de la constante de tiempo de respuesta de los estados. La expresión de $\langle G_p \rangle / w$ presenta un máximo para un valor determinado de x , cuya altura, posición y anchura dependen de la desviación típica σ de la distribución normal. A partir de los valores experimentales de la conductancia en función de la frecuencia, para un valor dado de la tensión de polarización, se puede extraer información acerca de los estados superficiales de la forma siguiente:

- A partir de la anchura de los picos se puede conocer el valor de la desviación típica σ .

- Con el valor obtenido de σ se calcula la posición teórica X_{max} del pico. Conociendo la frecuencia a la que se produce el máximo se calcula el valor de τ . A partir del valor de $\langle \phi_s \rangle$ se calcula también el valor del coeficiente de captura.

- La altura del máximo, una vez evaluada la integral de la expresión 2.47, permite obtener la densidad de estados superficiales.

Para obtener la relación entre la anchura del pico y la desviación típica σ se han propuesto distintos métodos de ajuste, que requieren una relación predeterminada entre la amplitud o la frecuencia del máximo y la de otro punto a alguno de los lados [61, 62]. En este trabajo utilizamos un método basado en un ajuste mediante combinaciones de productos de polinomios de Chebyshev [63].

En la figura 2.28 se muestra una familia de curvas de conductancia obtenidas a diferentes frecuencias entre 1 kHz y 1 MHz, representadas en función de la tensión aplicada a la muestra. Analizando la posición, altura y anchura de los picos de la figura se han confirmado

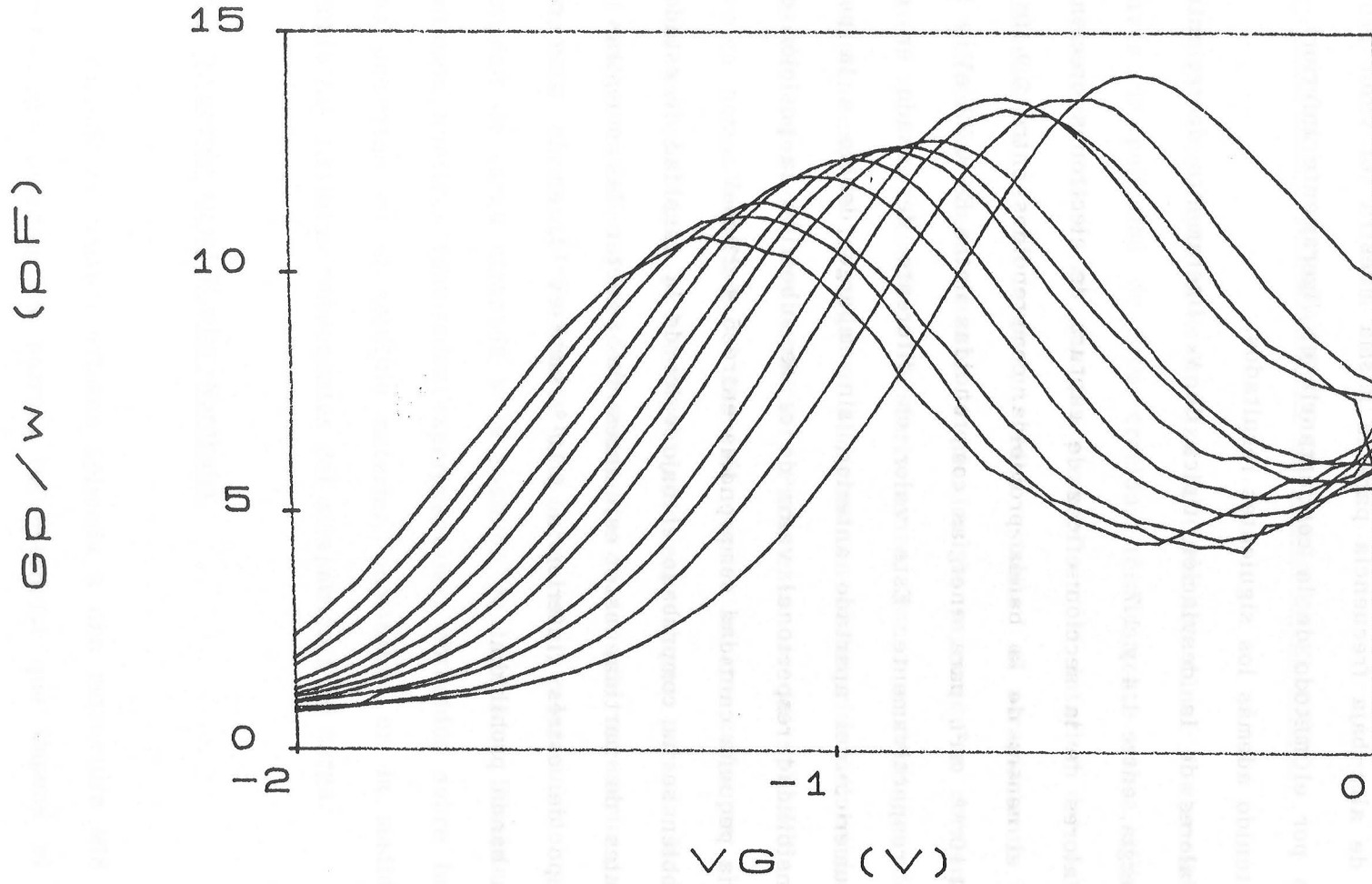


Figura 2.28.- Curvas de conductancia de estados superficiales a diferentes frecuencias.

los valores de la densidad de estados superficiales obtenidos mediante el método de alta-baja frecuencia para la misma muestra (el valor proporcionado por el método de la conductancia es ligeramente inferior), y se han obtenido además los siguientes resultados:

- Valores de la desviación típica de v_s ligeramente decrecientes con la energía, entre 1.4 y 1.7.

- Valores de la sección eficaz de captura de electrones crecientes hacia el centro de la banda prohibida, comprendidos entre $2.9 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ y $4.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, para energías comprendidas entre $E_c - 0.22 \text{ eV}$ y $E_c - 0.41 \text{ eV}$, respectivamente. Este valor es diferente del usado en el cálculo numérico del apartado anterior; sin embargo, debido a la pequeña sensibilidad respecto al valor de c_n se subestimó la posición de E_{F0} en una pequeña cantidad comprendida entre 5 y 23 meV.

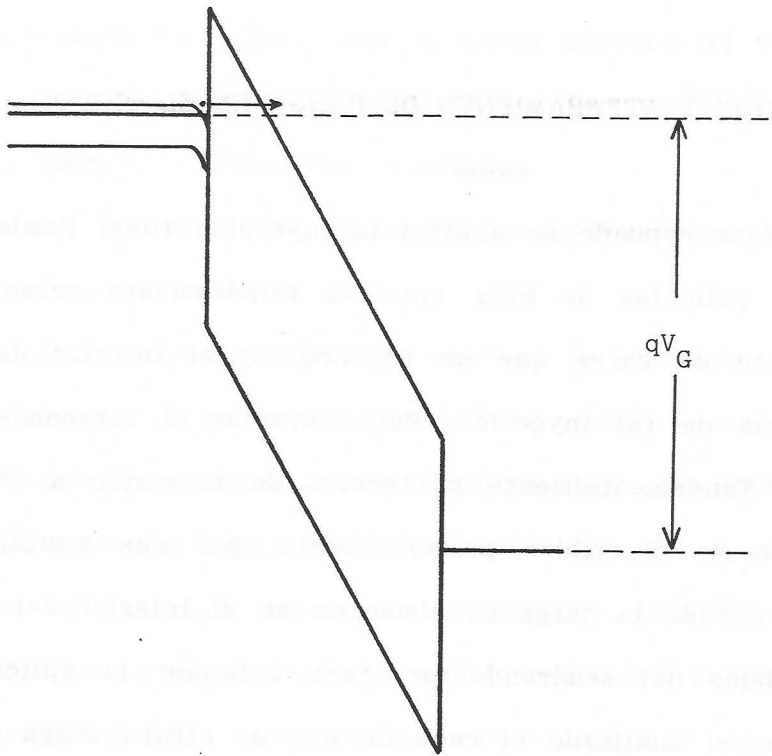
También se ha comprobado el bajo valor de la densidad de estados superficiales de partida, esto es, antes de someter las muestras a ningún tipo de estrés (inferior a $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$), en la zona central de la banda prohibida.

3.- INYECCION Y ATRAPAMIENTO DE CARGA EN EL OXIDO.

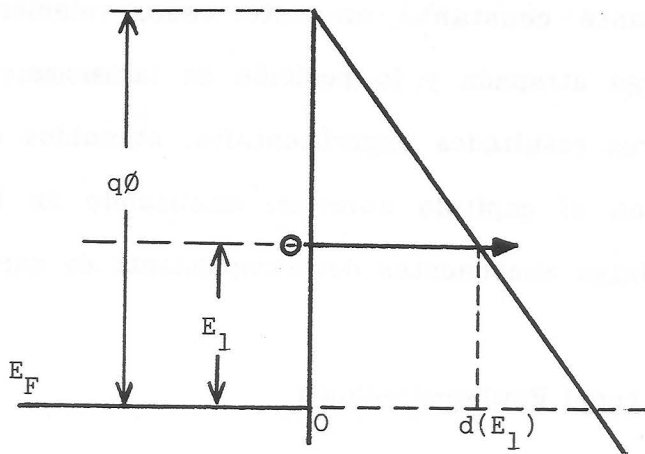
En este capítulo se analiza la inyección túnel Fowler-Nordheim a través de películas de SiO_2 crecidas térmicamente sobre silicio, y el atrapamiento de carga que se produce en el interior del óxido como consecuencia de tal inyección. Para estudiar el atrapamiento de carga se utiliza fundamentalmente la técnica de inyección a corriente constante, que se describirá posteriormente, por sus ventajas de interpretación cuando la carga se almacena en el interior del óxido, relativamente lejos del semiconductor. Para extender la aplicación de esta técnica hemos analizado el caso de que se atrape carga en el interior de la barrera túnel y hemos obtenido expresiones para la modificación del campo catódico y el desplazamiento de tensión necesario para mantener la corriente constante en este caso, relacionándolos con la cantidad de carga atrapada y la posición de la misma. Finalmente presentamos nuestros resultados experimentales, obtenidos sobre las muestras descritas en el capítulo anterior, analizando en la medida de lo posible las distintas componentes del atrapamiento de carga.

3.1.- Inyección túnel Fowler-Nordheim.

Cuando la tensión externa aplicada a una estructura MIS es suficientemente elevada, la barrera de potencial que impone el aislante sobre el flujo de electrones se hace tan delgada que puede ser atravesada por efecto túnel tal como se muestra en la figura 3.1.a. La co-



(a)



(b)

Figura 3.1.- a) Curvatura de bandas de una estructura MOS a través de la cual circula una corriente túnel Fowler-Nordheim
b) Definición de magnitudes de la barrera.

corriente túnel a través de películas delgadas se analizó teóricamente en los años 50; sin embargo, debido a problemas tecnológicos y limitaciones en los materiales, en aquella época no se obtuvieron resultados experimentales concluyentes por lo que se llegó a pensar que sólo se podría obtener corriente túnel en sólidos monocristalinos [64]. Los primeros resultados experimentales que mostraron una corriente túnel a través de SiO₂ según la ley de Fowler y Nordheim [65] fueron publicados por Lenzlinger y Snow en 1969 [66] a pesar de ser el dióxido de silicio un material no cristalino. La formulación original de la corriente túnel Fowler-Nordheim, aún simplificada, sigue siendo utilizada en la actualidad, aunque se han propuesto modificaciones para justificar efectos de segundo orden.

Según el modelo utilizado para el análisis de la corriente túnel, el óxido se caracteriza por una estructura de bandas promedio y los electrones en ellas por una masa efectiva. Las descripciones simplificadas del modelo ignoran la curvatura de bandas en el semiconductor y tratan el problema como si el electrodo inyector fuera un metal o un semiconductor fuertemente degenerado. La densidad de corriente túnel se podría expresar formalmente según:

$$J = \int dn \cdot q \cdot v_1 \cdot \Theta \quad (3.1)$$

siendo v_1 la velocidad longitudinal (en la dirección perpendicular a la interface), n la densidad de electrones en el semiconductor, cerca del aislante y Θ el coeficiente de transmisión de la barrera.

La densidad de electrones por unidad de volumen en un elemento de volumen del estado k es:

$$dn = \frac{2}{(2\pi)^3} dk_1 \cdot d^2k_t \cdot f(E)$$

siendo $f(E)$ la distribución de Fermi-Dirac, k_1 el vector de onda longitudinal y

$$d^2k_t = 2 \cdot \pi \cdot k_t \cdot dk_t = 2 \cdot \pi \cdot (m_s / \hbar^2) \cdot dE_t$$

donde E_t es la energía transversal ($E = E_l + E_t + E_c$). La velocidad longitudinal se puede relacionar con la energía longitudinal según:

$$v_l = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_l}{dk_l}$$

Sustituyendo en (3.1) se obtiene:

$$J = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_s^* \cdot q}{h^3} \int_{E_{lmin}}^{\infty} \Theta(E_l) \cdot dE_l \int_0^{\infty} dE_t \cdot f(E) \quad (3.2)$$

El coeficiente de transmisión de la barrera viene dado por

$$\Theta(E) = \exp \left[-2 \int_0^{d(E)} |k_1| \cdot dx \right] \quad (3.3)$$

según la aproximación WKB, donde $|k_1|$ depende de la diferencia entre la energía de los electrones incidentes y la de la banda de conducción del SiO₂ (Véase la figura 3.1.b), y de la masa efectiva de los electrones en el óxido, de acuerdo con:

$$k_1^2 = \frac{2 \cdot m^*}{\hbar^2} (E_c - E_l) \quad (3.4)$$

La expresión (3.3) es una buena aproximación para el coeficiente de transmisión de la barrera aunque no da cuenta de ciertos efectos cuánticos como son las interferencias electrónicas. Estas interferencias entre la onda incidente y la reflejada han sido observadas por Maserjian y Zamani [64, 67] en estructuras Cr-SiO₂-Si y Al-SiO₂-Si cuando los electrones se inyectan desde el metal en óxidos delgados (<70 Å), pero no cuando son inyectados desde el semiconductor. Este comportamiento ha sido atribuido a reflexiones del electrón en la cara opuesta del óxido, esto es, en la interface Si-SiO₂ que, según se comentó en el capítulo 1, es más ordenada que la SiO₂-Metal debido a su crecimiento a partir del silicio. En óxidos más gruesos no se observan las interferencias en ningún sentido ya que el transporte a través de la película aislante deja de ser balístico y las dispersiones de los electrones por la red hacen que éstos pierdan su coherencia.

En el caso de que la barrera sea triangular, tal como se muestra en la figura 3.1.b, se obtiene:

$$\Theta(E) = \exp \left[-\frac{4}{3 \cdot q \cdot F_c} \frac{2 \cdot m^*}{\hbar^2} (q \cdot \Phi - E_1)^{3/2} \right] \quad (3.5)$$

siendo $F_c = (\Phi - E_1/q)/d(E_1)$ el campo eléctrico en el óxido.

Cuando la tensión que soporta el óxido está en el rango correspondiente a valores apreciables de la corriente túnel Fowler-Nordheim, la superficie del semiconductor está fuertemente degenerada, con el nivel de Fermi sumergido en el interior de la banda de conducción del silicio. Para nuestras muestras, el campo eléctrico en el óxido necesario para que el nivel de Fermi cruce el mínimo de la banda de conducción del silicio en la superficie varía entre 1.27 MV/cm a temperatura

ambiente y 0.18 MV/cm a 77 K, tal como se obtiene en el apéndice B. Estos valores son bastante inferiores a los usuales en experiencias de inyección Fowler-Nordheim, por lo que podemos suponer que los electrones que atraviesan la barrera tienen energías próximas a la de Fermi, ya que para energías algo superiores a ésta apenas existen electrones libres y para energías algo inferiores la barrera de potencial se hace más ancha y el factor de transmisión disminuye rápidamente. En consecuencia, se puede desarrollar $\Theta(E)$ en torno a E_F quedando la expresión de la corriente, después de realizar la integración tanto para la energía longitudinal como para la transversal, en la forma:

$$J = \frac{m^* \cdot q^2}{16 \cdot \pi^2 \cdot \hbar \cdot m^* \cdot \Phi} \cdot F_c^2 \cdot \exp \left[-\frac{4}{3 \cdot F_c} \frac{2 \cdot m^* \cdot q}{\hbar^2} \Phi^{3/2} \right] \cdot \frac{\alpha n k T}{\text{sen}(\alpha n k T)} \quad (3.6)$$

con

$$\alpha = \frac{2}{F_c} \frac{2 \cdot m^* \cdot \Phi}{q \cdot \hbar^2}$$

En resumen:

$$J = K_1 \cdot F_c^2 \cdot e^{-K_2/F_c} \cdot \Gamma(T) \quad (3.7)$$

con

$$\Gamma(T) = \frac{K_3 \cdot (T/300)/F_c}{\text{sen}[K_3 \cdot (T/300)/F_c]}$$

siendo

$$K_1 = 1.54 \cdot 10^{-6} \cdot m^*_{1/2} / (m^* \Phi) \text{ A/V}^2 \quad (\text{con } \Phi \text{ en V})$$

$$K_2 = 6.83 \cdot 10^7 \cdot (m^*/m_e)^{1/2} \cdot \Phi^{3/2} \text{ V/cm}$$

$$K_3 = 8.32 \cdot 10^6 \cdot (m^*/m_e)^{1/2} \cdot \Phi^{1/2}$$

Gran parte de los autores que utilizan la inyección túnel para el análisis del atrapamiento de carga en el óxido, emplean la expresión obtenida para una barrera triangular con una simplificación adicional: como el rango de valores del campo eléctrico en el óxido durante una curva I-V no es muy grande, el factor $\Gamma(T)$ se supone aproximadamente constante y se incluye en la constante preexponencial. La expresión utilizada por estos autores queda en la forma [66, 68-71]:

$$J = A \cdot F_c^2 \cdot e^{-B/F_c} \quad (3.8)$$

siendo A una constante próxima a K_1 y $B=K_2$.

Si se supone que no hay carga en el interior del óxido:

$$J = A' \cdot V_{ox}^2 \cdot e^{-B'/V_{ox}} \quad (3.9)$$

siendo V_{ox} la diferencia de potencial que soporta el óxido.

Una modificación de las expresiones anteriores surge si se tiene en cuenta que, cuando los campos eléctricos son muy elevados, el gas de electrones en el silicio está muy confinado y, en consecuencia, cuantizado. Los electrones se distribuyen en niveles que no son más que los mínimos de subbandas. Weinberg [72, 73] ha mostrado que la corriente túnel desde una subbanda conserva la forma de la expresión (3.8) con una modificación del valor de A en la que intervienen la energía del mínimo de la subbanda y la fracción de electrones que residen en ella. El valor calculado por Weinberg es:

$$A = 2.0 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^2 \text{ (Calculado con } m^* = 0.5 \cdot m_e \text{ y } \Phi = 3.1 \text{ eV)}$$

Otro efecto que se puede tener en cuenta es el de la carga imagen. Algunos autores consideran que, ya que el material que inyecta

electrones es altamente conductor, ejerce una influencia eléctrica en el potencial según el efecto de la carga imagen que debe ser incluida en la expresión de la barrera [74]. Se produce un abatimiento de la barrera decreciendo la altura de ésta en una cantidad:

$$\delta \cdot \Phi = [q \cdot F_c / 4 \cdot \pi \cdot \epsilon]^{1/2}$$

Este abatimiento modifica las constantes K_1 , K_2 y α anteriores incluyendo una dependencia de ellas con δ , y por tanto con el campo eléctrico.

En experiencias de fotoemisión interna, en las cuales se inyectan electrones en el óxido iluminando con energía superior a la de la barrera que impone el óxido, se ha observado una influencia importante del efecto imagen, sin embargo este efecto no parece importante en experiencias de inyección por efecto túnel [74]. Hartstein y Weinberg trataron este tema con más profundidad [75, 76] mediante experiencias de transmisión túnel asistida por fotones. Esta técnica, que resulta ser muy sensible a la magnitud del abatimiento de la barrera, muestra el mejor ajuste entre los resultados teóricos y experimentales si se supone que la barrera es triangular, es decir, sin abatimiento debido al efecto imagen. Este resultado, que parece contradictorio con el obtenido mediante fotoinyección interna, fue justificado teóricamente también por Hartstein y Weinberg sustituyendo la formulación clásica de la fuerza imagen por una formulación cuántica autoconsistente [77]. Según esta formulación, en la función de onda del gas electrónico en el metal (o el Silicio) influye la función de onda del electrón incidente en la barrera, con lo que la expresión de la fuerza imagen clásica ha de sustituirse por una expresión cuántica proporcional al coeficiente de transmisión de la barrera, ya que la función de onda del electrón

que atraviesa la barrera se obtiene a partir de la del electrón incidente multiplicando por este coeficiente de transmisión. Por tanto, la influencia del efecto imagen será despreciable para las experiencias túnel en las cuales el factor de transmisión es muy pequeño, y coincidirá prácticamente con el valor clásico en experiencias en las cuales el factor de transmisión es próximo a la unidad, como son las experiencias de fotoinyección interna.

La expresión de J es muy sensible a las propiedades de la barrera, obteniéndose gran dispersión entre los datos presentados por los diferentes autores. Thornber et al [68] hicieron notar esa dispersión observada en sus propias muestras al variar las condiciones del proceso tecnológico. Los valores del parámetro B de la expresión (3.8) medidos por ellos variaban entre 1.4 y $2.3 \cdot 10^8$ V/cm. En la Tabla 3.1 se presentan diferentes valores de B hallados por distintos autores y el valor de m^* que se obtendría para una altura de la barrera de 3.15 eV.

La expresión (3.6) y su simplificada (3.8) han sido utilizadas tradicionalmente tanto si el electrodo inyector era el metal como si lo era el silicio. En el caso de inyección desde el semiconductor, Krieger y Swanson [78] han desarrollado un modelo más elaborado en el que tienen en cuenta:

- Un factor preexponencial en el coeficiente de transmisión de la barrera.

- La curvatura de bandas en el silicio y la carga de la capa de acumulación. En particular, han considerado la posible cuantización de dicha capa o la degeneración si los electrones se distribuyen en una banda continua.

Krieger y Swanson utilizan m^* como parámetro de ajuste suponiendo

do una altura fija para la barrera de 3.15 eV y evalúan la expresión resultante mediante integración numérica. Se obtiene un buen acuerdo con los resultados experimentales para $m^* = 0.362 \cdot m_e$ si se ignora el efecto imagen sobre la barrera y $m^* = 1.03 \cdot m_e$ si se tiene en cuenta dicho efecto.

AUTORES	B (V/cm)	m^*/m_e	Ref.
Lenzlinger y Snow	$2.65 \cdot 10^8$	0.48	[66]
Osburn y Weitzman	$2.24 \cdot 10^8$	0.34	[69]
Weinberg et al.	$2.35 \cdot 10^8$	0.38	[74]
Weinberg	$2.385 \cdot 10^8$	0.39	[72]
Thornber et al.	$1.48 \cdot 10^8$	0.15	[68]
Maserjian	$2.385 \cdot 10^8$	0.39	[64]
Chang y Rose	$2.59 \cdot 10^8$	0.46	[70]
Nissan-Cohen et al.	$2.33 \cdot 10^8$	0.37	[71]
Nuestro trabajo	$2.24 \cdot 10^8$	0.34	M104P
"	$2.30 \cdot 10^8$	0.36	M105P

Tabla 3.1

Maserjian y Zamani [67] también han incorporado un factor preexponencial en el coeficiente de transmisión de la barrera para interpretar la inyección desde el metal en óxidos muy delgados. Se obtiene así un buen ajuste con la corriente experimental en la que, en este

caso, se observa un comportamiento oscilatorio en torno a la curva que predice la expresión (3.8) debido a las interferencias a las que nos hemos referido con anterioridad. Este buen acuerdo se consigue ignorando la fuerza imagen, lo que constituye un dato más a favor de la afirmación anteriormente enunciada de que este efecto no influye apreciablemente en la corriente túnel. Además se confirma el carácter triangular o trapezoidal de la barrera pero, para conseguir el ajuste óptimo, hay que incluir una zona de transición suave desde el Si hasta el SiO₂ de unos 2.9 Å de espesor. El valor de la masa efectiva obtenida por ellos coincide con el obtenido por nosotros cuando la inyección se produce desde el semiconductor, pero es mayor cuando la inyección se realiza desde el metal ($m^* = 0.74 \cdot m_e$, para inyección desde Cr). Este valor anormalmente alto se justifica mediante un modelo con dos valles en la banda de conducción del SiO₂ [64. 69], el de menor energía con menor curvatura y, por tanto con mayor masa efectiva, y el de mayor energía con mayor curvatura y, en consecuencia, menor masa efectiva. Cuando los electrones que atraviesan la barrera por efecto túnel emergen definitivamente en la banda de conducción del óxido lo hacen en el valle de menor energía con mayor masa efectiva y, por lo tanto, es esta masa la que se observa en el efecto de interferencia cuántica. Suponiendo que la relación $E(k)$ es parabólica, obtienen para la mayor masa efectiva el valor $0.8 \cdot m_e$ y para la menor masa, $0.32 \cdot m_e$ en muestras con metalización de aluminio. Cuando la inyección se realiza desde el semiconductor no se observan interferencias y la curva $I(V)$ Fowler-Nordheim se ajusta bien por la expresión clásica (3.8).

3.2.- Inyección Fowler-Nordheim en presencia de carga atrapada en el óxido.

Si existe carga atrapada en el óxido la forma de la barrera no será exactamente triangular y la expresión de la corriente túnel tendrá que modificarse (Véase figura 3.2.a). Sin embargo, un caso particularmente interesante es aquel en el que la carga almacenada, localizada en el interior del óxido, queda fuera de la zona de la barrera. En este caso la barrera sigue siendo triangular aunque el campo medio es superior al campo en el cátodo, para un mismo valor de la tensión V_{ox} , si la carga almacenada es negativa (figura 3.2.b) o inferior a él si la carga almacenada es positiva (figura 3.2.c). Para relacionar el campo medio con el campo en el cátodo, que es el que determina el valor de la corriente, se resuelve la ecuación de Poisson en el óxido obteniendo:

$$F_c = F_m + \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot \left(1 - \frac{\bar{x}}{t_{ox}}\right) \quad (3.10)$$

donde

$$F_c = F(0), \quad F_m = \frac{V_{ox}}{t_{ox}}, \quad Q_{ox} = \int_0^{t_{ox}} \rho_{ox}(x) \cdot dx$$

siendo ρ_{ox} la densidad de carga en el interior del óxido, y

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{t_{ox}} x \cdot \rho_{ox}(x) \cdot dx}{\int_0^{t_{ox}} \rho_{ox}(x) \cdot dx} \quad (3.11)$$

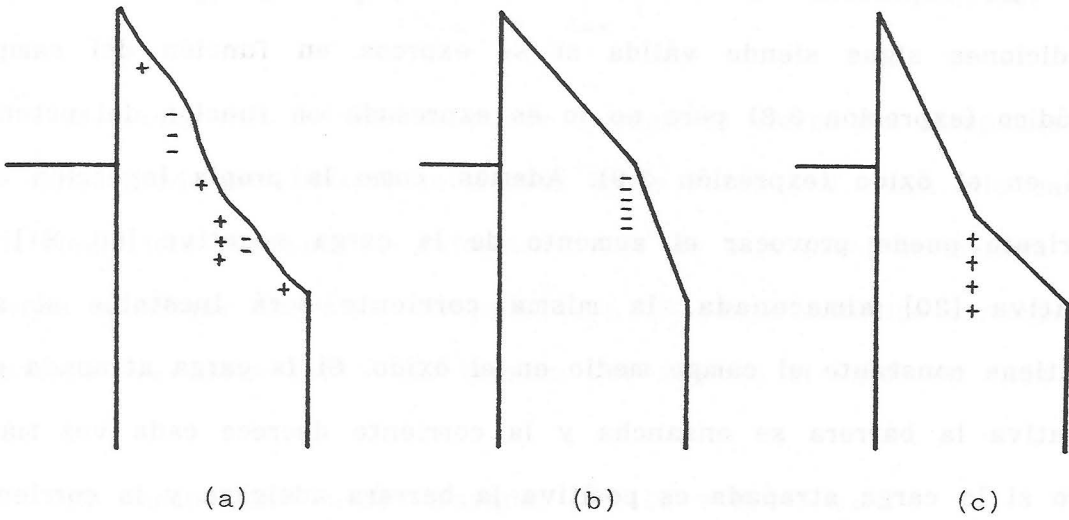


Figura 3.2.- Curvaturas de bandas en el óxido con carga atrapada.

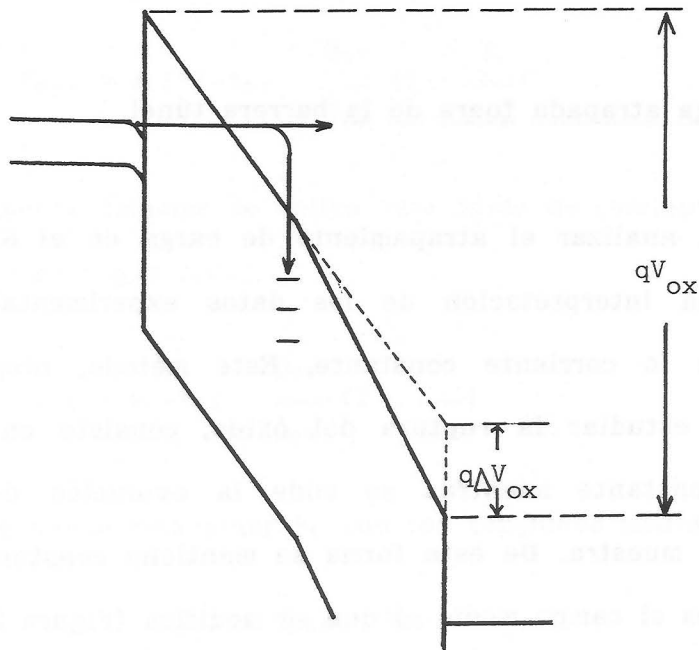


Figura 3.3.- Modificación de la caída de potencial en el óxido al producirse atrapamiento de carga.

el centroide de la carga atrapada.

La expresión de la corriente túnel Fowler-Nordheim en estas condiciones sigue siendo válida si se expresa en función del campo catódico (expresión 3.8) pero no lo es expresada en función del potencial en el óxido (expresión 3.9). Además, como la propia inyección de corriente puede provocar el aumento de la carga negativa [80, 81] o positiva [30] almacenada, la misma corriente será inestable si se mantiene constante el campo medio en el óxido. Si la carga atrapada es negativa la barrera se ensancha y la corriente decrece cada vez más, pero si la carga atrapada es positiva la barrera adelgaza y la corriente es cada vez mayor, produciéndose un fenómeno de realimentación positiva que se ha llegado a proponer como causa de ruptura intrínseca del SiO₂ [82-84].

3.2.1.-Carga atrapada fuera de la barrera túnel.

Para analizar el atrapamiento de carga en el SiO₂, con el fin de facilitar la interpretación de los datos experimentales, utilizamos el método de la corriente constante. Este método, propuesto por Harari [85] para estudiar la ruptura del óxido, consiste en mantener la corriente constante mientras se mide la evolución de la tensión que soporta la muestra. De esta forma se mantiene constante el campo en el cátodo y es el campo medio el que se modifica (Figura 3.3):

$$V_{ox} = F_c \cdot t_{ox} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \cdot \left(1 - \frac{\bar{x}}{t_{ox}}\right) \quad (3.12)$$

siendo $C_{ox} \equiv \epsilon_{ox}/t_{ox}$. Por tanto

$$\Delta V_{ox} = - \Delta \left[\frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \cdot \left(1 - \frac{\bar{x}}{t_{ox}} \right) \right] \quad (3.13)$$

Mediante este método se puede corregir el efecto del atrapamiento de carga producido durante la medida de la curva I-V. Para ello basta con elegir una corriente de referencia J_{ref} de bajo nivel de manera que apenas modifique la carga atrapada [71]. El campo catódico correspondiente a J_{ref} será F_c^{ref} . La tensión que soporta el óxido en cada caso es:

$$\text{En ausencia de carga atrapada: } V_{ox0} = F_c^{ref} \cdot t_{ox}$$

Después del atrapamiento de carga:

Con J_{ref} :

$$V_{ox1} = F_c^{ref} \cdot t_{ox} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \cdot \left(1 - \frac{\bar{x}}{t_{ox}} \right)$$

Si inmediatamente después se aplica otro pulso de corriente de valor arbitrario J (mayor que J_{ref}):

$$V_{ox} = F_c \cdot t_{ox} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \cdot \left(1 - \frac{\bar{x}}{t_{ox}} \right)$$

En consecuencia, se puede relacionar F_c con las tensiones medidas:

$$F_c = \frac{V_{ox} + V_{ox0} - V_{ox1}}{t_{ox}} \quad (3.14)$$

y se puede representar la curva $J(F_c)$.

Mediante este método, Nissan-Cohen et al. [71] obtuvieron una

curva para la densidad de corriente respecto al campo catódico independiente del espesor del óxido y del estrés al que habían sido sometidas las muestras, con los valores presentados en la tabla 3.1, muy próximos a los obtenidos por nosotros.

3.2.2.-Carga atrapada dentro de la zona de la barrera túnel.

Si la carga es atrapada en la zona de la barrera, ésta deja de ser triangular tal como se muestra en la figura 3.4. En este caso la corriente Fowler-Nordheim también dependerá de la carga total atrapada y de la posición de ésta en el interior del óxido, y el hecho de que se mantenga la corriente constante no implica la constancia del campo en el cátodo.

Para calcular la expresión de la corriente túnel se repite el análisis dado por las expresiones (3.1)-(3.6) pero en este caso la expresión de la barrera es:

$$E_c(x) = q \cdot \Phi - q \cdot F_c \cdot x \quad \text{si } 0 < x < \bar{x}$$

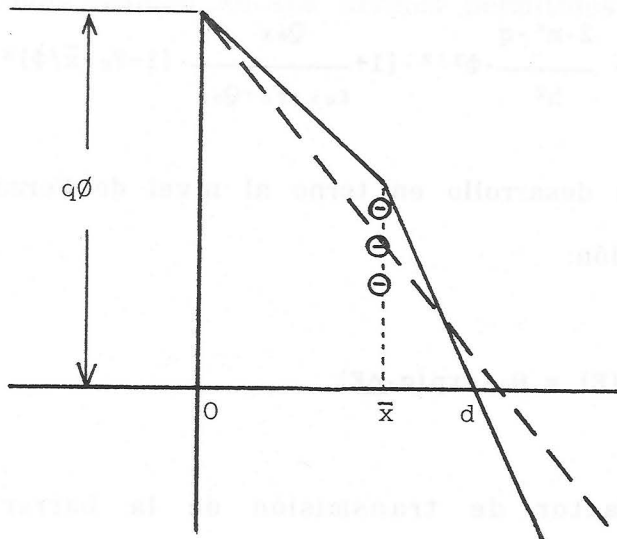
y

(3.15)

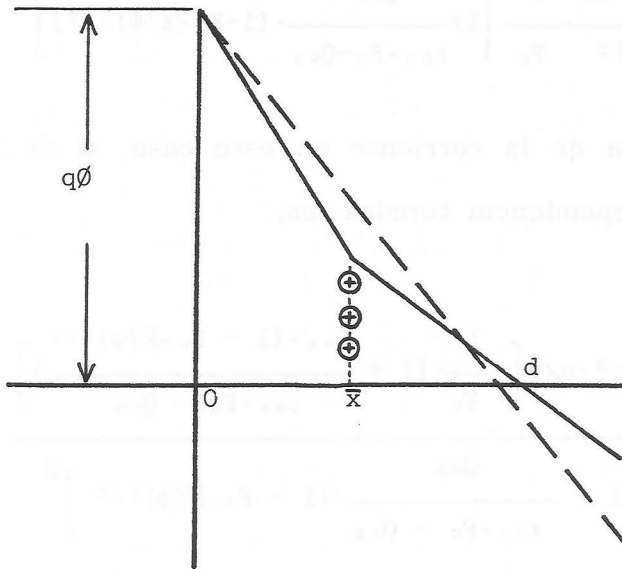
$$E_c(x) = q \cdot [\Phi - (F_c - Q_{ox}/\epsilon_{ox}) \cdot \bar{x} - x \cdot Q_{ox}/\epsilon_{ox}] \quad \text{si } \bar{x} < x < d$$

siendo

$$d = \frac{\epsilon_{ox} \cdot \Phi - \bar{x} \cdot Q_{ox}}{\epsilon_{ox} \cdot F_c - Q_{ox}} \quad (3.16)$$



(a)



(b)

Figura 3.4.- Modificación de la forma de la barrera al atraparse carga en el interior de ella. a) Atrapamiento de carga negativa. b) Atrapamiento de carga positiva.

La expresión (3.3) proporciona, en este caso:

$$\Theta(E) = \exp \left[-\frac{4}{3 \cdot F_c} \cdot \frac{2 \cdot m^* \cdot q}{h^2} \cdot \Phi^{3/2} \cdot \left[1 + \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox} \cdot F_c - Q_{ox}} \cdot (1 - F_c \cdot \bar{x}/\Phi)^{3/2} \right] \right] \quad (3.17)$$

Haciendo un desarrollo en torno al nivel de Fermi se obtiene un factor de transmisión:

$$\Theta(E) = \Theta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot \Delta E) \quad (3.18)$$

siendo Θ_0 el factor de transmisión de la barrera evaluado en $\Phi_0 = q \cdot [E_c(0) - E_F]$, y

$$\alpha = \frac{8 \cdot m^* \cdot \Phi_0}{q \cdot h^2} \cdot \frac{1}{F_c} \cdot \left[1 + \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox} \cdot F_c - Q_{ox}} \cdot (1 - F_c \cdot \bar{x}/\Phi)^{1/2} \right] \quad (3.19)$$

La expresión de la corriente en este caso, si se ignora el factor que contiene la dependencia térmica, es:

$$J = \frac{A \cdot F_c^2 \cdot \exp \left[-\frac{B}{F_c} \cdot \left[1 + \frac{Q_{ox} \cdot (1 - F_c \cdot \bar{x}/\Phi)^{3/2}}{\epsilon_{ox} \cdot F_c - Q_{ox}} \right] \right]}{\left[1 + \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox} \cdot F_c - Q_{ox}} \cdot (1 - F_c \cdot \bar{x}/\Phi)^{1/2} \right]^2} \quad (3.20)$$

siendo A y B las mismas constantes que las de la expresión (3.8), Q_{ox} la carga total atrapada y \bar{x} el centroide de dicha carga, tal como se define en la expresión (3.11), admitiendo que está muy localizada en el interior del óxido. Esta forma de la corriente también se mantiene si se incorpora la cuantización de la superficie del silicio y se

utiliza la aproximación de Weinberg [72], que consiste en suponer que todos los electrones residen en sus niveles permitidos de menor energía [86].

3.3.- Cinética del atrapamiento de carga en el óxido.

3.3.1.- Cinética de primer orden.

Frecuentemente se ha considerado que el atrapamiento de electrones en trampas situadas en el interior del óxido obedece a una cinética de primer orden [87-90], según la cual, las trampas en el óxido se describen mediante una densidad N_T y una sección de captura σ , se desprecia la interacción entre ellas y la emisión de electrones desde las mismas. La velocidad de atrapamiento de electrones que atraviesan el óxido con velocidad v viene dada por:

$$\left. \frac{dn_T}{dt} \right|_v = n(v) \cdot v \cdot \sigma(v) \cdot (N_T - n_T) \quad (3.21)$$

donde n es la densidad de electrones en la banda de conducción del óxido con velocidad v . La velocidad de crecimiento total de la cantidad de electrones atrapados se obtiene integrando para todas las velocidades incidentes, pudiéndose expresar la integral del producto $n(v) \cdot v$ en términos de la densidad de corriente J si se define una sección de captura media σ para la corriente que es la que se determina experimentalmente. La ecuación resultante es:

$$\frac{dn_T}{dt} = \sigma \cdot \frac{J}{q} \cdot (N_T - n_T) \quad (3.22)$$

La solución de la ecuación (3.22) se puede expresar en la forma [81]:

$$n_T(t) = N_T + [n_T(0) - N_T] \cdot \exp\left[-\sigma \cdot \frac{Q}{q}\right] \quad (3.23)$$

siendo

$$Q \equiv \int_0^t J(t') \cdot dt' \quad (3.24)$$

la carga total inyectada.

Si además se mantiene la corriente constante, se obtiene:

$$n_T(t) = N_T + [n_T(0) - N_T] \cdot \exp\left[-\sigma \cdot \frac{J}{q} \cdot t\right] \quad (3.25)$$

La variación de carga en el óxido se podrá expresar como una suma para los distintos tipos de trampas en el óxido:

$$\Delta Q_{ox} = -q \cdot \int_0^{t_{ox}} \sum_i [N_{Ti} - n_{Ti}(0)] \cdot dx \cdot [1 - \exp(-\sigma_i \cdot \frac{J}{q} \cdot t)] \quad (3.26)$$

tanto si las trampas son aceptadoras como si son donadoras. Esta variación se manifiesta también en la variación de la tensión que soporta el óxido según:

$$\begin{aligned} \Delta V_{ox}(t) = \\ = \frac{q}{\epsilon_{ox}} \cdot \int_0^{t_{ox}} \sum_i [N_{Ti} - n_{Ti}(0)] \cdot \left(1 - \frac{\bar{x}_i}{t_{ox}}\right) \cdot dx \cdot [1 - \exp(-\sigma_i \cdot \frac{J}{q} \cdot t)] \quad (3.27) \end{aligned}$$

Sin embargo, la cinética de primer orden no explica la dependencia del atrapamiento de carga con las condiciones de inyección que ha sido observada por algunos autores cuando se ha podido controlar de

forma independiente el campo en el óxido y el nivel de la corriente inyectada [30, 91, 92]. Nissan-Cohen et al. [30] observaron que para que se produjeran transitorios de atrapamiento de carga era necesaria la inyección de corriente, pero una vez que existen electrones en la banda de conducción del SiO₂, el valor estacionario de la carga en el óxido depende del campo eléctrico que soporte éste. En particular, se ha observado que los transitorios de atrapamiento de carga en el óxido pueden ser tanto crecientes como decrecientes, con el mismo valor de la corriente de inyección Fowler-Nordheim, dependiendo de la inyección previa que hubiera sufrido la muestra. Este resultado, mostrado en la figura 3.5, sugiere la invalidez de la cinética de primer orden para interpretar el atrapamiento de carga, así como el hecho de que la generación de carga negativa y de carga positiva en el interior del óxido se deben a los mismos mecanismos físicos, por lo que se han propuesto modelos más complejos.

No obstante, la sección eficaz de captura obtenida mediante la aplicación de este modelo es una herramienta útil para la clasificación e identificación de las diferentes trampas en el óxido. Las secciones eficaces de captura medidas experimentalmente oscilan entre 10⁻²² cm² y 10⁻¹² cm², atribuyéndose los extremos a centros coulombianos repulsivos y centros coulombianos atractivos, respectivamente. A las trampas neutras se les atribuyen secciones de captura próximas a 10⁻¹⁶ cm². En concreto, Aitken y Young [93] y Schmitz y Young [94] han atribuido este carácter a centros con $\sigma=1.7 \cdot 10^{-16}$ cm² situados en el interior del óxido y a centros con $\sigma=1.6 \cdot 10^{-15}$ cm² situados cerca de la interface Si-SiO₂.

Una clasificación de defectos, supuestamente relacionados con la

presencia de agua, atendiendo a las secciones de captura se muestra en la tabla 3.2 [5, 89, 90, 95, 96]:

	σ_c (cm ²)	Tipo	Origen y características
A	$9 \cdot 10^{-20}$	Profunda	
B	$4-5 \cdot 10^{-19}$	Profunda	Crece con POA en "forming gas"
C	$2-9 \cdot 10^{-18}$	Profunda	Se observa después de PMA en "form. gas"
D	$7-10 \cdot 10^{-17}$	Profunda	Se observa sólo sin POA en "form. gas"
E	$2 \cdot 10^{-16}$	Superfíc.	Situados a unos 0.3 eV debajo del fondo de la B.C. del SiO ₂ Decreacen después de tratamiento térmico en presencia de Oxígeno
F	$1 \cdot 10^{-15}$	Superfíc.	
G	$4 \cdot 10^{-15}$	Superfíc.	

Tabla 3.2

Los defectos B,E,F y G parecen estar relacionados con silicio trivalente distribuido uniformemente causado por pérdida de oxígeno o por liberación de agua en la red del silicio.

También se han estudiado y clasificado defectos creados por impurezas. En concreto se han atribuido al Sodio centros con secciones de captura $\sigma_c = 2 \cdot 10^{-15}$ cm², $2 \cdot 10^{-19}$ cm² y $5 \cdot 10^{-20}$ cm² [97]. También se han estudiado los efectos de los dopantes básicos del silicio, que quedan en el interior de los óxidos crecidos térmicamente, y en particular, se han atribuido al Arsénico centros con secciones de captura $\sigma_c = 10^{-15}$ cm² y $2 \cdot 10^{-16} - 3 \cdot 10^{-16}$ cm² [98, 99].

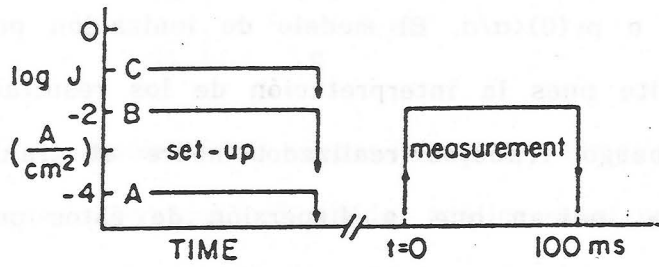
3.3.2.- Modelos de atrapamiento-liberación de carga.

Según la discusión anterior, el atrapamiento de carga en el óxido debe interpretarse mediante modelos que prevean un factor de ocupación de las trampas en el óxido dependiente de la historia previa de la muestra y del campo eléctrico. Entre estos modelos uno de los primeros en proponerse fue el de ionización por impacto banda a banda. Según este modelo, se genera carga positiva mediante ionización por impacto una vez que los electrones inyectados en la banda de conducción del SiO₂ han ganado suficiente energía. La energía perdida por los electrones en las colisiones ionizantes se invierte en la generación de pares electrón-hueco. Los electrones generados son rápidamente barridos debido a su alta movilidad en el óxido, mucho mayor que la de los huecos. Para interpretar la disminución de la carga positiva se han propuesto modelos basados bien en el arrastre de huecos, que comentaremos más adelante [100], o bien en la recombinación con electrones [101, 102]. En este último caso, la ecuación de la cinética es:

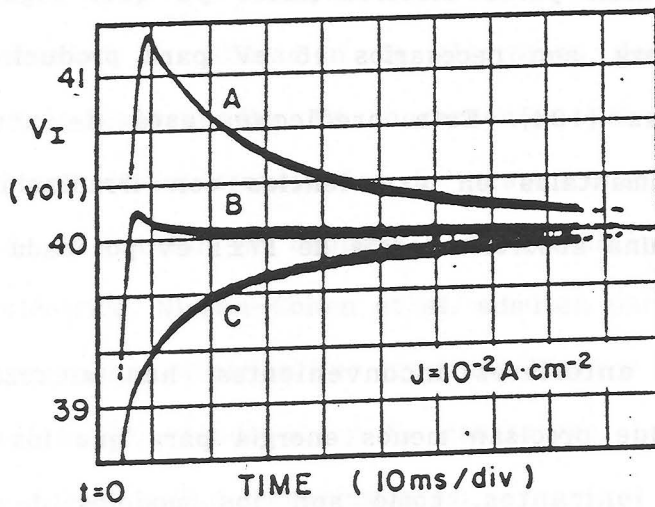
$$\frac{dp_T}{dt} = \frac{J}{q} \cdot (\alpha - \sigma \cdot p_T) \quad (3.28)$$

siendo α la probabilidad de ionización por impacto por unidad de longitud y σ la sección eficaz de captura de electrones para la recombinación. La solución de la ecuación (3.28) es:

$$p_T(t) = \frac{\alpha}{\sigma} + \left(p_{T0} - \frac{\alpha}{\sigma} \right) \cdot \exp \left[-\frac{\sigma}{q} \int_0^t J(t') \cdot dt' \right] \quad (3.29)$$



(a)



(b)

Figura 3.5.- Transitorios de tensión para una corriente túnel constante de 10^{-2} A/cm^2 ($t_{\text{ox}} = 450 \text{ \AA}$). Curva A: $I_{\text{setup}} < I_{\text{meas}}$. Curva B: $I_{\text{setup}} = I_{\text{meas}}$. Curva C: $I_{\text{setup}} > I_{\text{meas}}$. [30]

El transitorio de formación de la carga será creciente o decreciente según sea $p_T(0) > \alpha/\sigma$ o $p_T(0) < \alpha/\sigma$. El modelo de ionización por impacto banda a banda permite pues la interpretación de los resultados de la figura 3.5. Sin embargo trabajos realizados sobre el transporte de electrones en el SiO₂ indican que la dispersión de éstos por fonones acústicos impide que se alcancen energías por encima de 5 eV (a temperatura ambiente) [103], inferiores al ancho de la banda prohibida del óxido. Pero incluso si se alcanzaran energías del orden de 9 eV sería difícil que se generaran pares electrón-hueco ya que, según las estimaciones de Weinberg, son necesarios 15 eV para producir pares en colisiones inelásticas [104]. Esta predicción está de acuerdo con observaciones experimentales en experiencias con irradiación, en las que se ha mostrado una absorción media de 17 ± 1 eV por cada par generado [105].

Debido a los anteriores inconvenientes, han alcanzado mayor aceptación modelos que precisan menos energía para que los electrones realicen colisiones ionizantes, como son los modelos de ionización trampa a banda. Entre estos modelos se encuentra el de "trapping-de-trapping" dinámico de Nissan-Cohen et al. [106] similar al anterior pero suponiendo que la ionización por impacto no se produce banda a banda sino trampa a banda. Según este modelo, la captura de los electrones incidentes en el óxido puede expresarse de acuerdo con:

$$\left. \frac{dn_T}{dt} \right|_+ = \frac{J \cdot \sigma}{q} \cdot (N_T - n_T) \quad (3.30)$$

con una sección de captura σ , y la liberación simultánea según:

$$\left. \frac{dn_T}{dt} \right|_- = - \frac{J \cdot \sigma}{q} \cdot \beta \cdot n_T \quad (3.31)$$

donde β es la probabilidad, dependiente del campo eléctrico, de que un electrón que atraviesa el óxido realice una colisión ionizante. La diferencia entre este modelo y el anterior es que, en este caso, se supone que los electrones liberados mediante colisiones ionizantes (o cualquier otro mecanismo cuya probabilidad dependa del campo eléctrico) son los electrones atrapados en las trampas en el óxido, por lo que la velocidad de liberación de electrones dependerá también del número de trampas ocupadas. En consecuencia, en este modelo la constante de tiempo de los transitorios de atrapamiento de carga no dependerá sólo de la sección de captura σ sino también de β y, por tanto, del campo eléctrico. Nissan-Cohen et al. admiten para β la misma dependencia con el campo eléctrico que proponen Klein y Solomon para α , esto es $\beta = K_1 \cdot \exp(-K_2/F)$, siendo K_1 y K_2 constantes. La ecuación resultante, teniendo en cuenta ambos mecanismos es:

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{J}{q} \cdot [\sigma \cdot (N_T - n_T) - \beta \cdot n_T] \quad (3.32)$$

Resolviendo la ecuación (3.32) se obtiene el factor de ocupación $\delta(F) = n_T/N_T$, dependiente del campo eléctrico:

$$\delta(t, F) = \frac{1}{1 + \beta/\sigma} + \left[\delta(0, F) - \frac{1}{1 + \beta/\sigma} \right] \cdot \exp \left[- \frac{\sigma + \beta}{q} \int_0^t J(t') \cdot dt' \right] \quad (3.33)$$

Utilizando este modelo, se ha observado que la fracción inicial de trampas ocupadas en muestras sin inyección previa es la correspon-

diente a 6.5 MV/cm, aunque es de esperar que en general este valor dependa del proceso tecnológico. Suponiendo que σ no depende del campo eléctrico y que $\beta \rightarrow 0$ cuando $F \rightarrow 0$, se obtiene a temperatura ambiente el valor $\sigma \approx 0.5 \cdot 10^{-16}$ cm² y una densidad inicial de trampas de $8 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, valor más alto que los hallados con modelos basados simplemente en una cinética de primer orden. Este valor alto es coherente con el modelo de "trapping-detrapping", ya que según éste, los modelos basados en cinéticas de primer orden sólo proporcionarían una fracción de las trampas en el óxido. Por otra parte, sugiere que las trampas observadas son intrínsecas.

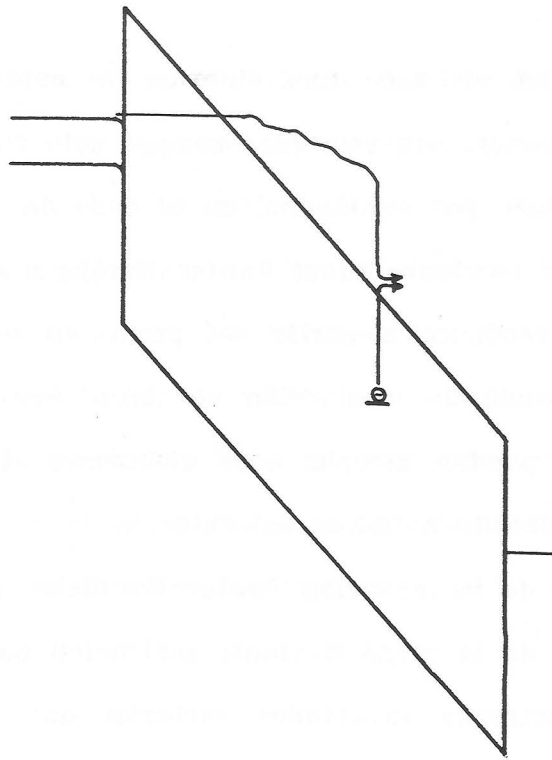
3.3.3.- Localización de la carga atrapada.

La hipótesis de que la liberación de carga se produzca mediante procesos de ionización por impacto hace necesario que los electrones incidentes capaces de realizar estas colisiones hayan adquirido previamente una cierta energía y, por tanto, al menos la generación de carga positiva ha de producirse de forma localizada a una cierta distancia del electrodo inyectante. En general, la carga almacenada en el interior del óxido también puede estar localizada porque las trampas en las que se produce dicho almacenamiento lo estén, y en consecuencia para caracterizar tales trampas será necesario conocer el centroide de la carga atrapada, definido en la expresión (3.11).

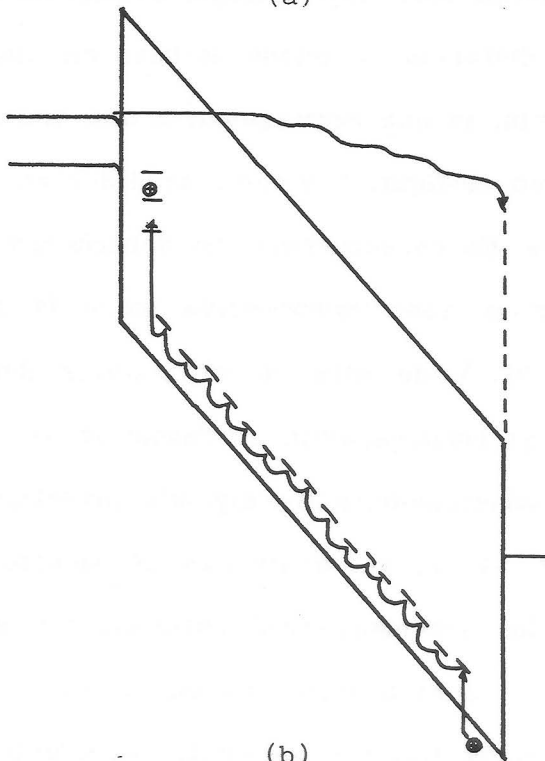
Los resultados experimentales obtenidos por distintos investigadores, en cuanto a la localización de la carga atrapada, son diversos. A menudo se ha hecho la hipótesis de que la carga negativa almacenada se distribuye uniformemente en el interior del óxido, sobre

todo cuando se ha utilizado una cinética de captura de primer orden para su interpretación. Sin embargo, aunque esto fuera cierto cuando la inyección se produce por avalancha, en el caso de que los electrones se inyecten mediante corriente túnel Fowler-Nordheim es de esperar que el atrapamiento se produzca a partir del punto en el cual los electrones emergen en la banda de conducción del SiO₂. Por otra parte, no todas las trampas que pueden atrapar esos electrones tienen que estar distribuidas uniformemente a través del óxido.

En el caso de la inyección Fowler-Nordheim, para que se produzca además variación de la carga mediante ionización por impacto es necesario que los electrones inyectados recorran una distancia mínima de manera que adquieran suficiente energía y puedan realizar una de estas colisiones. Dicha distancia se puede estimar en unos 50 Å a partir del punto de emergencia, lo que corresponde a una energía de unos 4 eV, tal como se muestra en la figura 3.6.a, de acuerdo con un modelo de ionización trampa-banda. En consecuencia, no debería producirse generación de carga positiva en la zona comprendida entre la interface y un plano situado a unos 70 Å de ella en el interior del óxido, esto es, la generación de carga positiva sería un fenómeno de volumen. Esto está de acuerdo con las observaciones de algunos investigadores [30, 108-111]. Nissan-Cohen et al. [111], utilizando el método de doble inyección (inyección desde los dos electrodos) obtienen $\bar{x} \approx 250-270$ Å para $t_{ox} > 300$ Å, y $\bar{x} \approx 150$ Å para $t_{ox}=210$ Å, con lo que la carga generada parece estar a una distancia fija del electrodo inyector, de acuerdo con un modelo de ionización por impacto. Según Avni y Shappir [31], la carga generada está distribuida entre unos 80 y 400 Å con una distribución decreciente hacia el interior del óxido.



(a)



(b)

Figura 3.6.- Mecanismos de crecimiento de la carga positiva en el interior del óxido. a) Por colisiones ionizantes trampa a banda. b) Por captura de huecos.

Sin embargo otros investigadores hallan carga positiva con ubicación interfacial [90, 112, 113]. Además, es un hecho conocido que la carga positiva generada mediante irradiación de las estructuras MOS bajo polarización positiva se encuentra dentro de unos nm de la interface Si-SiO₂ [114], y que los efectos de la irradiación son similares a los obtenidos mediante inyección Fowler-Nordheim. Chang y Lyon [113] estudian el perfil de la carga positiva generada mediante inyección F-N e irradiación con rayos X. Para analizar el perfil utilizaron un método basado en la aniquilación selectiva de dicha carga por electrones introducidos mediante inyección túnel asistida por luz ultravioleta. Aumentando el campo eléctrico mientras se mantiene fija la energía de la luz U.V., se consigue que el punto de emergencia de los electrones en la banda de conducción del SiO₂ se vaya desplazando hacia la interface. La distribución de carga positiva obtenida por Chang y Lyon se sitúa entre 25 y 30 Å si la carga ha sido generada por rayos X a 90 K, o entre 15 y 18 Å si la carga ha sido generada por inyección Fowler-Nordheim a la misma temperatura.

El mecanismo de generación de la carga positiva interfacial parece ser diferente del postulado por Nissan-Cohen et al. Actualmente, aún sin evidencias directas, se acepta la hipótesis de que esta carga se debe a huecos atrapados, para lo cual es necesario que previamente hayan sido inyectados a la banda de valencia del óxido. En el caso de muestras sometidas a irradiación esto es posible mediante generación de pares banda a banda si la luz es suficientemente energética [114], pero como ya hemos comentado en el apartado 3.3.2, existen dificultades para admitir generaciones banda a banda cuando las muestras se someten a inyección Fowler-Nordheim, sobre todo con óxidos

delgados. En nuestro caso, con $t_{ox}=250 \text{ \AA}$, son necesarios más de 7 MV/cm para que un electrón que atraviese el óxido sin colisiones llegue al metal con la energía de 15 eV absorbida en la generación de un par según observaciones experimentales. Este campo está ya dentro del régimen Fowler-Nordheim, por lo que la situación anterior solo se podría dar con niveles elevados de corriente y a bajas temperaturas, tales que los recorridos libres medios puedan ser elevados. Se ha propuesto un modelo alternativo para la inyección de huecos en la banda de valencia del SiO_2 basado en la participación de plasmones superficiales [115]. Según este modelo, la energía perdida por los electrones fuertemente acelerados cuando alcanzan la interface metal-óxido se invierte en la excitación de oscilaciones de plasma superficial. La energía necesaria para excitar un plasmón superficial en la interface Al- SiO_2 es 8.5 eV y la probabilidad de que un electrón con energía superior a esta cantidad excite un plasmón es de un 30%. Los plasmones excitados decaen invirtiéndose su energía principalmente en la generación de pares electrón-hueco. De esta forma, los huecos generados son inyectados en el óxido y pueden moverse a través de él hasta alcanzar las trampas próximas a la interface Si- SiO_2 .

Independientemente de la forma en la cual los huecos son generados en la banda de valencia del óxido, después han de sufrir algún mecanismo de transporte que los acerque a la interface, donde son capturados por trampas. Entre los posibles mecanismos de transporte de huecos a través del óxido hasta alcanzar la zona interfacial podemos destacar el desplazamiento asistido por estados localizados en el interior del SiO_2 con energías próximas a la de la banda de valencia, tal como se muestra en la figura 3.6-b. El desplazamiento de huecos a

través de estos estados puede producirse mediante mecanismos de atrapamiento-liberación múltiple asistida por fonones o bien mediante "hopping" o túnel directo entre trampas en la dirección del campo eléctrico. El primer mecanismo justifica la fuerte dependencia observada con la temperatura pero necesita una distribución de energías de los traps para explicar, mediante grandes fluctuaciones en los tiempos de liberación térmica, el carácter altamente dispersivo del transporte. El segundo mecanismo justifica el carácter altamente dispersivo en el tiempo mediante una distribución de distancias entre trampas, pero no explica la fuerte dependencia térmica. Un modelo que contempla ambas características del transporte de huecos es el "hopping" por polarones, que se basa en las siguientes hipótesis:

1) Existen sitios que actúan como trampas de huecos asociados con estados de la "cola" de la banda de valencia originados por el desorden de la red del óxido.

2) Los huecos interactúan fuertemente con la red cavándose sus pozos de potencial y quedando, en consecuencia, autoatrapados (polarones). El hueco queda ligado en un estado con energía menor que la del estado vacío.

3) Se puede producir transmisión túnel entre un estado excitado de un sitio y otro sitio próximo. La necesidad de que los dos niveles energéticos de los sitios vecinos se pongan momentáneamente en coincidencia mediante fluctuaciones térmicas justifica también la fuerte dependencia del transporte de huecos con la temperatura.

A bajas temperaturas este mecanismo puede ser fuertemente activado mediante campos eléctricos muy elevados que consigan también poner en coincidencia los niveles energéticos de sitios vecinos.

3.4.- Extensión del método de inyección con corriente constante.

El método de inyección con corriente constante, como ya hemos comentado anteriormente, permite la interpretación rápida y directa de los transitorios de atrapamiento de carga gracias al mantenimiento del campo en el cátodo. Sin embargo, la constancia del campo catódico en cada punto de la muestra no está asegurada si el atrapamiento se produce de manera no uniforme, ni tampoco si se almacena carga en el interior de la barrera, aunque la corriente se mantenga constante. Para extender el método hemos analizado los resultados que se obtienen de su aplicación en las dos situaciones anteriores obteniendo expresiones que nos permitirán relacionar los transitorios de atrapamiento de carga con el valor de ésta y su centroide bajo cualesquiera circunstancias.

Si se atrapa carga de forma uniforme, será válida la expresión (3.13) que nos relaciona la variación medida de la tensión que soporta el óxido con la cantidad de carga atrapada y su centroide, aunque si se inyectan electrones solamente desde el semiconductor no se pueden obtener separadamente la carga total y su posición; para ello será necesario medir también la evolución de la tensión necesaria para mantener una corriente constante cuando se inyectan electrones desde el metal. Si se llama a esta tensión V_{MS} , se obtiene:

$$\Delta V_{MS} = - \Delta \left[\frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot \bar{x} \right] \quad (3.34)$$

Se pueden separar la carga total almacenada y la posición del

centroide combinando la expresión (3.34) con la (3.13) que reproducimos aquí en la forma:

$$\Delta V_{SM} = - \Delta \left[\frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - \bar{x}) \right]$$

siendo V_{SM} la tensión que soporta el óxido cuando se inyectan electrones desde el semiconductor, y x la distancia medida desde la interfase óxido-semiconductor.

Se obtiene:

$$\Delta Q_{ox} = - \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \cdot (\Delta V_{SM} + \Delta V_{MS}) \quad (3.35)$$

y

$$\bar{x} = t_{ox} \cdot \frac{\Delta V_{MS}}{\Delta V_{MS} + \Delta V_{SM}} \quad (3.36)$$

A) Atrapamiento de carga de forma no-uniforme:

Si el atrapamiento de carga se produce de forma no uniforme, no será válida la expresión (3.13) en cada punto. La expresión (3.12) conduce en este caso a:

$$\Delta V_{SM} = \Delta F_c(y,z) \cdot t_{ox} - \frac{\Delta Q_{ox}(y,z)}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - \bar{x}) \quad (3.37)$$

donde el incremento del campo en cada punto depende de la carga atrapada localmente. Para abordar el problema de un atrapamiento no uniforme consideramos un modelo simplificado que consiste en suponer que la carga se atrapa uniformemente en unas zonas cuya suma de áreas constituye una fracción r del área total de la muestra. Con este supuesto,

la barrera no se modificará de igual manera en todo el área. Si llamamos ΔF_{cr} a la variación del campo catódico en las zonas en las que se produce atrapamiento y ΔF_c a la variación del campo en el resto del área, obtenemos:

$$\Delta V_{SM} = \Delta F_{cr} \cdot t_{ox} - \frac{\Delta Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - \bar{x}) = \Delta F_c \cdot t_{ox} \quad (3.38)$$

La variación del campo eléctrico, en cada una de las zonas ha de ser tal que no se modifique la corriente total que atraviesa la muestra. Si el campo eléctrico es F_{c0} en ausencia de carga atrapada:

$$[J(F_{c0} + \Delta F_{cr}) - J(F_{c0})] \cdot r \cdot A_T + [J(F_{c0} + \Delta F_c) - J(F_{c0})] \cdot (1-r) \cdot A_T = 0 \quad (3.39)$$

donde J es la densidad de corriente Fowler-Nordheim dada por la expresión (3.8), dependiente en cada caso del campo eléctrico. Si las variaciones relativas del campo son pequeñas, la condición (3.39) conduce a:

$$r \cdot \left[1 + \frac{2 \cdot \Delta F_{cr}}{F_{c0}} \right] \cdot \exp \left[\frac{B \cdot \Delta F_{cr}}{F_{c0}^2} \right] + (1-r) \cdot \left[1 + \frac{2 \cdot \Delta F_c}{F_{c0}} \right] \cdot \exp \left[\frac{B \cdot \Delta F_c}{F_{c0}^2} \right] = 1 \quad (3.40)$$

y si ΔF_{cr} y ΔF_c son suficientemente pequeñas como para poder aproximar las exponenciales por su desarrollo en primer orden, se obtiene la siguiente relación entre las dos variaciones del campo:

$$r \cdot \Delta F_{cr} + (1-r) \cdot \Delta F_c = 0 \quad (3.41)$$

Combinando (3.41) con (3.38) obtenemos:

$$\Delta V_{SM} = - r \cdot \frac{\Delta Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - \bar{x}) \quad (3.42)$$

es decir, el efecto es idéntico al que produciría la misma carga si se redistribuyera de forma uniforme en toda la muestra.

B) Atrapamiento de carga en el interior de la barrera:

Si la carga se atrapa en el interior de la barrera, las diversas dependencias que influyen en la expresión (3.20) hacen que el análisis de la carga atrapada se complique considerablemente, ya que el campo en el cátodo sufre una variación incluso si se mantiene la corriente constante. Para extender el método de inyección a corriente constante al caso de que se atrape carga en el interior de la barrera es necesario obtener la variación del campo catódico en función de la carga atrapada y de la posición de ésta. Para ello, hemos aproximado la expresión (3.20) por la que se obtendría si la carga atrapada es pequeña en comparación con la almacenada en el semiconductor, hipótesis muy poco restrictiva que será válida en todas nuestras medidas. Haciendo un desarrollo en primer orden, tal como se muestra en el apéndice C, hemos obtenido:

$$F_c = F_{c0} + \frac{Q_{0x}}{\epsilon_{0x}} \cdot \left[1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\phi_0} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot \bar{x} / \phi_0}{2 + B / F_{c0}} \right] \quad (3.43)$$

siendo F_{c0} el campo eléctrico catódico necesario para mantener el mismo nivel de corriente en ausencia de carga atrapada.

La variación de la tensión V_{SM} también dependerá de la carga almacenada y de su posición. Para obtener esta variación seguimos utilizando, para mayor generalidad, el modelo de atrapamiento no uniforme, con lo que las expresiones (3.38) y (3.39) continúan siendo válidas aunque hay que utilizar para $J(F_{c0} + \Delta F_c)$ la expresión (3.20) en

lugar de (3.8). La relación entre ΔF_{cr} y ΔF_c , en este caso, se obtiene en el apéndice C. El resultado es:

$$\Delta F_{cr} = - \frac{1-r}{r} \cdot \Delta F_c + \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot \left[1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi_0} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot \bar{x} / \Phi_0}{2 + B/F_{c0}} \right] \quad (3.44)$$

Sustituyendo esta relación en (3.38) llegamos a una expresión que nos permite relacionar la variación de la tensión medida con la carga almacenada:

$$\Delta V_{SM} = - r \cdot \frac{\Delta Q_{ox}}{C_{ox}} \cdot \left[1 - \frac{\bar{x}}{t_{ox}} - \left[1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi_0} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot \bar{x} / \Phi_0}{2 + B/F_{c0}} \right] \right] \quad (3.45)$$

Según la expresión anterior, se mantiene la proporcionalidad entre el desplazamiento de la tensión aplicada y la variación de la carga aunque, en este caso, el factor de proporcionalidad presenta una dependencia más compleja respecto de la posición del centroide.

La expresión del desplazamiento de la tensión V_{MS} sigue siendo la proporcionada por (3.34). Si aplicamos las expresiones (3.35) y (3.36) también en este caso obtendremos dos cantidades ΔQ^* y x^* dadas por:

$$\Delta Q^* = - \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \cdot (\Delta V_{SM} + \Delta V_{MS}) \quad (3.46)$$

y

$$x^* = t_{ox} \cdot \frac{\Delta V_{MS}}{\Delta V_{MS} + \Delta V_{SM}} \quad (3.47)$$

tales que:

$$x^* \cdot \Delta Q^* = x \cdot \Delta Q_{ox} \quad (3.48)$$

y

$$\bar{x}^* = \frac{\bar{x}}{1 - \frac{\epsilon_{ox} \cdot \Delta F_c}{\Delta Q_{ox}}} \quad (3.49)$$

En el caso de que la expresión (3.34) sea aplicable, (3.49) se reduce a:

$$\bar{x}^* = \frac{\bar{x}}{1 - \left[1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi_0} \right]^{1/2} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot \bar{x} / \Phi_0}{2 + B / F_{c0}} \right]} \quad (3.50)$$

expresión de la cual se puede despejar también \bar{x} conocida \bar{x}^* . En definitiva, aunque ΔQ^* no nos proporciona la carga total atrapada ni \bar{x}^* su posición, sin embargo, si relacionamos \bar{x}^* con \bar{x} es posible despejar también la carga ΔQ_{ox} .

Si la carga almacenada cerca de la interface es positiva también lo será el incremento del campo en el cátodo, mientras que si es negativa el campo en el cátodo sufrirá un decremento de manera que el segundo término del denominador de (3.49) siempre será positivo y se producirá una sobreestimación del centroide \bar{x} .

En lugar de la variación de la tensión V_{SM} se podría utilizar la variación de la tensión de banda plana, según:

$$\Delta V_{FB} = -\Delta \left[\frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - \bar{x}) \right] \quad (3.51)$$

que es válida independientemente de la posición en la que haya quedado atrapada la carga. Sin embargo, el uso de la expresión (3.51) plantea el problema de que en Q_{ox} debe incluirse también la carga almacenada

justo en la interface mientras que esta carga superficial apenas afecta al valor de la corriente inyectada ya que no modifica la forma de la barrera.

Si hay carga almacenada en la zona de la barrera, o en la misma interface, ΔV_{MS} y ΔV_{FB} no coincidirán, lo que puede ser un medio experimental para detectar este tipo de atrapamiento. Mediante (3.45) y (3.51) podemos calcular la diferencia entre las dos desviaciones de tensión obteniendo:

$$\Delta V_{FB} - \Delta V_{SM} = - \frac{\Delta Q_{ox}}{C_{ox}} \cdot \left[1 - \frac{F_{co} \cdot \bar{x}}{\Phi_0} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot \bar{x} / \Phi_0}{2 + B / F_{co}} \right] \quad (3.52)$$

donde se ha prescindido del factor r siendo entonces Q_{ox} la carga promediada a toda el área.

La diferencia es, pues, positiva si la carga atrapada es negativa y negativa en caso contrario. En la figura 3.7 se muestra la variación de ambas tensiones para un mismo valor de la carga atrapada en función de la posición de ésta. La máxima diferencia se obtiene en $\bar{x}=0$, es decir, si la carga se atrapa en estados superficiales.

Para evitar la superposición de los efectos de la carga de los estados superficiales y la carga atrapada en el óxido también se emplea la variación de la tensión de "midgap", es decir, la tensión externa necesaria para que el nivel de Fermi en la interface óxido-silicio se sitúe en el centro de la banda prohibida, en lugar de la tensión de banda plana. El desplazamiento de la tensión de "midgap" depende también de la carga en el óxido tal como predice la expresión (3.51) y sólo de ella si se hace la hipótesis de que los estados superficiales

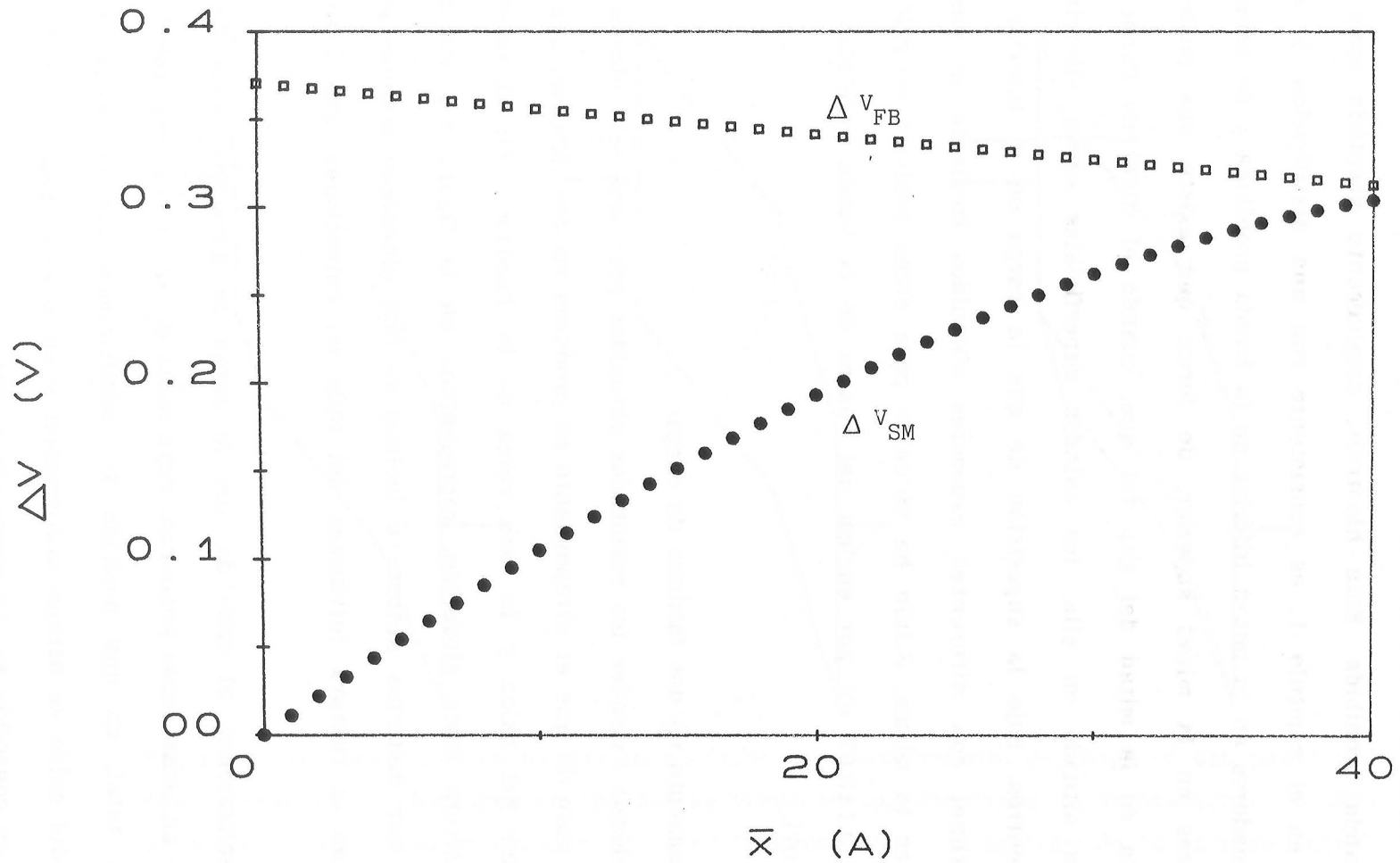


Figura 3.7.- Variación de las tensiones V_{FB} y V_{SM} al atraparse una misma cantidad de carga en el interior de la barrera en función de la posición de dicha carga.

están eléctricamente neutros cuando el nivel de Fermi está en el centro de la banda prohibida. Esta hipótesis, ampliamente aceptada como se comentó en el capítulo 1, es consistente con una distribución de estados donadores en la mitad inferior de la banda prohibida y de estados aceptadores en la mitad superior, de forma que existe una posición energética en la mitad del gap tal que, cuando el nivel de Fermi se encuentra situado en ella, los estados superficiales están eléctricamente neutros. Bajo la suposición de que la carga en el interior de óxidos túnel con diferentes espesores obtenidos mediante el mismo proceso es la misma, S.Jain ha obtenido para dicha posición energética el valor 0.1 ± 0.07 eV por encima del centro de la banda prohibida del silicio [107].

C) Atrapamiento en dos láminas de carga:

Podemos extender los resultados obtenidos para una sola lámina de carga al caso de que el atrapamiento se produzca en dos láminas, una en el interior del óxido y la otra cerca de la interface, en el interior de la barrera. Esta situación, representada en la figura 3.8, ha sido admitida por distintos autores e incluso se han elaborado modelos para interpretar la ruptura intrínseca del SiO_2 en estructuras MOS basados en ella.

Analizaremos el caso de que la carga se almacene cerca de la interface en unas zonas pequeñas, cuya suma de áreas sea una fracción r del área total, en una posición x_1 . Admitiremos que la carga en el interior del óxido se atrapa uniformemente en todo el área de la muestra, con un centroide x_2 . La expresión (3.38) se puede extender a:

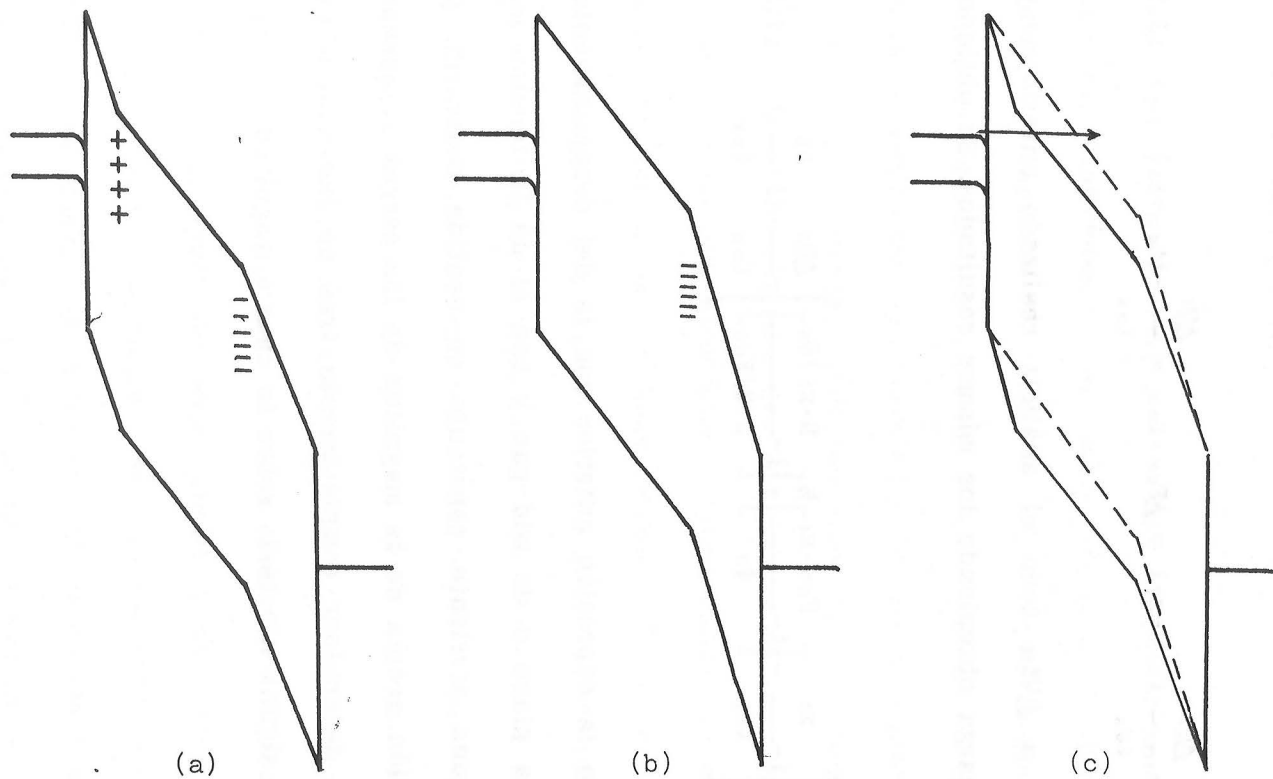


Figura 3.8.- Curvaturas de bandas en el óxido con atrapamiento de carga en dos posiciones diferentes. a) Regiones en las que se producen los dos tipos de atrapamiento. b) Región con un sólo tipo de atrapamiento. c) Comparación de la anchura de la barrera entre ambas zonas.

$$\Delta V_{SM} = \Delta F_{Cr} \cdot t_{ox} \frac{\Delta Q_1}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - x_1) - \frac{\Delta Q_2}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - x_2) = \Delta F_c \cdot t_{ox} \frac{\Delta Q_2}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - x_2) \quad (3.53)$$

Si definimos

$$\Delta V_{SM}^* \equiv \Delta V_{SM} + \frac{\Delta Q_2}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - x_2) = \Delta F_{Cr} \cdot t_{ox} - \frac{\Delta Q_1}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - x_1) \quad (3.54)$$

podemos aplicar a ΔV_{SM}^* todo el análisis realizado anteriormente para una lámina de carga obteniendo los mismos resultados. Se obtiene finalmente:

$$\Delta V_{SM} = -r \cdot \frac{\Delta Q_1}{C_{ox}} \cdot \left[1 - \frac{x_1}{t_{ox}} - \left[1 - \frac{F_{c0} \cdot x_1}{\Phi_0} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot x_1 / \Phi_0}{2 + B / F_{c0}} \right] \right] - \frac{\Delta Q_2}{C_{ox}} \cdot \left(1 - \frac{x_2}{t_{ox}} \right) \quad (3.55)$$

Combinando la expresión anterior con la del desplazamiento de la tensión de banda plana o de mid-gap y con el de la tensión necesaria para mantener una corriente constante en sentido contrario, podemos obtener información acerca de la magnitud de las cargas atrapadas y sus centroides. Para determinar completamente tres de las cuatro variables habrá que hacer alguna hipótesis sobre la cuarta magnitud.

3.5.- Resultados experimentales.

3.5.1.- Montaje experimental.

Se han realizado experiencias de inyección túnel Fowler-Nordheim en muestras fabricadas en el Centro Nacional de Microelectrónica descritas en el capítulo 2, tanto a temperatura ambiente como a bajas temperaturas, (desde 300 K hasta 77 K). El montaje experimental empleado en las experiencias de inyección y en las de capacidad se detalla en la figura 3.9. El método utilizado para la introducción de electrones en el óxido y el análisis del atrapamiento de carga ha sido el de inyección a corriente constante, seleccionando la corriente inyectada mediante una fuente de corriente Keithley 220 a la vez que se mide la tensión eléctrica que soporta la muestra mediante un electrómetro Keithley 617. Con este montaje se han obtenido curvas I-V aplicando pulsos de corriente de diferentes amplitudes, así como transitorios de atrapamiento de carga. Estos transitorios se han realizado bien con inyección continuada, manteniendo una corriente constante durante todo el transitorio, o bien con inyección pulsante, aplicando una sucesión de pulsos de corriente de igual amplitud. Con esta última técnica se pueden medir otras magnitudes de interés entre cada dos pulsos de inyección como pueden ser la tensión de banda plana o, en nuestro caso, una curva completa C(V). Para realizar las medidas de capacidad durante los intervalos de tiempo comprendidos entre cada dos pulsos de inyección, se conmuta la conexión de la muestra entre el sistema fuente de corriente-electrómetro y un puente de impedancias HP-4192A mediante un sistema de relés. La conmutación de los relés se controla con un cir-

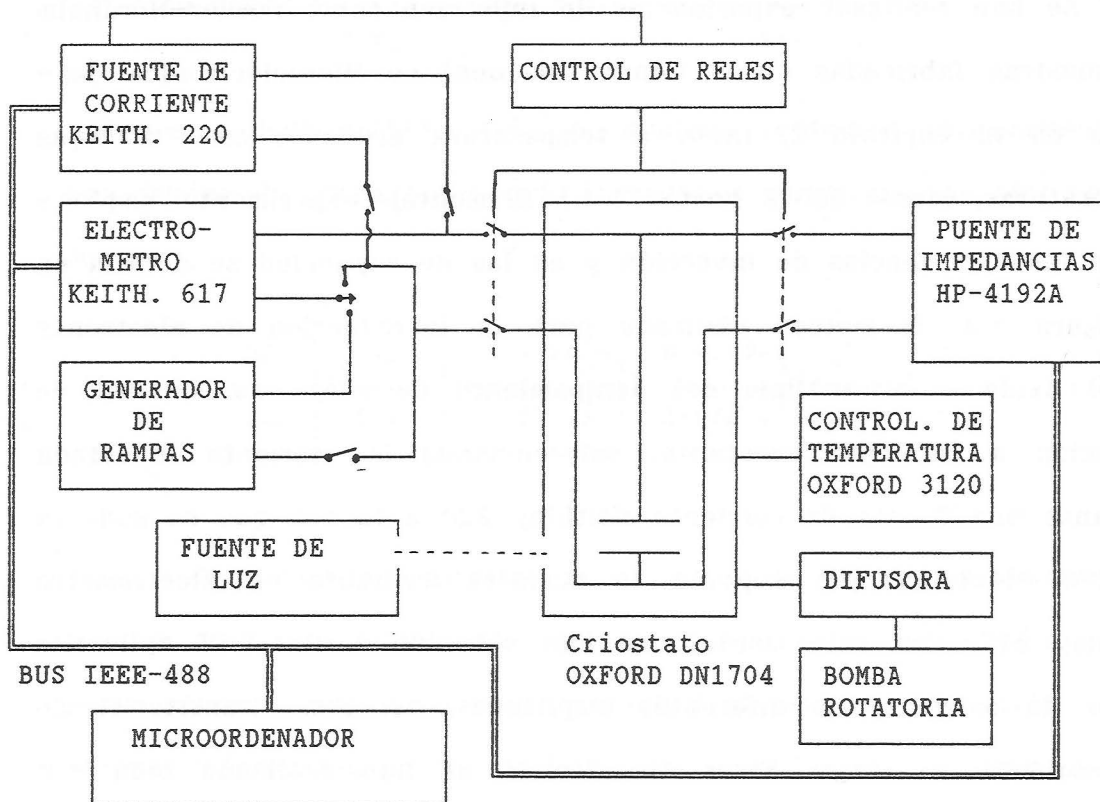


Figura 3.9.- Montaje experimental para la realización de medidas de inyección a corriente constante, de curvas $I(V)$, de capacidad y conductancia a frecuencias altas e intermedias y de la capacidad cuasiestática, a diferentes temperaturas.

cuito construido por nosotros que utiliza como señales de control unas salidas digitales que proporciona la propia fuente de corriente. Las muestras se introducen en un criostato de nitrógeno líquido Oxford DN1704 que permite trabajar hasta temperaturas próximas a 78 K. Este criostato utiliza Helio como gas de intercambio y tiene unas ventanas de zafiro y fluorita que permiten la excitación óptica de la muestra, lo que puede ser utilizado en este tipo de experiencias para acelerar la formación de la capa de inversión a bajas temperaturas. Con este fin, se ha incluido en el montaje una fuente de luz blanca con una lámpara halógena de 250 W, que tiene componentes de energía suficiente para provocar transiciones banda a banda en el silicio. Las medidas se controlan automáticamente desde un microordenador a través de una interface IEEE 488.

3.5.2.- Curvas corriente-tensión.

Se han medido las curvas I-V de las diferentes muestras con el fin de confirmar que el mecanismo de inyección satisface la ley de Fowler-Nordheim y estudiar las propiedades de la barrera. En la figura 3.10 se representa la densidad de corriente respecto a la tensión aplicada para distintas muestras, en las cuales la inyección de electrones se ha realizado desde el semiconductor a temperatura ambiente. La curva (a) se ha obtenido manteniendo la tensión constante mientras se mide la corriente utilizando el electrómetro Keithley 617 simultáneamente como fuente de tensión programable y como picoamperímetro. Las curvas (b) y (c) se han obtenido manteniendo la corriente constante según indica la figura 3.9, para una muestra ya sometida a estrés y otra sin inyección

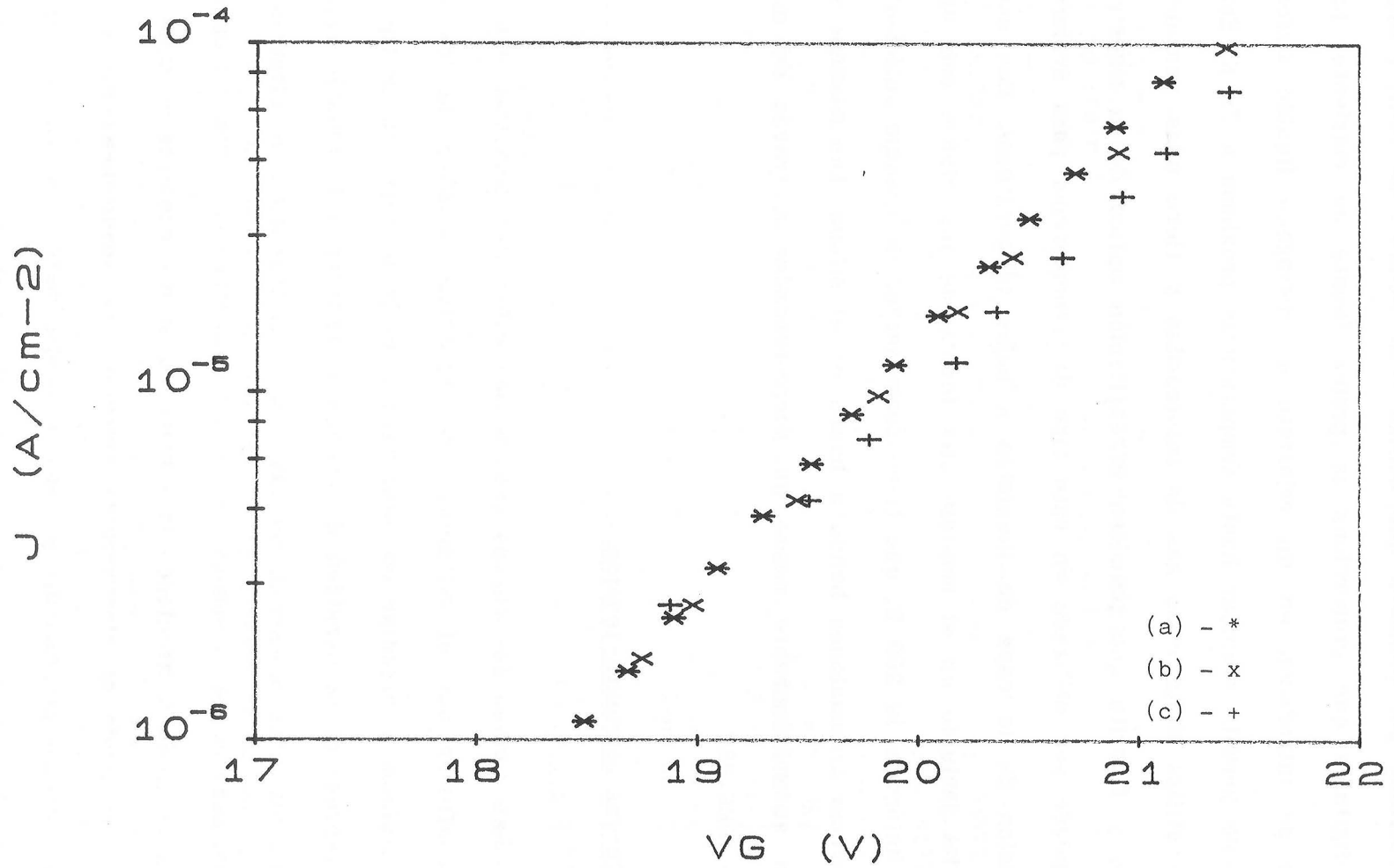


Figura 3.10.- Curvas I(V) Fowler-Nordheim. a) Aplicando pulsos de tensión.
b) y c) Aplicando pulsos de corriente.

previa, respectivamente. Se puede observar una pequeña dispersión entre las diferentes curvas, aunque en todas ellas la corriente comienza a adquirir valores apreciables para tensiones aplicadas superiores a unos 17 V, que corresponden a campos eléctricos en el óxido en el rango Fowler-Nordheim.

En la figura 3.11 se muestra la representación de $\ln(J/V^2)$ respecto a $1/V$ para dos muestras diferentes. Dicha representación, si la expresión (3.9) es válida, ha de corresponder a una línea recta de cuya pendiente se puede extraer la masa efectiva de los electrones en el óxido suponiendo conocida la altura de la barrera. Los datos obtenidos de las curvas representadas en la figura 3.11 son los que se incluyeron previamente en la Tabla 3.1 y están en buen acuerdo con los extraídos por otros investigadores.

Las medidas I-V mostradas en la figura 3.12 corresponden a corrientes inyectadas tanto desde el metal como desde el semiconductor para dos muestras diferentes con distintas áreas a temperatura ambiente y a 100 K. Se puede observar la analogía entre los resultados obtenidos para las dos temperaturas extremas. Dada la similitud de comportamiento a las diferentes temperaturas, si bajo polarización directa podemos afirmar que la inyección es túnel Fowler-Nordheim para las dos muestras, y ya que la inyección a temperatura ambiente con los tiempos de pulsos empleados es Fowler-Nordheim en ambos sentidos, éste será también el mecanismo bajo polarización inversa a 100 K. La capa de inversión se puede formar rápidamente a 100 K mediante ruptura Zener debido al alto dopado que tienen estas muestras con lo que es posible obtener inyección Fowler-Nordheim de electrones en lugar de inyección por avalancha de huecos a bajas temperaturas.

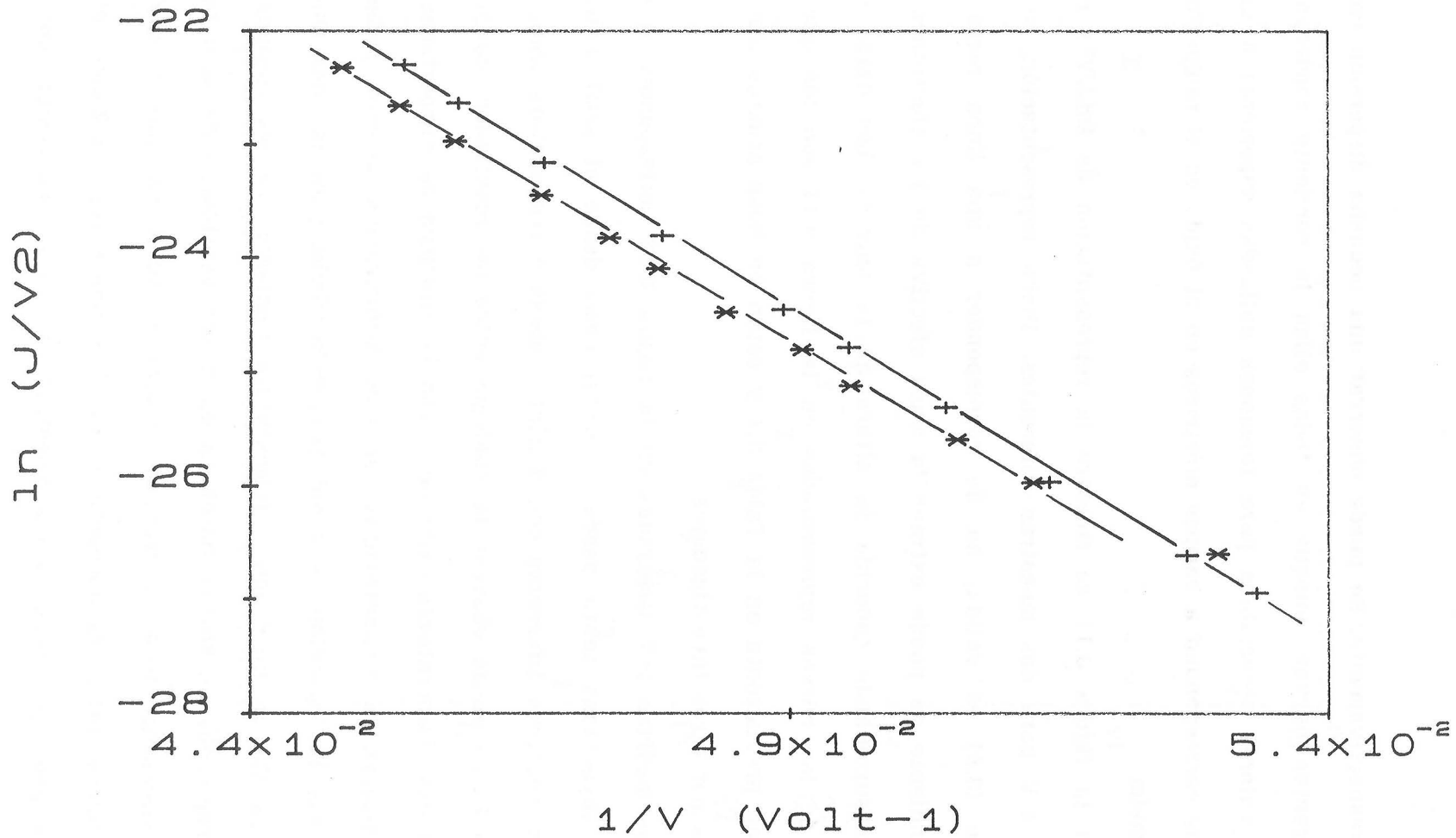


Figura 3.11.- Representaciones $\ln(J/V^2)$ respecto a $1/V$ para las curvas (b) y (c) de la figura 3.10.

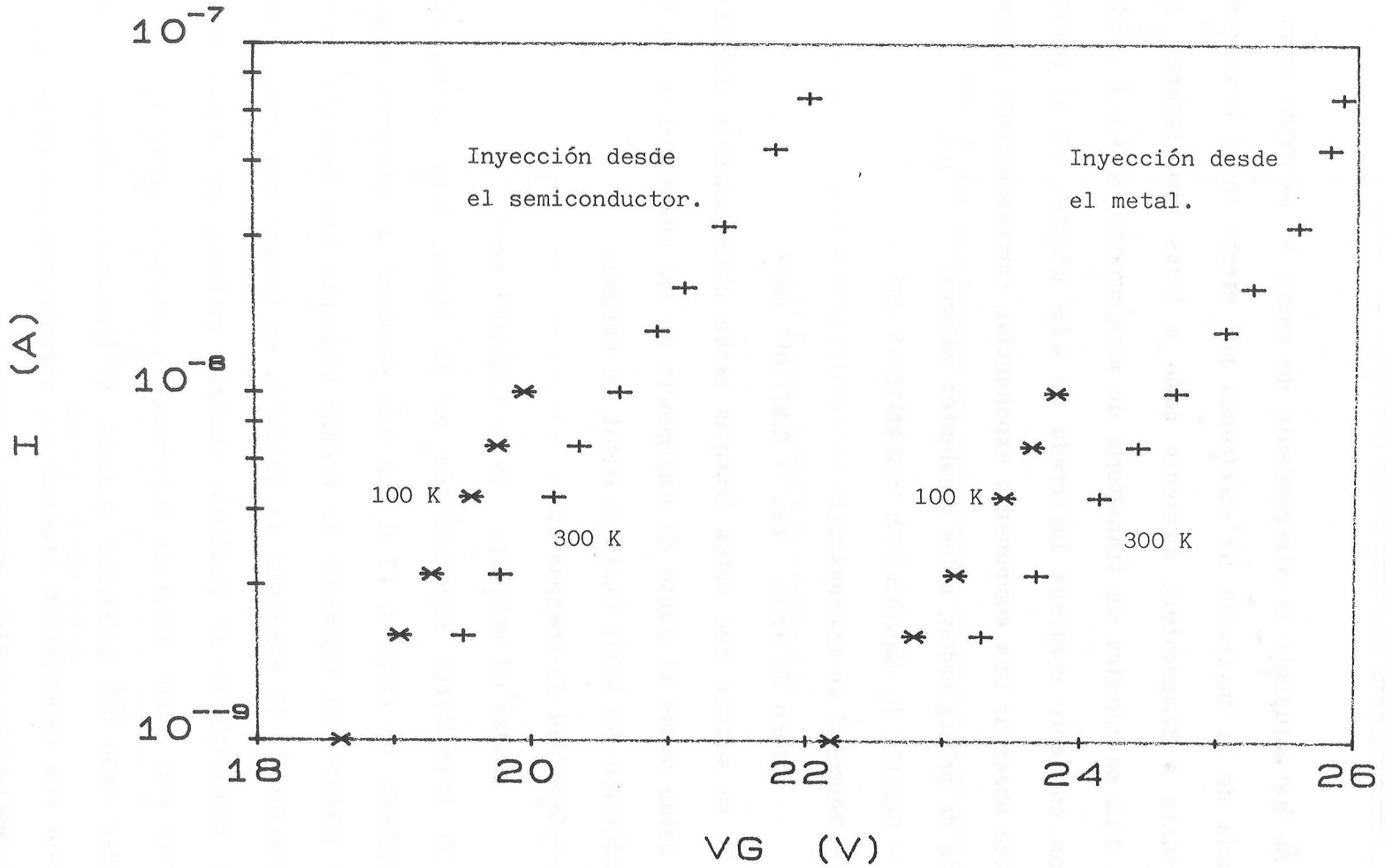


Figura 3.12.- Curvas $I(V)$ con inyección de electrones desde el metal y desde el semiconductor tomadas a 100 K y 300 K para dos muestras idénticas salvo el área.

3.5.3.- Atrapamiento de carga en el óxido.

Se ha estudiado el atrapamiento de carga en el óxido como consecuencia de la inyección de electrones por efecto túnel Fowler-Nordheim tanto a temperatura ambiente como a bajas temperaturas. En la figura 3.13 se muestra un transitorio de atrapamiento a 300 K producido por una corriente continua inyectada de $4.88 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. En el transitorio se puede observar una componente exponencial, correspondiente según una cinética de primer orden, a los siguientes valores:

- Sección de captura: $\sigma = 2.36 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$

- Densidad de trampas por

unidad de área: $N_{Ts} = 2.37 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

Si se supone que estas trampas están uniformemente distribuidas en el óxido desde el punto de emergencia de los electrones en la banda de conducción del óxido hasta el metal, se obtiene:

- Densidad de trampas por

unidad de volumen: $N_T = 1.12 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

El transitorio representado en la figura 3.14 corresponde al atrapamiento de carga a 77 K con una densidad de corriente inyectada de $80 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. La inyección se realizó mediante una sucesión de pulsos de corriente de 10 segundos de duración, de manera que entre cada dos pulsos consecutivos se pudieron realizar medidas de capacidad o de corriente con menor nivel de inyección ($4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$), tanto con la misma polaridad como con polaridad opuesta. El transitorio mostrado se ajusta bien con una dependencia exponencial, obteniéndose los siguientes datos con un modelo de cinética de primer orden:

- Sección de captura: $\sigma = 5.09 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$

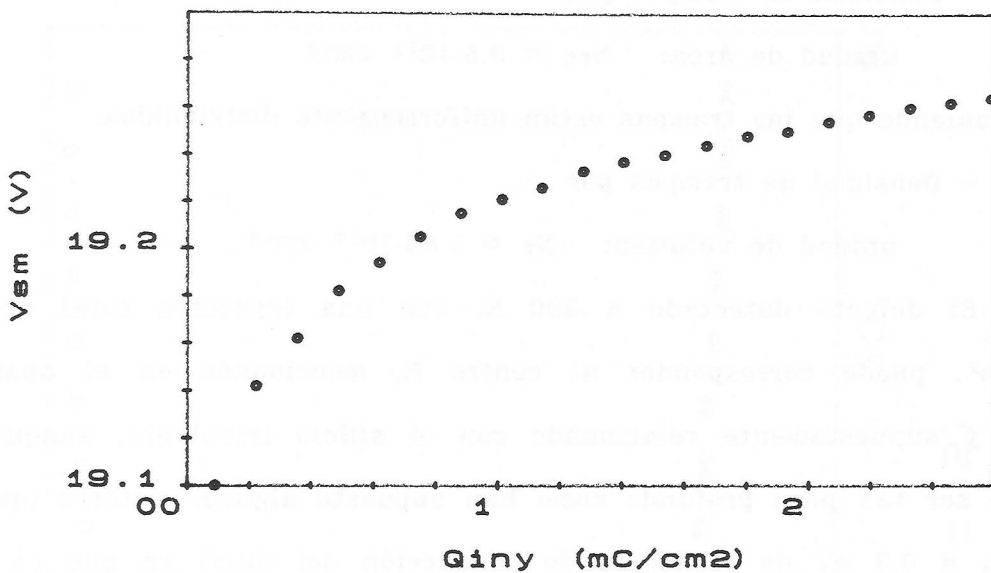


Figura 3.13.- Transitorio de atrapamiento de carga tomado a 300 K con corriente constante.

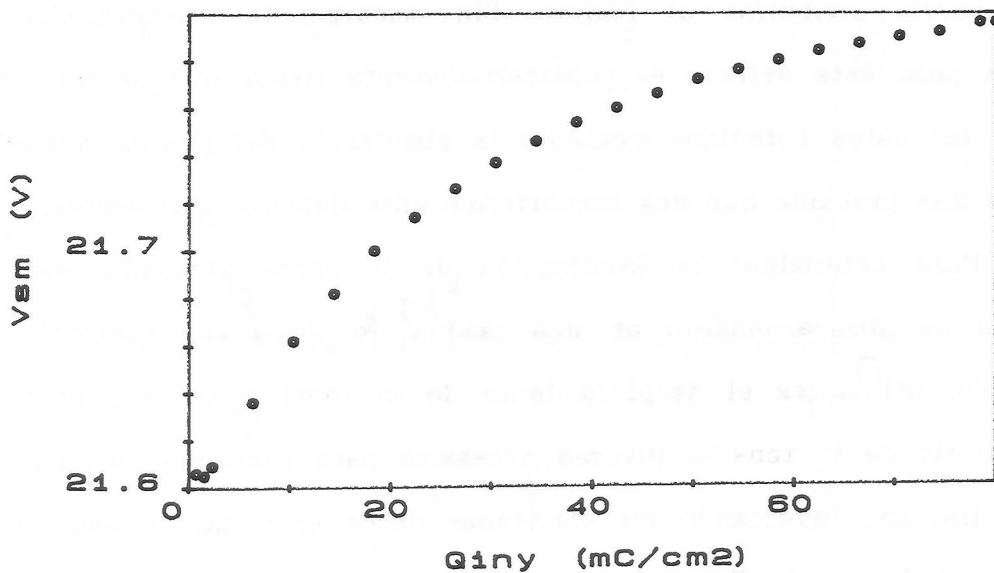


Figura 3.14.- Transitorio de atrapamiento de carga tomado a 77 K con una sucesión de pulsos de corriente de igual amplitud.

- Densidad de trampas por

$$\text{unidad de \u00e1rea: } N_{Ts} = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

y suponiendo que las trampas est\u00e1n uniformemente distribuidas:

- Densidad de trampas por

$$\text{unidad de volumen: } N_T = 1.66 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

El defecto detectado a 300 K, con una inyecci\u00f3n total de 2.9 mC/cm², puede corresponder al centro E, mencionado en el apartado 3.3.1 y supuestamente relacionado con el silicio trivalente, aunque no puede ser tan poco profundo como han supuesto algunos autores (que lo sit\u00faan a 0.3 eV de la banda de conducci\u00f3n del SiO₂) ya que ha sido cargado a temperatura ambiente. El defecto detectado con una inyecci\u00f3n m\u00e1s prolongada (80 mC/cm², a 77 K) puede corresponder al centro C, tambi\u00e9n mencionado en el apartado 3.3.1, que se observa despu\u00e9s de PMA en forming gas, proceso que han sufrido nuestras muestras tal como se ha detallado en el cap\u00edtulo 2. El defecto con $\sigma_c = 3.77 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$ tambi\u00e9n podr\u00eda atribuirse al f\u00f3sforo. Sin embargo, la concentraci\u00f3n obtenida para este defecto es considerablemente mayor que la del f\u00f3sforo seg\u00fan los datos obtenidos mediante la simulaci\u00f3n del proceso tecnol\u00f3gico. Es m\u00e1s probable que nos encontremos ante defectos intr\u00ednsecos.

Para determinar la localizaci\u00f3n de la carga atrapada, seg\u00fan el modelo de almacenamiento en una l\u00e1mina de carga con centroide bien definido, utilizamos el desplazamiento de la tensi\u00f3n de "mid-gap" y el transitorio de la tensi\u00f3n inversa necesaria para mantener una corriente de 4 $\mu\text{A/cm}^2$, inyectando los electrones desde el metal. Ambas medidas, representadas en la figura 3.15, han sido tomadas entre cada dos pulsos de inyecci\u00f3n. En la figura 3.16 se muestran varias de las curvas C(V) tomadas durante la inyecci\u00f3n, utilizadas para la extracci\u00f3n de la

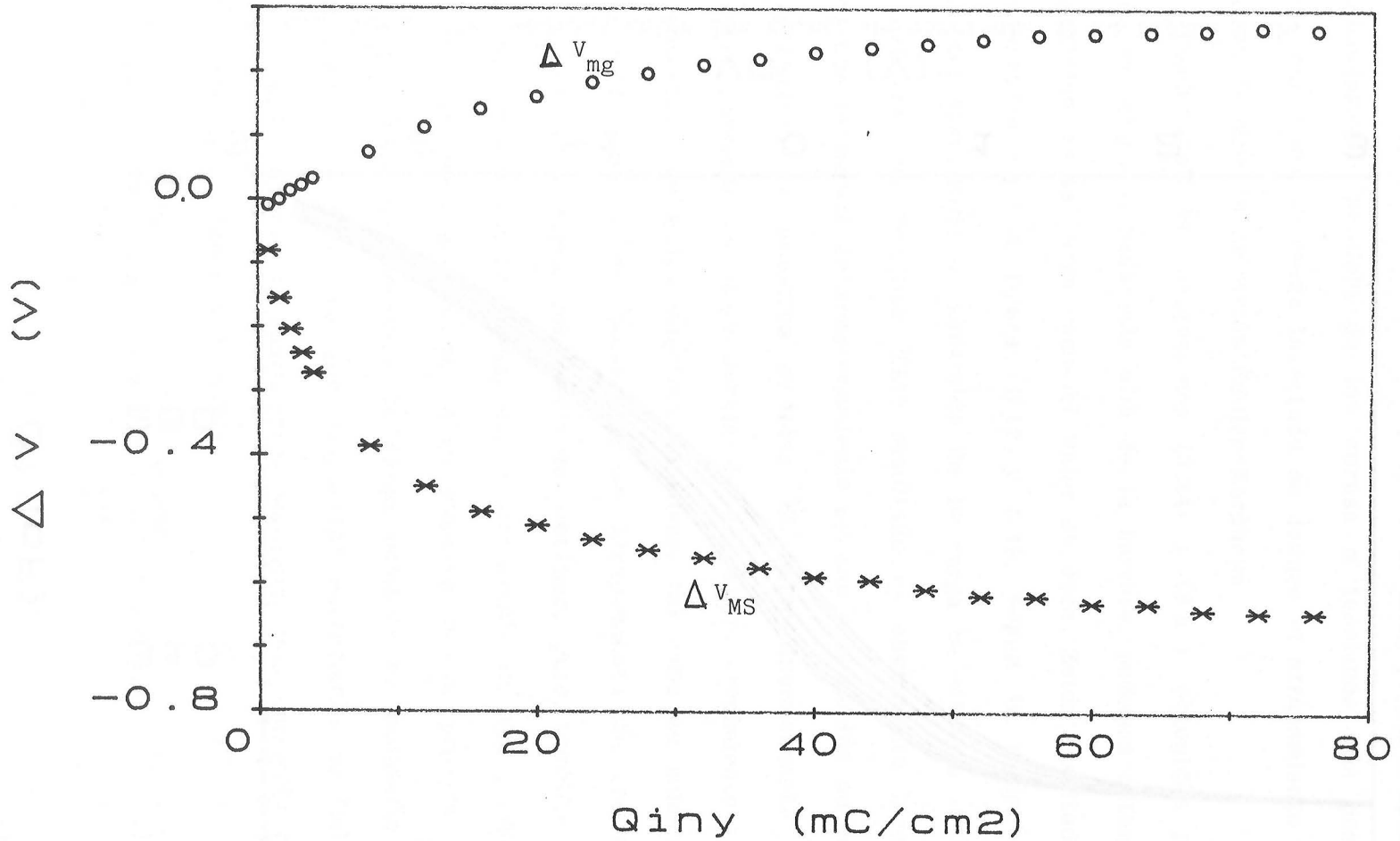


Figura 3.15.- Evolución de la tensión de "mid-gap" (o) y de la tensión inversa necesaria para mantener una corriente constante (*) a medida que se atrapa carga en el óxido.

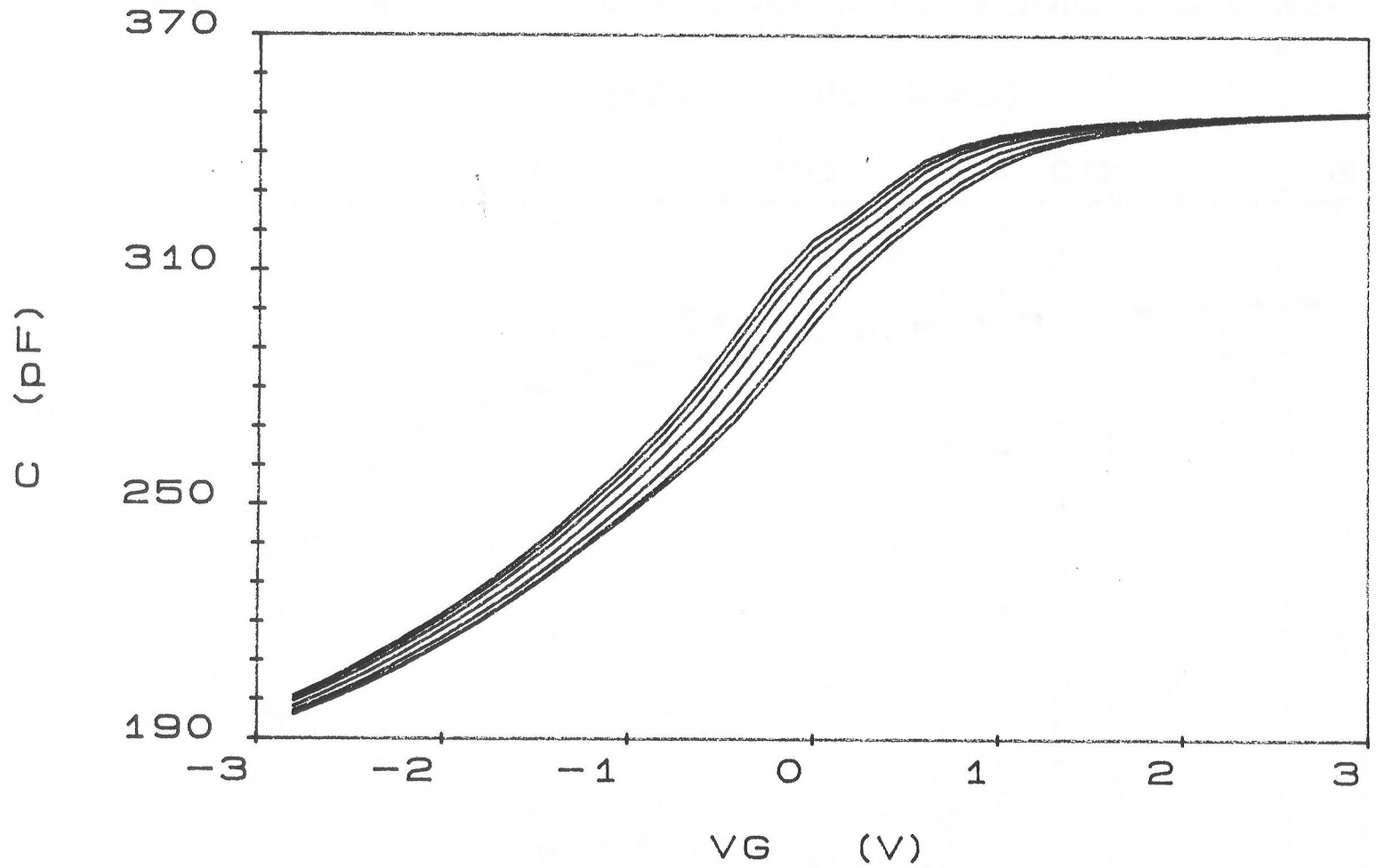


Figura 3.16.- Curvas $C(V)$ medidas entre los pulsos de corriente de la figura 3.15.

variación de la tensión de banda-plana o de midgap. Del desplazamiento aproximadamente paralelo de las curvas a tensiones más positivas a medida que crece la carga inyectada se deduce el atrapamiento de carga negativa durante la inyección Fowler-Nordheim.

Combinando las expresiones (3.34) y (3.51), obtenidas para una lámina de carga situada más allá de la barrera, podemos obtener tanto el centroide de la carga como el valor de ésta. Estos resultados están representados en las figuras 3.17 y 3.18. Según la figura 3.17, al inicio del transitorio el centroide de la carga se situaría incluso más allá del contacto metálico. Este resultado es obviamente incorrecto e indica que el modelo de almacenamiento en una sola lámina no permite la interpretación de nuestras medidas. El valor anormalmente alto del centroide aparente es consecuencia de un rápido crecimiento inicial de V_{MS} observado en todas nuestras muestras, tal como se muestra en la figura 3.15, que puede deberse a un atrapamiento de electrones en trampas situadas cerca del electrodo metálico, pero también es consecuencia de un retardo inicial en el crecimiento de V_{mg} y V_{SM} producido por un atrapamiento de carga positiva en la primera fase del transitorio. Este atrapamiento de carga positiva es necesario para la interpretación de $\bar{x} > t_{ox}$ ya que, según las expresiones de "mid-gap" y de la tensión inversa necesaria para mantener una corriente constante cuando existen dos láminas de carga:

$$\Delta V_{mg} = - \frac{\Delta Q_{ox1}}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - x_1) - \frac{\Delta Q_{ox2}}{\epsilon_{ox}} \cdot (t_{ox} - x_2) \quad (3.57)$$

$$\Delta V_{MS} = - \frac{\Delta Q_{ox1}}{\epsilon_{ox}} \cdot x_1 - \frac{\Delta Q_{ox2}}{\epsilon_{ox}} \cdot x_2 \quad (3.58)$$

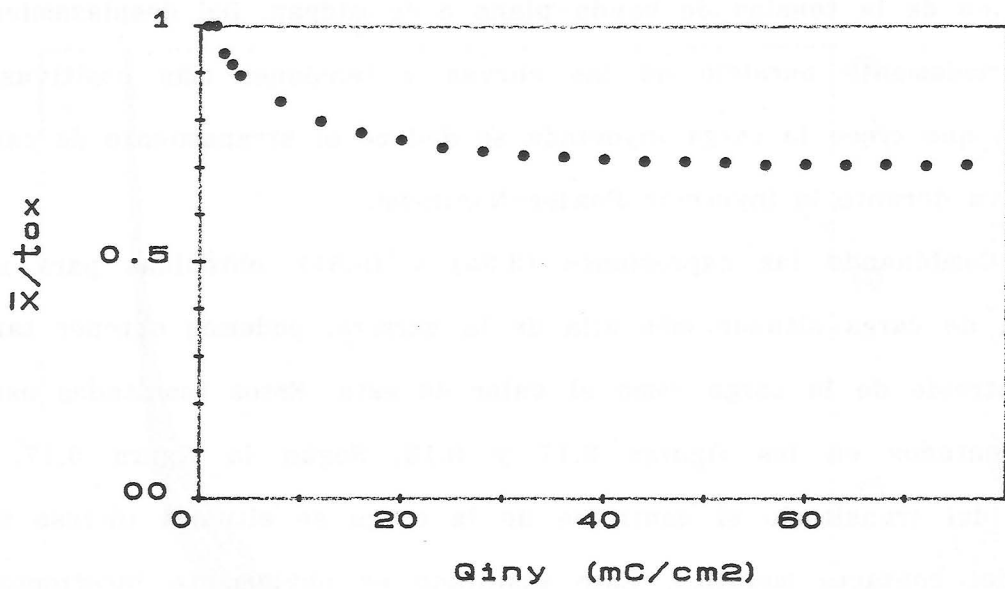


Figura 3.17.- Posición del centroide aparente de la carga atrapada durante los transitorios de la figura 3.15.

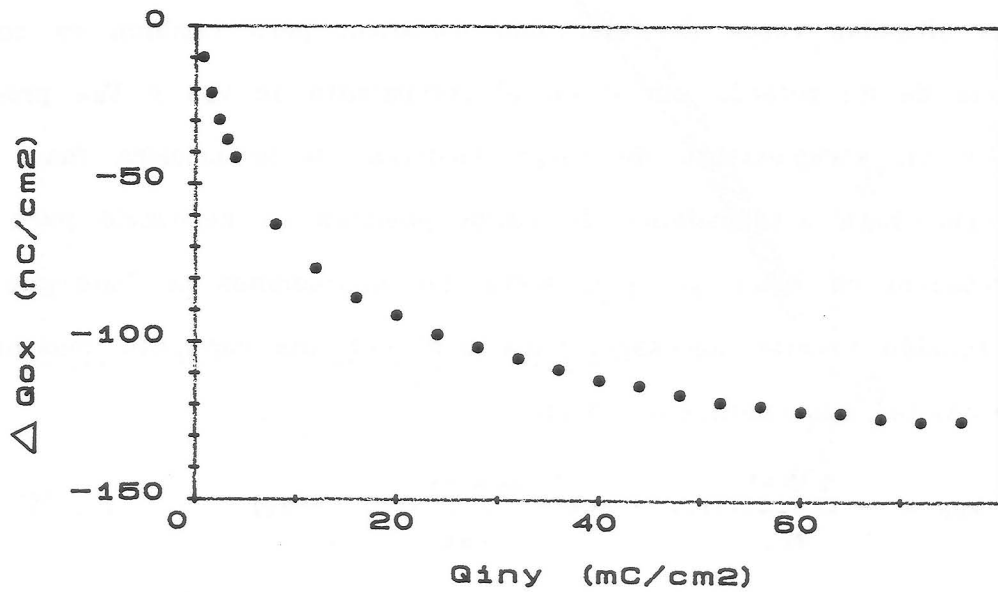


Figura 3.18.- Evolución de la carga atrapada durante los transitorios de la figura 3.15 si se supone que se almacena en una sola lámina.

la posición del centroide aparente vendrá dada por:

$$\frac{\bar{x}}{t_{ox}} = \frac{\Delta Q_{ox1} \cdot x_1 / t_{ox} + \Delta Q_{ox2} \cdot x_2 / t_{ox}}{\Delta Q_{ox1} + \Delta Q_{ox2}} \quad (3.59)$$

que solo puede ser mayor que 1 si ΔQ_{ox1} y ΔQ_{ox2} tienen distinto signo.

El atrapamiento de carga positiva cerca de la barrera se manifiesta directamente durante los 2-3 primeros pulsos de corriente, ya que ΔV_{mg} y ΔV_{sm} son ligeramente negativas y, además, $\Delta V_{mg} < \Delta V_{sm}$. Sin embargo, a partir de $Q_{iny} \approx 10^{-3}$ C/cm² se observa un efecto de "turn-around" y el atrapamiento de carga negativa enmascara al posible atrapamiento de carga positiva que pudiera seguir produciéndose, tal como se observa en la figura 3.19. En esta figura no sólo se manifiesta el atrapamiento de carga negativa sino también la ubicación de parte de ésta en la zona de la barrera, tal como se deduce de la diferencia entre ΔV_{mg} y ΔV_{sm} . Esta diferencia se muestra en la figura 3.20. Se observa que $\Delta V_{mg} - \Delta V_{sm}$ es positiva durante prácticamente todo el transitorio, lo que indica que domina el atrapamiento de carga negativa en la zona de la barrera, y que a partir de $Q_{iny} \approx 12$ mC/cm² esta diferencia se mantiene constante, esto es, el atrapamiento adicional se produce fuera de la barrera. Utilizando el modelo de una sola lámina de carga a partir de este instante se obtiene $\bar{x} \approx 146$ Å, valor consistente con un atrapamiento uniforme en la zona de óxido que queda desde el punto de emergencia de los electrones hasta el electrodo metálico.

Además de la carga positiva almacenada cerca de la interface al principio del transitorio, si el campo eléctrico es muy elevado, se ha observado la generación de carga positiva en volumen. En la figura 3.21

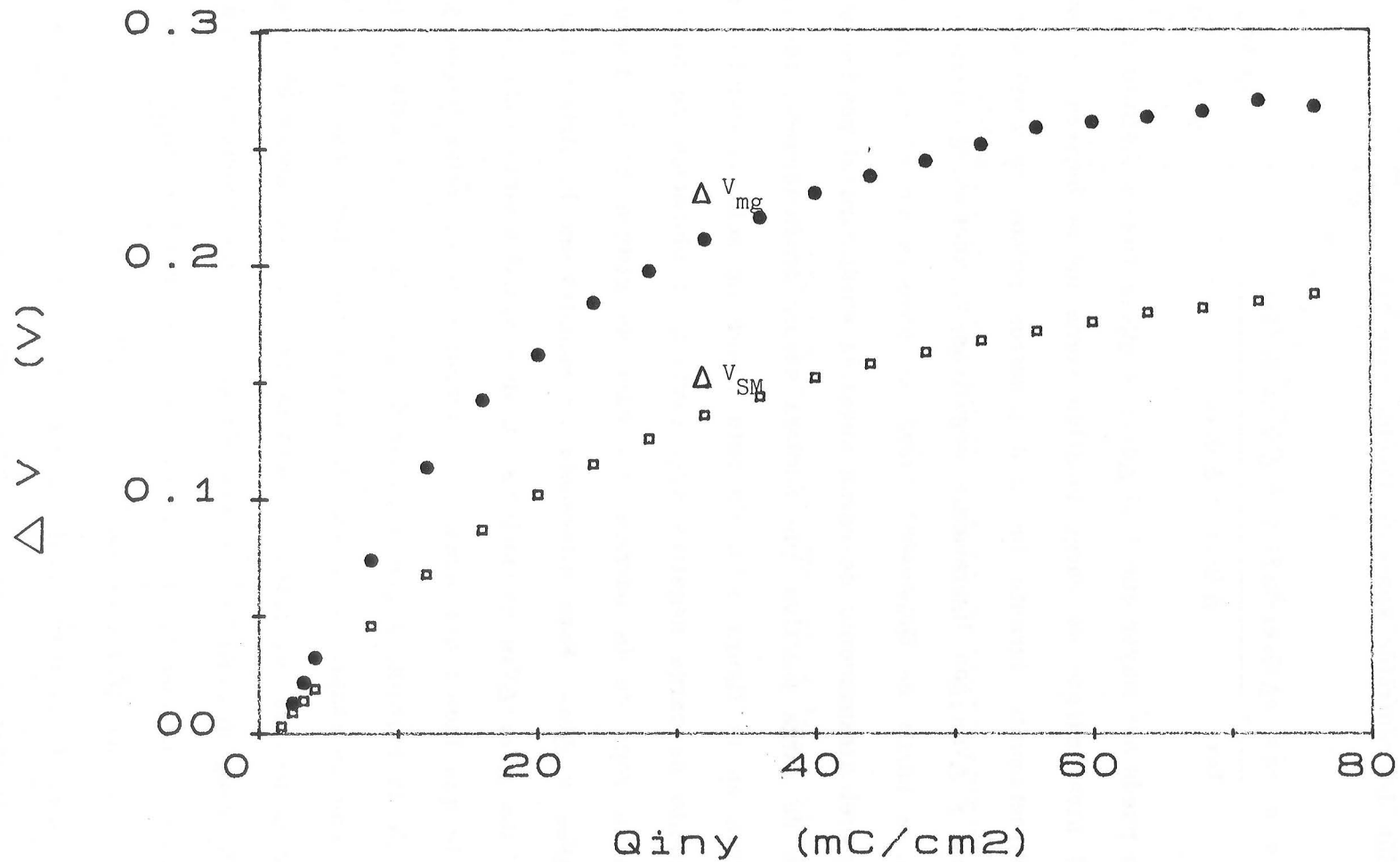


Figura 3.19.- Comparación de los transitorios de la tensión de "mid-gap" y de la tensión directa necesaria para mantener una corriente Fowler-Nordheim constante.

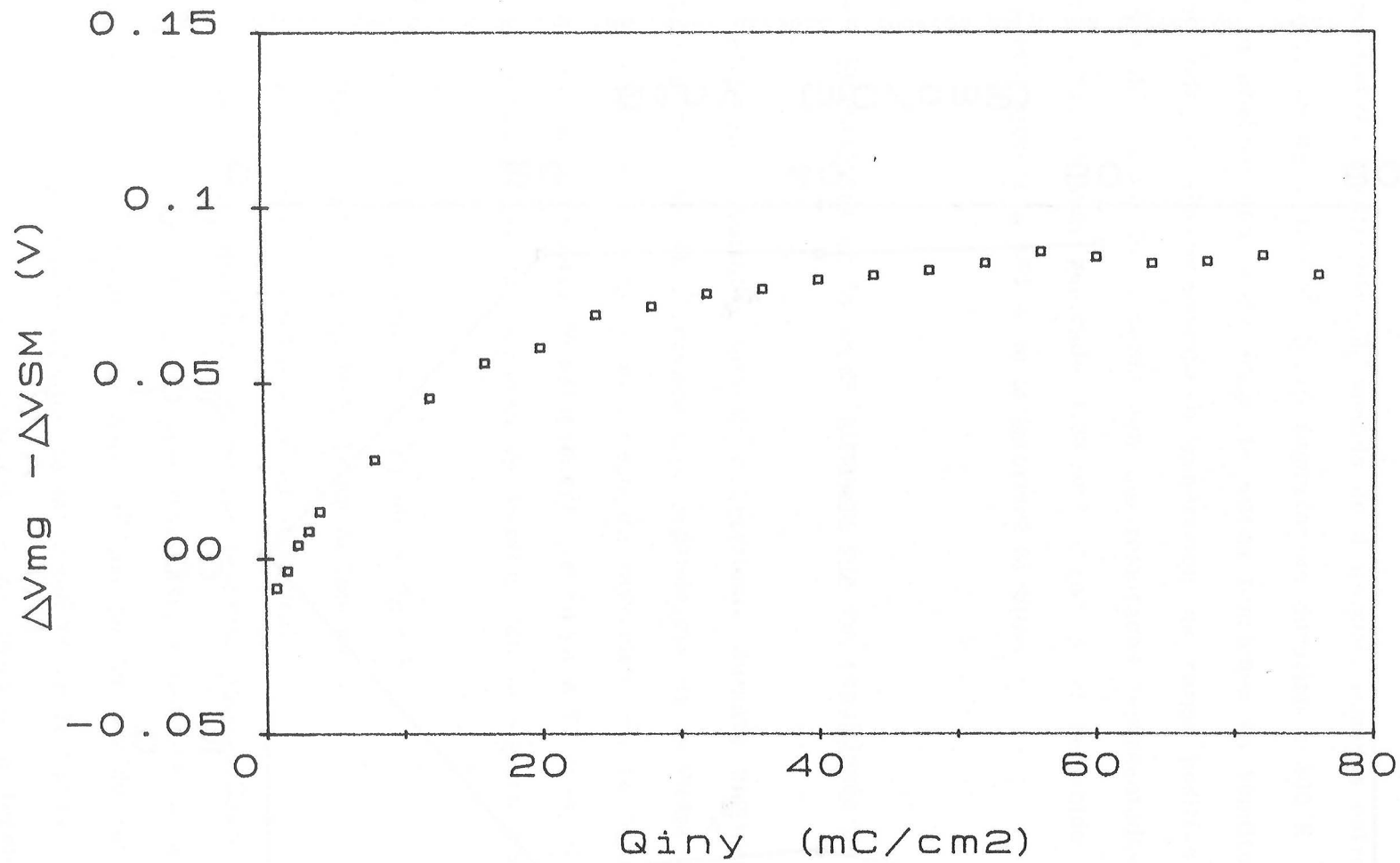


Figura 3.20.- Diferencia de los transitorios de la figura 3.19

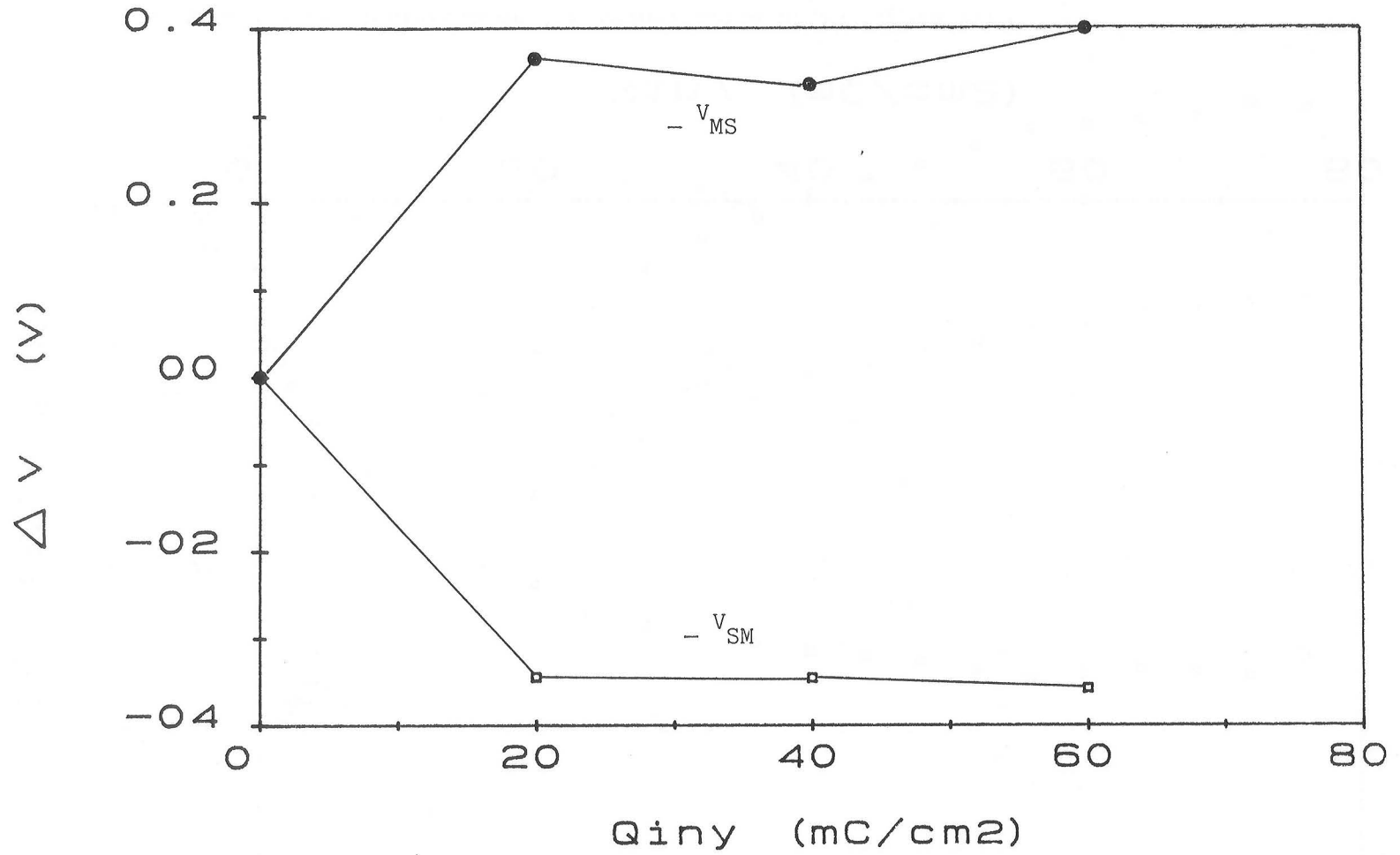


Figura 3.21.- Evolución de las tensiones directa e inversa para una inyección Fowler-Nordheim de gran intensidad ($J=2 \text{ mA/cm}^2$)

se muestra el desplazamiento de las tensiones directa e inversa correspondientes a corrientes de medida de $4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, tomadas entre pulsos de inyección de $2 \text{ mA}/\text{cm}^2$ de 10 segundos de duración a 300 K. En este caso se produce una disminución de ambas tensiones en amplitud como corresponde al almacenamiento o generación de carga positiva en el interior del óxido. De acuerdo con los resultados representados en la figura 3.21, se han generado $1.03 \cdot 10^{-7} \text{ C}/\text{cm}^2$ y el centroide de esta carga está situado a 130 Å de la interface Si-SiO₂.

3.5.4.- Dependencia de la carga atrapada con las condiciones de inyección.

Alternando distintos niveles de corriente durante un transitorio de atrapamiento se ha observado una dependencia de la carga positiva en el óxido con el nivel y el tiempo de inyección. En la figura 3.22 se muestra un transitorio de atrapamiento de carga a 78 K en el que se han alternado pulsos de corriente de acuerdo con la siguiente serie:

- $12.2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ durante 20 s. (\square en la figura)
- $24.4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ durante 10 s. (x en la figura)
- $48.8 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ durante 5 s. (Δ en la figura)
- $122 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ durante 2 s. en los primeros pulsos, hasta aproximadamente $12 \text{ mC}/\text{cm}^2$ de carga total inyectada, y durante 20 s. en los restantes (\bullet en la figura). En estos pulsos se ha medido también la tensión después del primer segundo de inyección (+ en la figura).

Para representar los transitorios se ha restado la tensión inicial para cada nivel de inyección. Se observa una evolución aproximada-

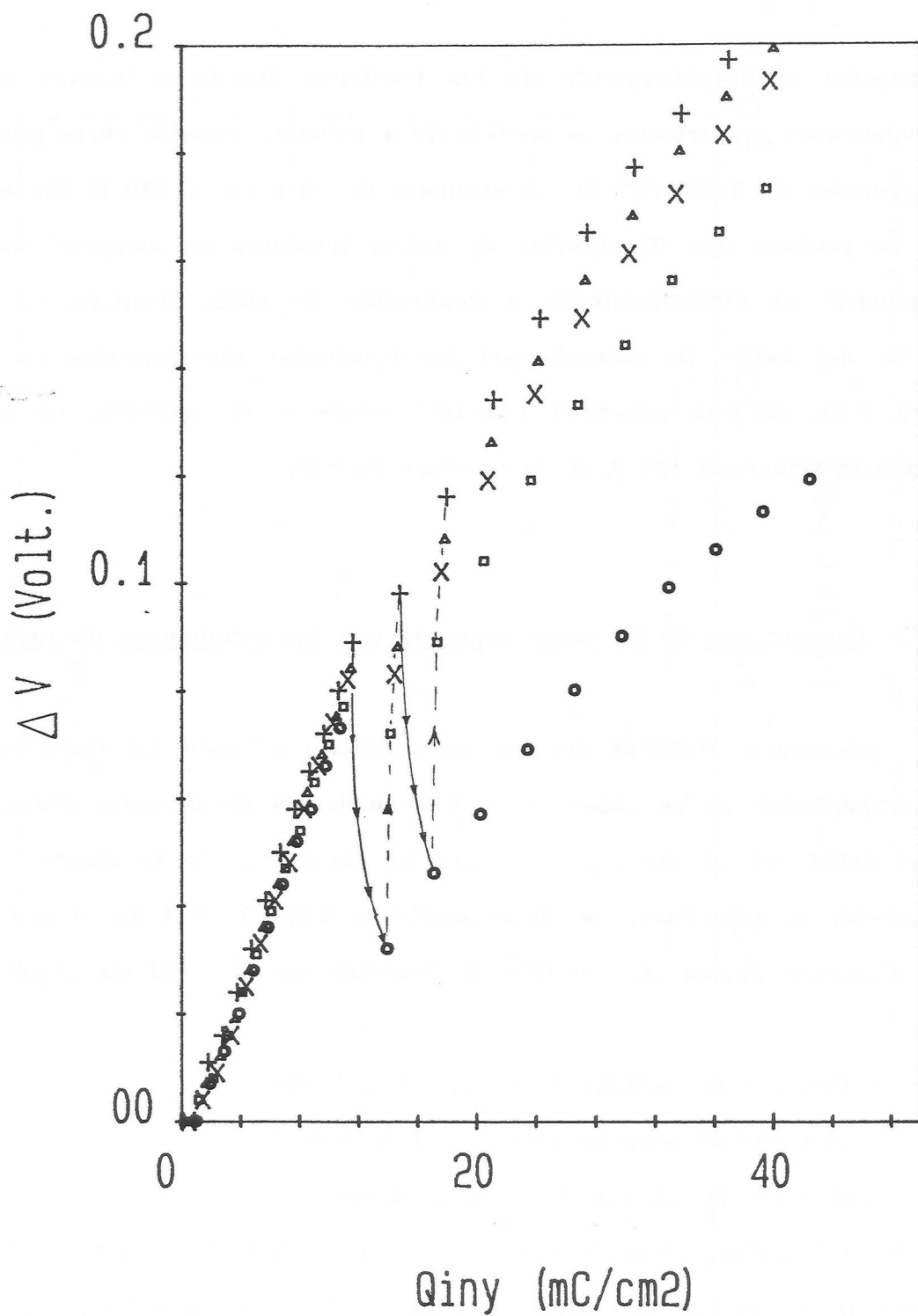


Figura 3.22.- Transitorios de atrapamiento de carga a 77 K para una muestra virgen, alternando distintos niveles de corriente.

mente paralela de las tensiones correspondientes a los diferentes niveles de corriente, indicativa de un atrapamiento de carga negativa, hasta que se aplica el primer pulso de 20 segundos de duración y $122 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Durante este pulso se produce un decrecimiento importante de la tensión aplicada, que debe ser atribuido a la duración del pulso y no a la inyección acumulada, ya que la cantidad de carga que se había introducido previamente en el óxido supera a la que se inyecta durante estos 20 segundos. Después del primer pulso de larga duración se produce una recuperación de la tendencia previa del transitorio al aplicar los pulsos de nivel de inyección más bajo, incluso durante el primer segundo del pulso con el mismo nivel, pero cada vez que se aplica un pulso de $122 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ durante 20 s. se produce un nuevo decrecimiento de la tensión. El comportamiento observado está cualitativamente de acuerdo con los resultados de Nissan-Cohen et al, representados en la figura 3.5, si se considera que la recuperación observada durante los niveles bajos de corriente es parcial y por ello continúa produciéndose a pesar de crecer la corriente. Sin embargo, si se aplica el modelo de "trapping-detrapping" dinámico, la velocidad de respuesta de los centros depende de $\sigma + \beta$, según la expresión (3.33). De acuerdo con los modelos de ionización por impacto, β crece con el campo eléctrico, por lo que la respuesta sería más lenta con campos inferiores. Esto no concuerda con los resultados de la figura 3.22, ya que se observa una importante recuperación durante el pulso de $12.2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, a pesar de que el campo eléctrico es más pequeño y la cantidad de carga inyectada durante el pulso es 10 veces inferior.

En la figura 3.23 se representan los transitorios de atrapamiento obtenidos mediante la aplicación de una secuencia idéntica de pulsos

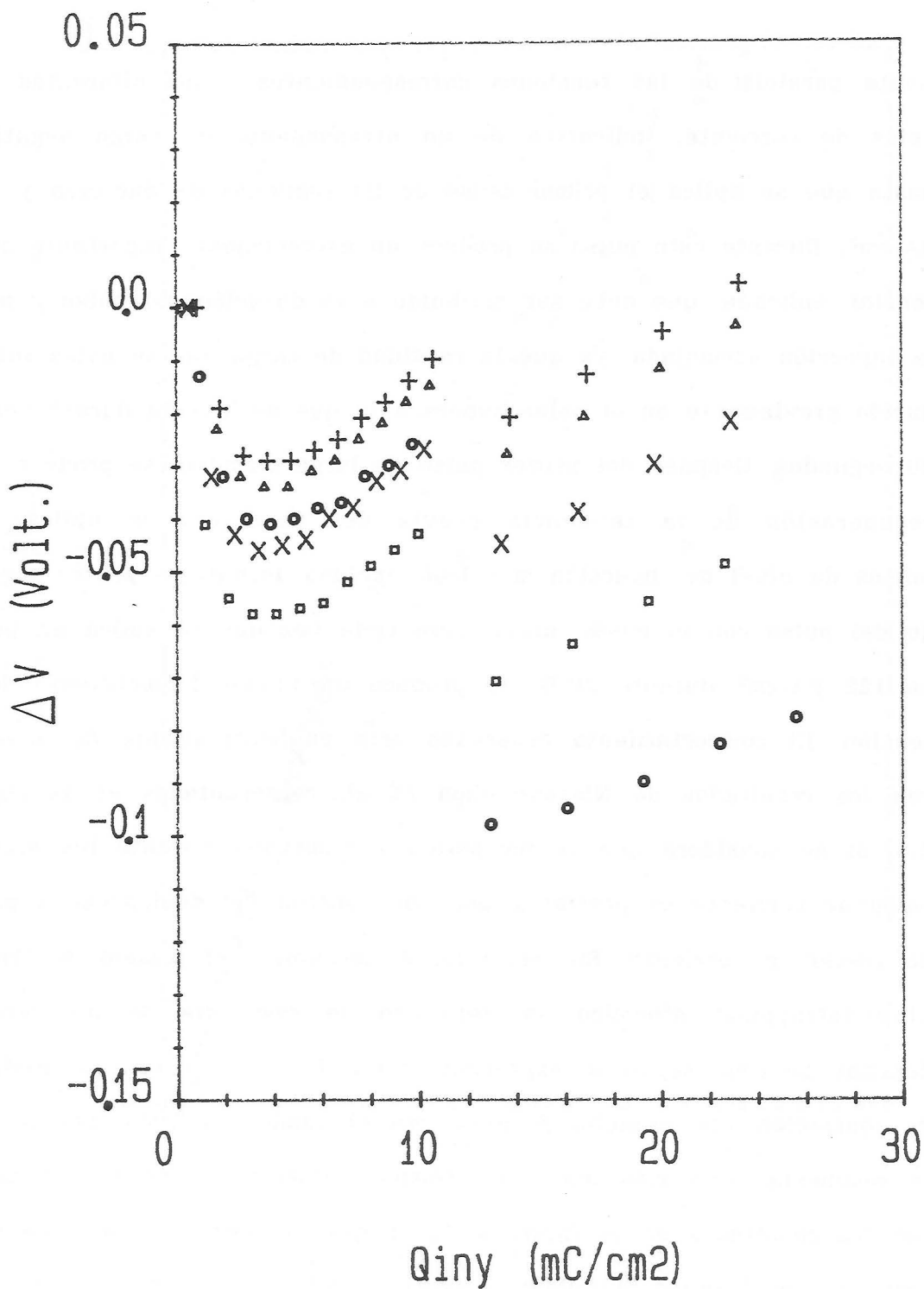


Figura 3.23.- Transitorios de atrapamiento de carga para la misma muestra de la figura 3.22, con los mismos niveles de corriente, después de haber pasado por temperatura ambiente, (también a 77 K).

después de haber mantenido la muestra a temperatura ambiente durante unas horas y haber vuelto a bajar a 78 K. Se observa en este caso un atrapamiento neto inicial de carga positiva seguido de un crecimiento lento de la carga negativa almacenada, ambos superpuestos al fenómeno descrito en el párrafo anterior. Este decrecimiento inicial del transitorio o "turn-around" ha sido observado en ciclos inyección-recocido, con mayor amplitud cuanto más baja es la temperatura [118].

Los resultados mostrados en la figura 3.24 corresponden a transitorios de atrapamiento de carga de una muestra idéntica, también a 78 K. Los niveles de corriente utilizados son los mismos que en las figuras anteriores, y la secuencia de aplicación también es idéntica salvo que, en este caso, la duración del pulso de $122 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ siempre es de 20 segundos. En la figura se distinguen tres tramos, bien diferenciados. Al final de cada uno de ellos se ha elevado la temperatura a 300 K y se ha vuelto a bajar a 78 K. Después de haber pasado por temperatura ambiente, los desplazamientos de tensión respecto al valor inicial vuelven a coincidir; sin embargo, una vez que se ha aplicado el siguiente pulso de inyección intensa, se observa un importante decrecimiento de la tensión seguido de un crecimiento más lento.

Los resultados representados en las tres figuras anteriores muestran diferentes tipos de variación de la carga atrapada que pueden interpretarse en términos de diferentes mecanismos:

- 1) Un crecimiento lento de la tensión, que puede ser atribuido a atrapamiento de electrones en trampas con muy baja sección de captura, o bien a generación y llenado de nuevas trampas.

- 2) Un decrecimiento más rápido de la tensión durante inyección prolongada con altos campos eléctricos, que puede ser atribuido a

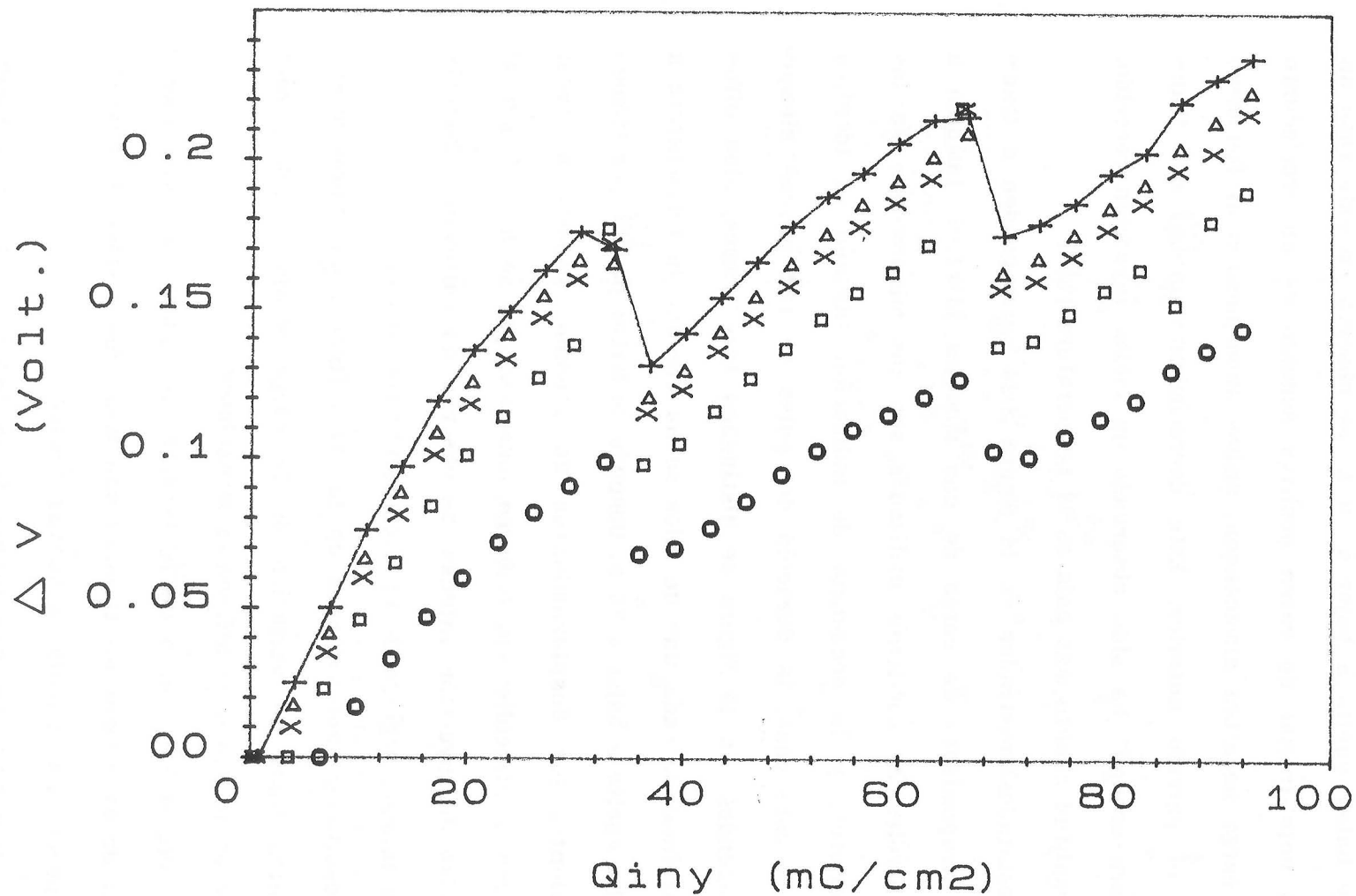


Figura 3.24.- Transitorios de atrapamiento similares a los de las figuras 3.23 y 3.24 alternando series de inyección de corriente y subidas a temperatura ambiente. Las medidas se han tomado a 77 K

liberación de electrones mediante colisiones ionizantes, o bien a atrapamiento de huecos previamente generados cerca del ánodo o en el mismo metal. En este último supuesto, los huecos pueden atravesar el óxido y almacenarse cerca del cátodo, lo que justificaría la lentitud relativa de esta variación de carga.

3) Una neutralización más rápida aún de la carga positiva generada o almacenada. Esta neutralización puede realizarse mediante captura de electrones previamente inyectados a la banda de conducción del óxido en trampas poco profundas, con grandes valores de la sección de captura, o por túnel directo desde el silicio si la carga positiva se ha atrapado cerca de la interface óxido-semiconductor.

En el caso 2 también se podrían separar dos tipos de variación: El aumento de la carga positiva en cada pulso de larga duración, que podría deberse preferentemente a liberación de electrones, y el aumento de la carga positiva justo después de la subida a temperatura ambiente, en el que se superpone además el efecto de "turn-around" inicial que podría deberse a atrapamiento de huecos.

La interpretación de los resultados experimentales en términos de un modelo de captura-ionización por impacto plantea el problema de la diferencia de velocidades de respuesta entre la captura y la liberación de los electrones. Salvo esta objeción el decrecimiento observado en V_{MS} durante los pulsos de inyección intensa y prolongada presenta todas las características necesarias para ser interpretado en términos del modelo de "trapping-detrapping", fundamentalmente las dos siguientes:

- Medidas de la tensión necesaria para mantener una corriente inversa constante, tomadas antes y después del pulso intenso, muestran

también un decrecimiento de V_{MS} , y por tanto un aumento de la carga positiva. El centroide de esta modificación de la carga atrapada está situado a 90-100 Å de la interface óxido-semiconductor lo que permite a los electrones incidentes haber adquirido una energía superior a 4 eV sobre la banda de conducción del SiO₂.

- La variación de los transitorios de decrecimiento es más rápida con mayores valores de la corriente, lo que corresponde a mayores valores de $(\sigma+\beta)$ según la expresión (3.33) cuando es mayor el campo eléctrico. En la figura 3.25 se representan dos de estos transitorios para niveles de corriente 80 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ y 120 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$. Se obtiene:

$$\sigma+\beta = 2.2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ para } J=80 \mu\text{A}/\text{cm}^2$$

$$\sigma+\beta = 3.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ para } J=120 \mu\text{A}/\text{cm}^2$$

De acuerdo con estos valores, los centros que liberan electrones pueden ser los mismos mencionados en el apartado 3.5.3, detectados a temperatura ambiente. El aumento aparente de σ cuando los centros han sido vaciados después de un tiempo relativamente largo con altos campos eléctricos sugiere una modificación estructural del defecto. Una modificación inversa ha sido sugerida para algunos centros cuando atrapan electrones. Aslam [119] ha observado un autoatrapamiento de electrones, capturados en trampas con $\sigma \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$, en trampas con $\sigma \approx 10^{-19} \text{ cm}^2$ debido a relajación de la red. En nuestro caso, y desde un punto de vista totalmente especulativo, podría tratarse de una transformación del centro E en el F de la tabla 3.2.

La posición del centroide obtenida para los transitorios de liberación de electrones indican que el nivel creado por el defecto con $\sigma \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$ puede estar situado a una profundidad próxima a 4 eV, medidos desde el fondo de la banda de conducción del SiO₂. Este valor,

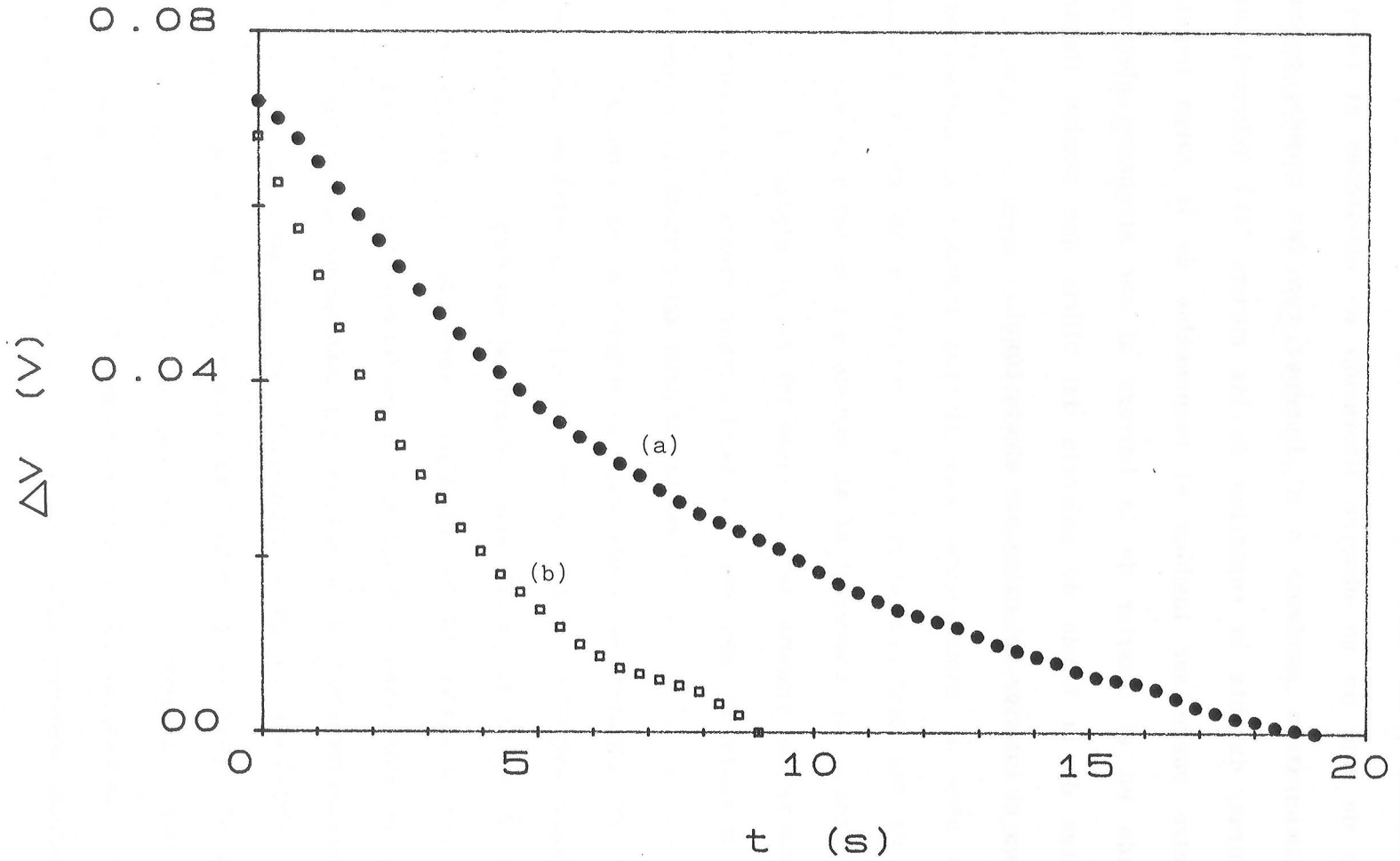


Figura 3.25.- Transitorios de liberación de carga a 77 K producidos por la inyección con elevados campos eléctricos. a) $J=80 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. b) $J=120 \mu\text{A}/\text{cm}^2$.

correspondiente a un centro relativamente profundo, es consistente con el hecho de que no se observe liberación de electrones al calentar hasta temperatura ambiente o al iluminar con luz visible, a bajas temperaturas, durante la captación de las curvas $C(V)$ bidireccionales. Este centro puede ser también el responsable de la carga negativa almacenada en el interior de la barrera al ser atrapados electrones procedentes de la banda de valencia del silicio que pueden llegar a estados en el interior del óxido por efecto túnel.

4.- DEGRADACION Y RUPTURA DEL SiO₂.

4.1.- Introducción.

Aunque el objetivo prioritario de esta memoria es el estudio de la generación de estados superficiales, presentamos en este capítulo resultados acerca de la ruptura de nuestras muestras por su posible relación con el resto de los efectos de la inyección. De acuerdo con la figura 1.5, la ruptura es un fenómeno que se produce posteriormente a la generación de estados superficiales; sin embargo, al menos a primera vista, parece obedecer a las mismas causas.

Inicialmente se distinguieron dos tipos de ruptura en el SiO₂: La ruptura dieléctrica, producida por un campo eléctrico superior al campo crítico que permite la rigidez dieléctrica del óxido, y la ruptura por desgaste o "wear-out" originado por un estrés menos intenso pero prolongado [120]. Actualmente hay razones para unificar los dos tipos de ruptura en mecanismos que requieren la degradación previa del óxido, aunque a veces se sigue hablando de rigidez dieléctrica cuando se realizan experiencias con rampas de tensión, y de tiempo de desgaste cuando se realizan experiencias con tensión o corriente constante. Lo que se mantiene aún en discusión es cuál es la naturaleza exacta de estos mecanismos. Entre los hechos aceptados podemos destacar los siguientes:

- La ruptura es un fenómeno local. El análisis mediante micros-

copía de barrido de muestras en las que se ha observado la ruptura ha puesto de manifiesto la presencia de "spots" en los cuales se ha volatilizado el metal. Asimismo se ha observado la distribución local de corrientes utilizando muestras con electrodos de cristal líquido y, con microscopía electrónica de barrido, midiendo la señal EBIC (Electron-Beam Induced Current).

- La ruptura es un fenómeno estadístico [121]. Muestras idénticas fabricadas en procesos similares o incluso en el mismo proceso han mostrado una distribución estadística del campo eléctrico de ruptura en experiencias con rampas de tensión y del tiempo de ruptura en experiencias con tensión o corriente constantes.

- La ruptura es la consecuencia final de un proceso de degradación previa del óxido [85, 122]. Incluso en experiencias con rampas rápidas de tensión se ha observado una dependencia del campo eléctrico de ruptura con la velocidad de la rampa, lo que indica también una dependencia temporal [123].

Entre todos los posibles modelos de ruptura que se han propuesto históricamente (ruptura térmica, ruptura por disociación de enlaces causada por el campo eléctrico, ionización por avalancha, ruptura causada por iones de sodio, etc) están teniendo mayor aceptación los modelos directamente relacionados con atrapamiento de carga en el interior del óxido. Algunos de estos modelos atribuyen el papel preponderante a la carga positiva y otros lo atribuyen a la generación de nuevas trampas y captura posterior de electrones. Comentaremos estos modelos en el siguiente apartado. Algunos modelos que fueron ampliamente admitidos en el pasado, como los modelos de ionización por impacto banda a banda con multiplicación por avalancha [100], propuestos por

traslación directa de los mecanismos dominantes en la ruptura de semiconductores, son actualmente rechazados ya que es muy difícil que se produzcan varias rupturas sucesivas por las razones expuestas en el capítulo anterior, sobre todo en óxidos delgados. Además, hay que tener en cuenta que la ruptura en el óxido, al contrario que en el semiconductor, es un fenómeno destructivo. Los modelos que atribuían un papel importante a los iones de sodio han dejado de considerarse al haberse observado que no cambian apreciablemente las características de ruptura después de la introducción deliberada de NaCl [120]. Sí se observa influencia del sodio cuando los campos eléctricos son elevados debido a la capacidad de estos iones para desplazarse hacia el cátodo adelgazando la barrera túnel con el consiguiente incremento de corriente. Sin embargo, se ha observado que la corriente vuelve a disminuir sin llegar a producirse la ruptura, probablemente por neutralización o compensación con electrones. Este último efecto sería similar al de los huecos atrapados en la zona interfacial; de hecho, también se ha observado una neutralización rápida de estos huecos disminuyendo su importancia en el proceso de ruptura [124].

Aunque es conocida la importancia del atrapamiento de carga en el proceso de ruptura también es de interés el mecanismo por el que ésta se desencadena finalmente. En este sentido se han propuesto interesantes modelos como el de Budenstein [125], según el cual se forma un conjunto de canales conductores que se extienden desde el ánodo hacia el cátodo en una estructura de árbol. Cuando alguno de estos canales alcanza el cátodo se establece una conexión entre ambos electrodos que se manifiesta en un incremento repentino de la corriente. Los modelos basados en formación de canales de conducción son compatibles con los

modelos de degradación por atrapamiento de carga siempre que ésta participe en la formación de tales canales, o bien si la inyección de carga causa la generación de nuevas trampas en una densidad superior a un valor crítico de manera que se establezca un camino conductor a través de ellas [126]. Después de establecerse el contacto entre ambos electrodos, pueden circular importantes corrientes a través del óxido con efectos térmicos suficientemente intensos como para fundir el metal de puerta.

4.2.- Relación entre atrapamiento de carga y ruptura.

4.2.1.- Atrapamiento de carga negativa.

Una aportación histórica importante en cuanto a la relación existente entre el atrapamiento de carga y la ruptura fue proporcionada por Harari utilizando tanto rampas de tensión como inyección a corriente constante [85, 123]. En experiencias con rampas de tensión se observó que el campo de ruptura era mayor cuanto mayor es la pendiente de la rampa lo que indicaba que no existe un campo crítico intrínseco del material, sino que existen también dependencias con otras variables como el tiempo de inyección o la carga inyectada. También se observó una reducción de la corriente conforme avanzaba la rampa, sobre todo inmediatamente antes de la ruptura, lo que indicaba que se había producido atrapamiento de carga negativa y, en consecuencia, una disminución del campo en el cátodo. Las mismas conclusiones se obtuvieron mediante inyección a corriente constante: la tensión crecía continuamente hasta alcanzarse la ruptura. Otra conclusión importante fue el carácter acumulativo de la ruptura, es decir, su dependencia con la historia previa de la muestra, como se puso de manifiesto aplicando una sucesión de pulsos de tensión.

Otro hecho observado fue la poca dependencia de la tensión de ruptura con la temperatura, incluso a 77 K. Sí se observó un aumento del tiempo de inyección necesario para que se produjera la ruptura al disminuir la temperatura, ya que la tensión crecía más lentamente.

De acuerdo con todas estas observaciones, Harari propuso un

modelo según el cual el almacenamiento de carga negativa provoca un aumento del campo en el ánodo. Cuando este campo alcanza un valor crítico se produce la disociación de enlaces. Este modelo aún admite la existencia de un campo crítico impuesto por la rigidez dieléctrica, justificando la influencia de la inyección sólo como un medio para alcanzar este campo. Actualmente este modelo está poco aceptado ya que, entre otras razones, cabe pensar que los incrementos de tensión que observó Harari, más rápidos cuanto mayor es la temperatura, no se deben sólo a atrapamiento de electrones.

4.2.2.- Atrapamiento de carga positiva.

Un modelo que ha gozado de amplia aceptación hasta hace poco tiempo se ha basado en la degradación por atrapamiento de carga positiva cerca del cátodo [82-84]. Las hipótesis básicas de este modelo son las siguientes [83]:

- Se distinguen en el óxido dos tipos de zonas, unas llamadas débiles y las otras llamadas fuertes. El área total de las zonas débiles es mucho menor que la de las zonas fuertes (ambas áreas se suponen en una relación $\approx 10^{-6}$).

- Se produce atrapamiento de carga negativa en el volumen del óxido, pero se supone que esta carga no es responsable de la ruptura, aunque sí modifica el campo eléctrico.

- En las zonas débiles se atrapa carga positiva cerca del cátodo. Esta carga provoca el adelgazamiento de la barrera de forma que se produce un importante incremento local de la corriente a través de las

zonas débiles aunque, ya que el área de éstas es muy pequeña, puede que no se manifieste de forma apreciable en la corriente total.

- El aumento de la corriente provoca a su vez más atrapamiento de carga cerca del cátodo, accionando un mecanismo de realimentación positiva cuyo resultado final es la ruptura local del dieléctrico.

Este modelo ha tenido éxito ya que ha sido capaz de explicar la influencia de la degradación y el carácter local de la ruptura. También justifica otros hechos como la observación de que, si se cambia la polaridad de la tensión cuando ya se ha inyectado casi toda la carga que permite el óxido antes de la ruptura, es posible volver a inyectar de nuevo prácticamente la misma carga. Esto es coherente con la hipótesis de que la degradación causante de la ruptura se produce principalmente debajo del electrodo inyectante. Sin embargo, este hecho también puede ser explicado con otros modelos.

El modelo basado en el atrapamiento de carga positiva ha sido cuestionado por la aparición de otros modelos que también dan respuesta a las distintas cuestiones planteadas [122] y por la realización de experiencias que ponen de manifiesto una falta de correlación entre la carga positiva y la ruptura [127]. Se ha mostrado que la modificación de variables que afectan al atrapamiento de carga positiva, como la radiación, no parece influir sobre la ruptura, y tratamientos que afectan a la ruptura como recocidos en ambiente de hidrógeno a altas temperaturas no afectan al atrapamiento de carga positiva. Además se ha mostrado en algunos casos que esta carga desaparece rápidamente por neutralización, produciéndose la ruptura para unos niveles de carga inyectada mucho mayores de los necesarios para neutralizarla [124]. Weinberg y Nguyen concluyen que la comparación entre

la resistencia de distintos óxidos y la generación de carga positiva permite afirmar que el modelo simple de realimentación por carga positiva no es la principal causa de ruptura.

Existen otros modelos similares al anterior en cuanto a la hipótesis de que la degradación empieza en la zona de la barrera túnel, pero no por adelgazamiento debido a acumulación de carga positiva sino por un decrecimiento de la altura de la barrera [128]. De hecho, Olivo et al. observan un crecimiento de la corriente túnel Fowler-Nordheim para bajos campos eléctricos mucho antes de la ruptura que no es consistente con el atrapamiento de carga positiva pero sí con un decrecimiento de la altura de la barrera. Esta reducción de la altura se supone producida en pequeños "spots" o zonas débiles, asociadas a hipotéticas imperfecciones en la superficie del silicio previas a la oxidación, y causada por cambios físicos o químicos en el óxido. De todas formas esta corriente de pérdidas se satura para pequeñas cantidades de carga inyectada y no está muy clara su relación con la ruptura.

4.2.3.- Generación de nuevas trampas electrónicas.

Otros modelos propuestos recientemente para explicar la ruptura se basan en el atrapamiento de electrones en nuevas trampas neutras generadas por la inyección. Una vez que la densidad local de trampas neutras supera a un valor umbral dan lugar a un camino conductor que puede establecer un contacto entre los electrodos. Nissan-Cohen et al hacen la hipótesis de que la densidad de trampas neutras crece linealmente con la carga inyectada y exponencialmente con el campo eléctrico

local [126]. Para hacer este modelo compatible con el carácter local de la ruptura, en particular, con la estructura arbórea de canales "gaseosos" conductores que se ha observado directamente, se puede admitir que la generación de una gran cantidad de trampas neutras y el posterior atrapamiento de electrones provocan intensos campos eléctricos locales, que serán crecientes en promedio hacia el ánodo ya que la carga que se almacena es negativa. Una vez que la densidad de trampas alcanza un valor umbral cerca del ánodo se establece un camino conductor. Conforme continúa la inyección se van creando nuevas trampas hacia el cátodo. El inicio de la ruptura se produce cuando la densidad de trampas es tal que los electrones pueden llegar hasta el metal a través de ellas produciéndose un cortocircuito. Este modelo también explica la capacidad del óxido para admitir más carga si se invierte la polaridad ya que la degradación adicional se produce en este caso en la zona del óxido que menos había sufrido.

Wolters y Verwey también han propuesto un modelo relacionado con la formación de canales conductores desde el ánodo hacia el cátodo debido a la degradación [120]. Sin embargo estos autores suponen que el atrapamiento y posterior liberación de electrones causa la ruptura de enlaces creándose unos microagujeros en la red. Si continúa la inyección, la energía que pierden los electrones al caer en estas microcavidades puede activar un microplasma capaz de emitir luz con suficiente energía para liberar electrones atrapados creándose nuevos microagujeros. Además, la polarización de los agujeros hace que actúen como dipolos originándose un campo entre el extremo negativo de uno y el positivo de otro. Los electrones que siguen el camino favorecido por este campo hacen que se produzca una erosión a través del óxido.

4.3.- Resultados experimentales.

Los resultados presentados en este capítulo se han conseguido utilizando las mismas técnicas que en el capítulo anterior. Se han aplicado tanto pulsos de tensión suficientemente elevados para llevar la muestra al régimen Fowler-Nordheim como pulsos de corriente de diferentes amplitudes. Se han obtenido en todos los casos rupturas relativamente tempranas, para una cantidad acumulativa de carga inyectada de aproximadamente 0.1 C/cm^2 .

En la figura 4.1 se muestra una ruptura a temperatura ambiente obtenida creciendo la tensión aplicada. El momento de la ruptura se detecta por un crecimiento súbito de la corriente producido para un valor del campo eléctrico de 8.8 MV/cm . Aunque este valor podría parecer demasiado bajo, hay que tener en cuenta que la curva no se ha tomado aplicando una rampa rápidamente creciente, sino una sucesión de pulsos de tensión de 0.1 s de duración, de manera que el tiempo total de captación de la curva ha sido de 30 s . De hecho, esta misma muestra había soportado tensiones mayores como muestran los puntos representados también en la misma figura, por lo que se manifiesta el efecto de la inyección previa.

En la figura 4.2 se muestra la ruptura a temperatura ambiente obtenida mediante la aplicación de pulsos de corriente intensos, de valor 2 mA/cm^2 durante 10 s , esto es, 20 mC/cm^2 (representados con círculos en la figura). Entre cada dos pulsos de inyección se midió la tensión para corrientes directa e inversa de menor amplitud, en concreto $\pm 4 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ durante 10 s , y curvas de capacidad y conductancia. En

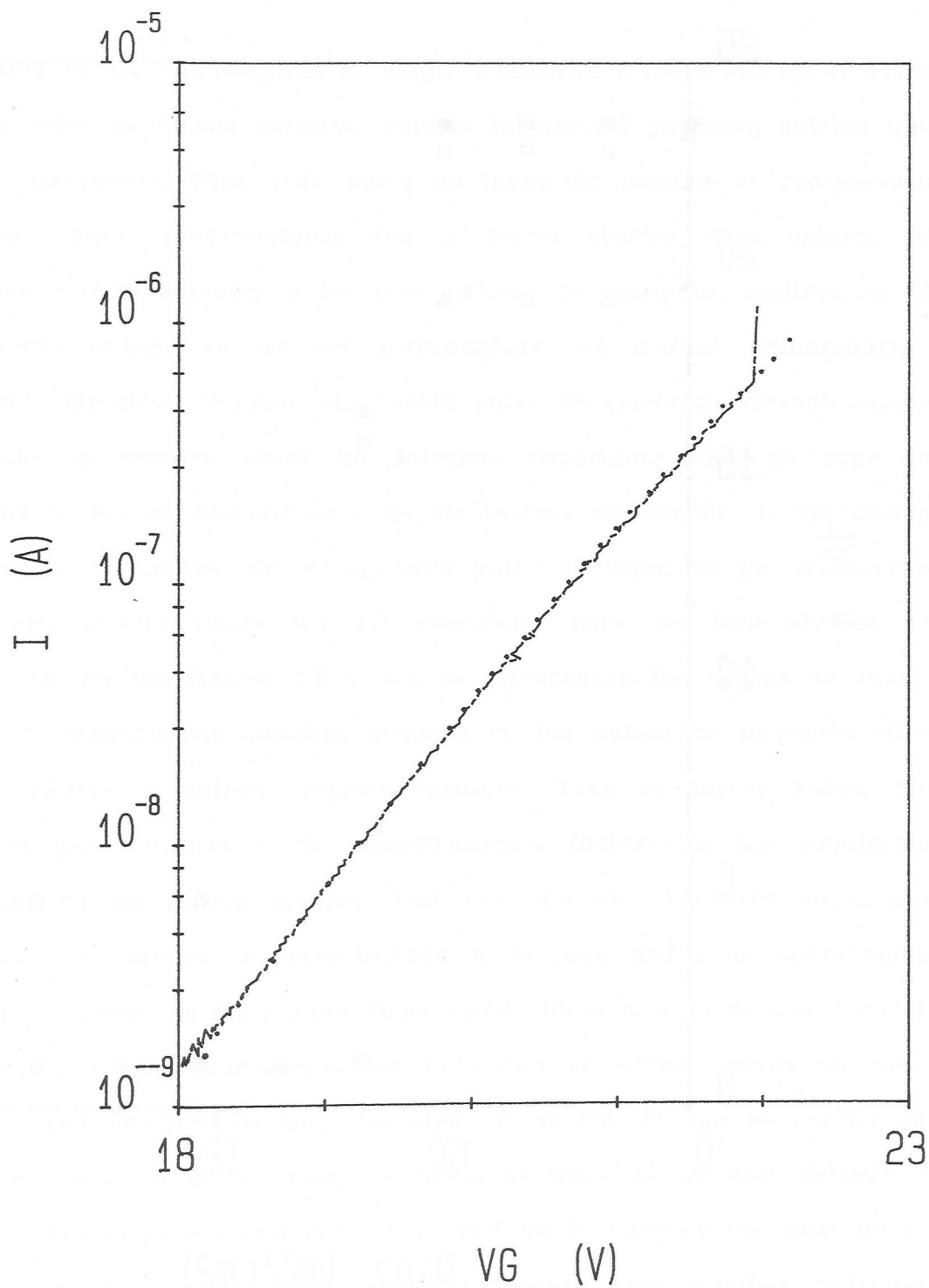


Figura 4.1.- Curva $I(V)$ medida aplicando una sucesión de pulsos de tensión, en la que se muestra la ruptura.

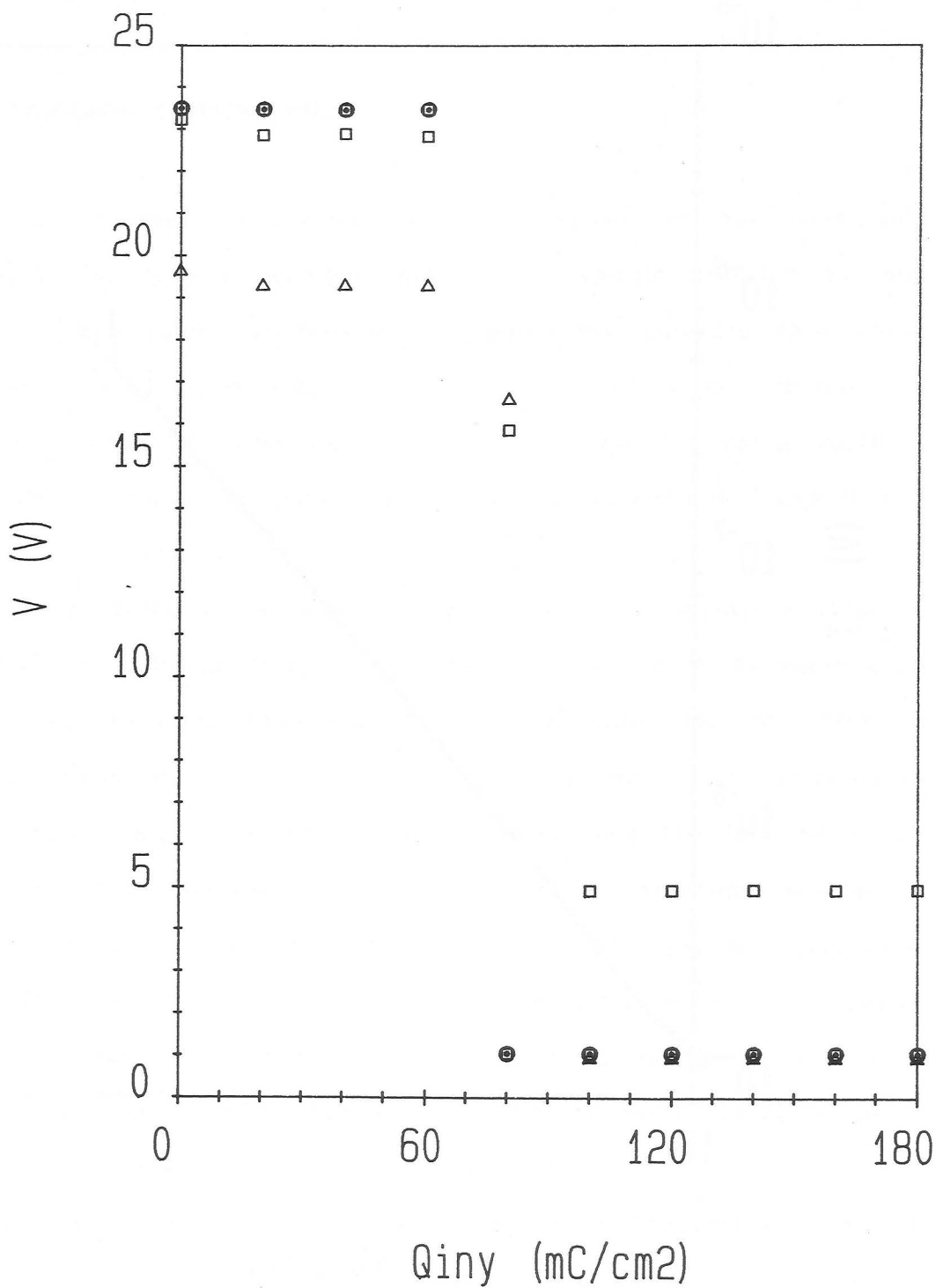


Figura 4.2.- Valores de tensión correspondientes a las corrientes: 2 mA/cm^2 (●), $4 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (Δ) y $-4 \text{ } \mu\text{A/cm}^2$ (□), mostrando la ruptura.

abscisas se ha representado la carga acumulada introducida en el óxido en la serie de pulsos descrita, aunque la muestra ya había sufrido una inyección previa. Para cada pulso de inyección intensa se representan en la figura, prácticamente con la misma abscisa, tres valores de tensión correspondientes a los tres valores de corriente, medidos en el siguiente orden: $+4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ (triángulos), $-4 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ (cuadrados), $2 \text{mA}/\text{cm}^2$ (círculos). Después del cuarto pulso de corriente elevada representado, la muestra acusa un deterioro importante como se pone de manifiesto por el decrecimiento de los valores de tensión de los pulsos de medida siguientes. En el siguiente pulso de inyección ya se observa un cortocircuito entre los dos electrodos para los tres niveles de corriente. En las figuras 4.3 y 4.4 se representan las curvas de capacidad y conductancia tomadas después de los pulsos de inyección tercero, cuarto y quinto, respectivamente. Tras el tercer pulso, las curvas son normales y de comportamiento idéntico a las adquiridas después de los pulsos previos. Una vez aplicado el cuarto pulso, sin embargo, se observa un decrecimiento de la capacidad y la conductancia aunque la forma de las curvas sigue siendo idéntica a la de una muestra sana, incluso en acumulación. La reducción en ambas curvas es compatible con un decrecimiento del área en un 5%, lo que es posible ya que el electrodo de aluminio de nuestras muestras es muy delgado y puede evaporarse por una elevación local de la temperatura. Este hecho se ha aprovechado a veces experimentalmente para estudiar múltiples rupturas locales en la misma muestra en experiencias de "self-healing" en las cuales el área de electrodo sobre la zona de ruptura queda eliminada [129]. Las áreas de los "spots" medidas son del orden de $100 \mu\text{m}^2$, mientras que la reducción observada en las figuras 4.3 y 4.4 es de

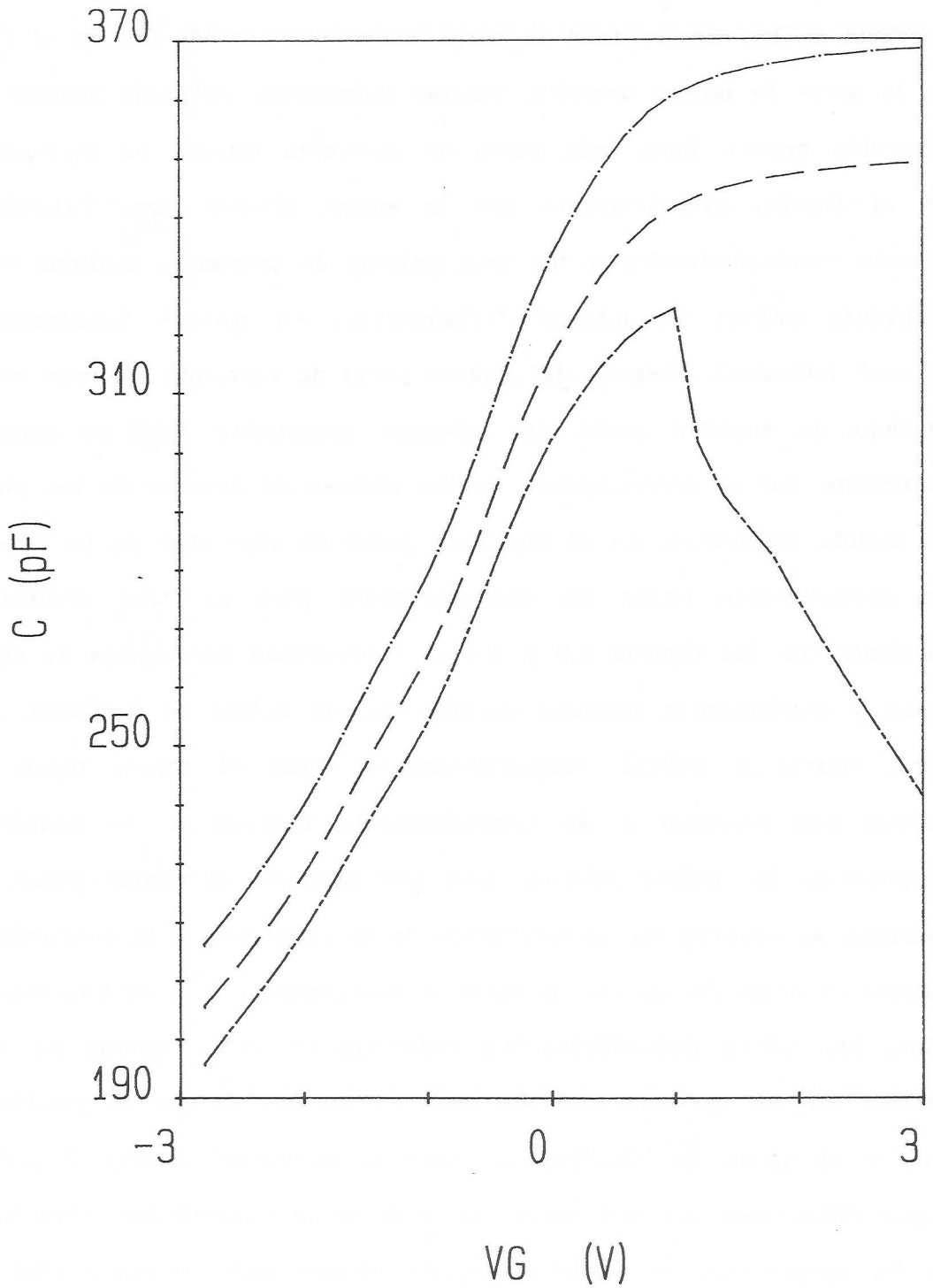


Figura 4.3.- Curvas de capacidad en alta frecuencia medidas después de los pulsos de inyección tercero (---) cuarto (----) y quinto (-.-) de la figura 4.2.

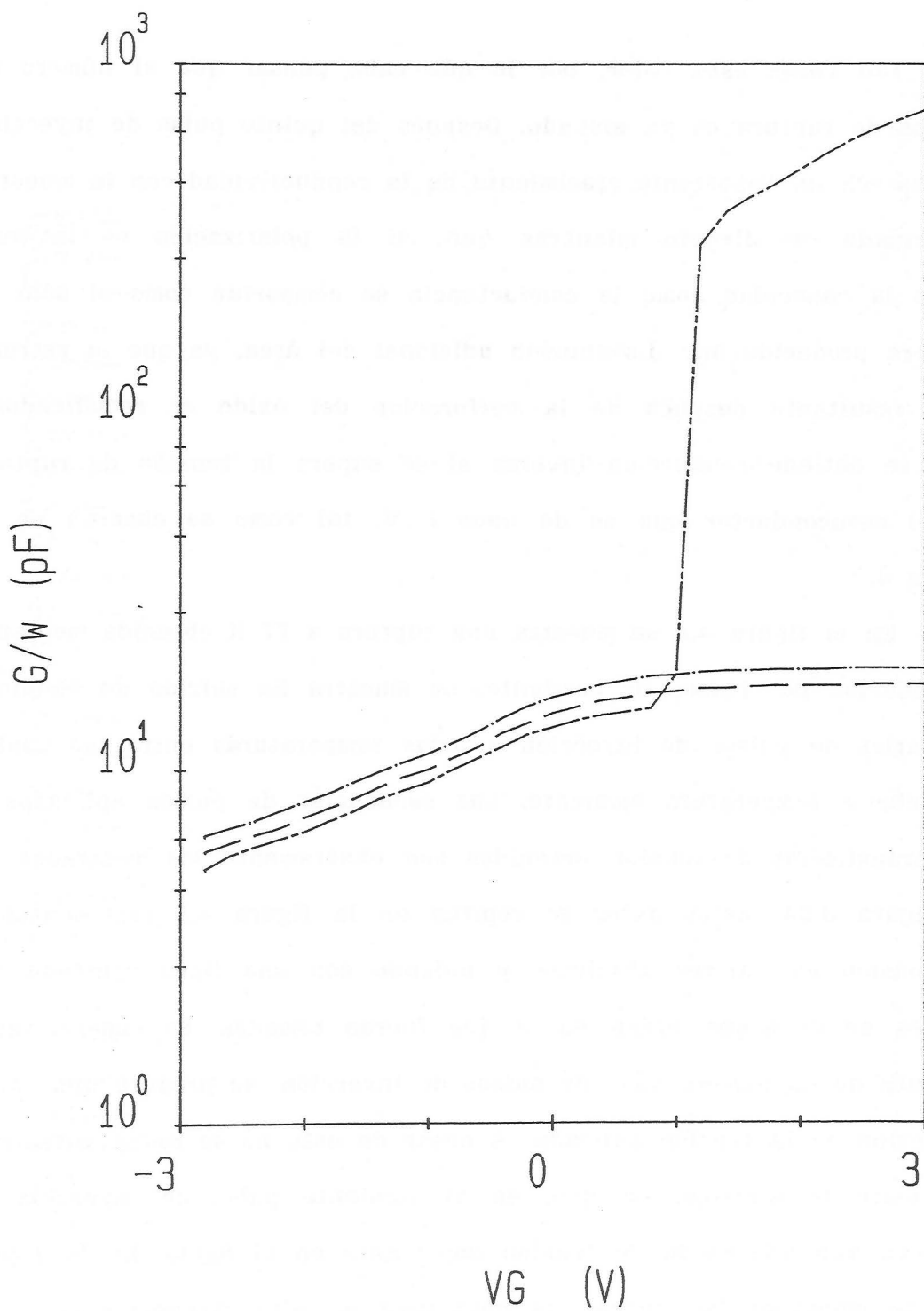


Figura 4.4.- Curvas de conductancia correspondientes a las curvas de capacidad de la figura 4.3.

unas 130 veces este valor, por lo que cabe pensar que el número de puntos de ruptura es ya elevado. Después del quinto pulso de inyección se observa un importante crecimiento de la conductividad con la muestra polarizada en directo mientras que, si la polarización es inversa, tanto la capacidad como la conductancia se comportan como si sólo se hubiera producido una disminución adicional del área, ya que la estructura resultante después de la perforación del óxido es rectificadora. Sólo se obtiene conducción inversa si se supera la tensión de ruptura en el semiconductor que es de unos 5 V, tal como se observa en la figura 4.2.

En la figura 4.5 se muestra una ruptura a 77 K obtenida mediante degradación por pulsos de corriente. La muestra ha sufrido un conjunto de series de pulsos de inyección a bajas temperaturas entre las cuales se sube a temperatura ambiente. Las secuencias de pulsos aplicados y los transitorios de tensión obtenidos son exactamente los mostrados en la figura 3.24. Estos datos se repiten en la figura 4.5 representando la tensión en valores absolutos y uniendo con una línea continua los puntos en el mismo orden en el que fueron tomados. Se observa que, después de un número dado de pulsos de inyección, se produce una caída repentina de la tensión aplicada. A pesar de esto no se rompe catastróficamente la muestra, ya que, en el siguiente pulso de inyección se observa aún una caída de tensión importante en el óxido. En la figura 4.6 se muestran las curvas de capacidad en alta frecuencia antes y después de la última serie de inyección. Se observa en ambas un comportamiento normal, con una posible disminución del área debido a una ruptura en un proceso de "self-healing".

Como se concluyó en el capítulo anterior, el atrapamiento de

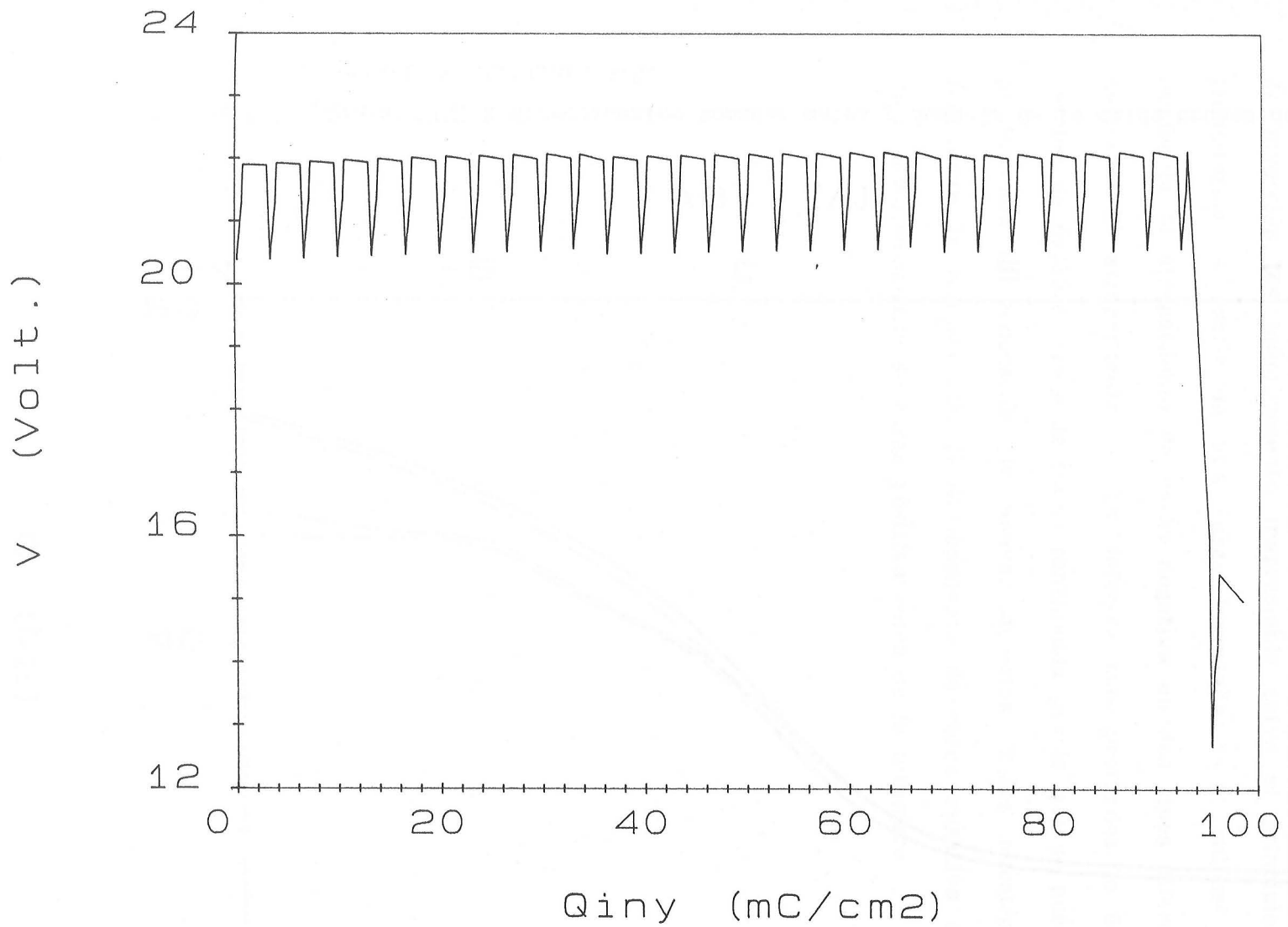


Figura 4.5.- Secuencia de tensiones correspondiente a los transitorios de atrapamiento de la figura 3.24 en la que se muestra una ruptura no catastrófica.

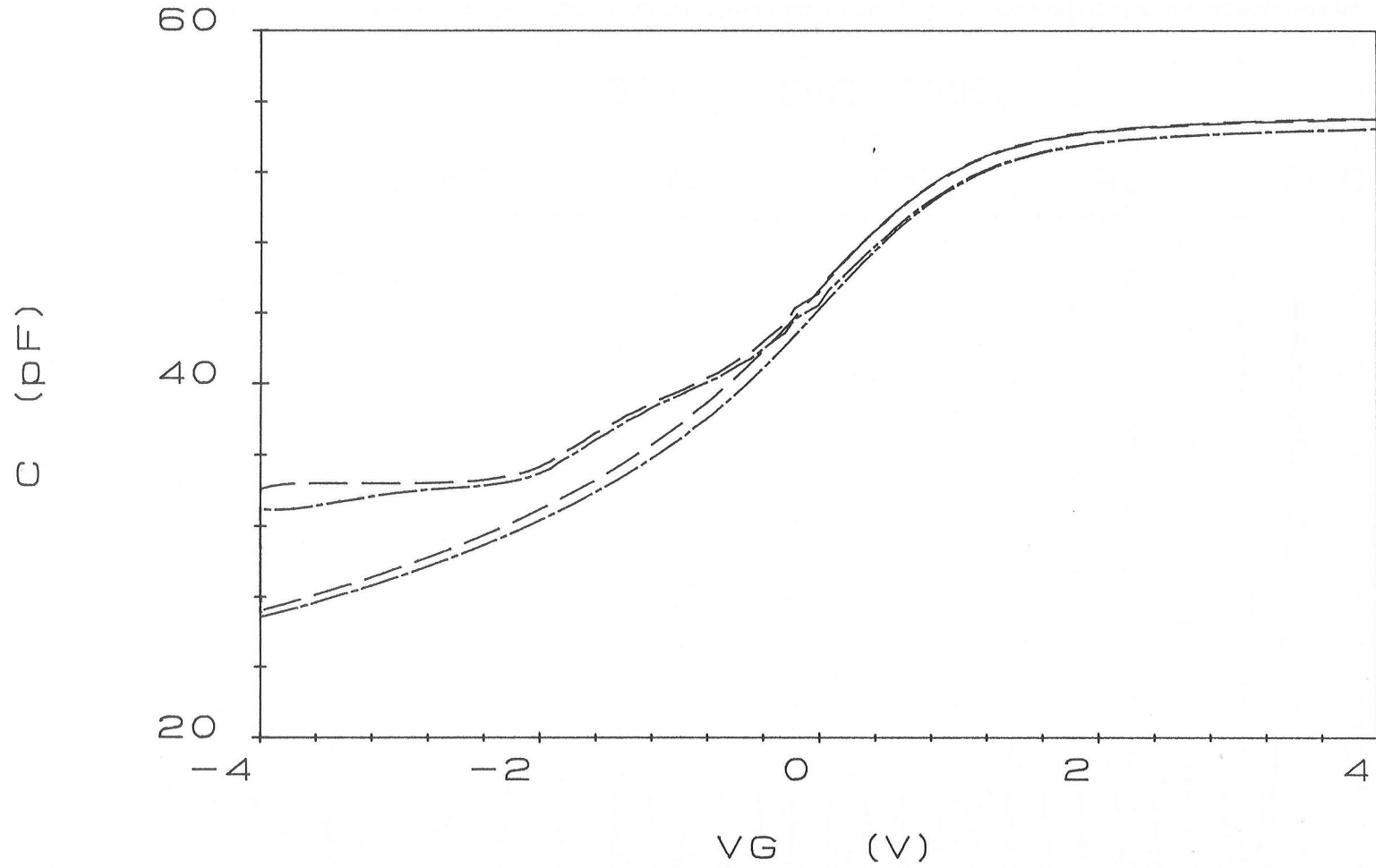


Figura 4.6.- Curvas $C(V)$ bidireccionales tomadas antes y después de la caída brusca de tensión de la figura 4.5.

carga positiva cerca de la interface Si-SiO₂, durante los transitorios de inyección, es prácticamente inapreciable salvo al principio de los transitorios. A partir de una carga inyectada de 1 mC/cm² sólo se evidencia el atrapamiento de carga negativa en dos tipos diferentes de defectos. El atrapamiento en los defectos más profundos, o de menor sección de captura, crece de forma continuada por lo que se puede estar produciendo la generación de nuevos defectos. Todos nuestros datos relacionan la ruptura con el atrapamiento de carga negativa en lugar de el almacenamiento de carga positiva cerca de la interface.

5.- GENERACION DE ESTADOS SUPERFICIALES.

5.1.- Introducción.

Los estados electrónicos en la interface Si-SiO₂ han jugado un papel importante en el desarrollo de la tecnología del silicio [2], ya que, entre otras cosas, fueron los responsables de la inviabilidad original de la idea del transistor de efecto campo MOS y han tenido parte importante de responsabilidad en las inestabilidades de los dispositivos bipolares. Con la tecnología actual se consiguen interfaces con muy baja densidad de estados, por lo que podría parecer que éstos han perdido gran parte de su importancia. Sin embargo, cuando las muestras son sometidas a condiciones de estrés se observa una reaparición de tales estados.

La generación de estados superficiales es, pues, un fenómeno interesante desde el punto de vista tecnológico puesto que es una de las causas más importantes de la degradación del comportamiento de los dispositivos. Además, existe un interés científico ya que el estudio de los procesos de generación de estados superficiales permite extraer conclusiones acerca del propio origen físico de tales estados.

La generación de estados superficiales ha sido observada cuando las muestras han sido sometidas a condiciones de estrés térmico [130, 131], inyección por avalancha [132], inyección Fowler-Nordheim [133, 134] y radiación con energía mayor que la de la banda prohibida del SiO₂ [135]. Como en el caso de la ruptura, se está estudiando no sólo

la generación de los estados superficiales en sí, sino también los mecanismos previos que dan lugar a ella, algunos de los cuales parecen originarse en el interior del óxido. En este sentido, Winokur y Sokolowski han mostrado que se genera el mismo número de estados superficiales si se someten las muestras a una radiación capaz de penetrar hasta la interface, o a la misma dosis de otra radiación que se absorbe en el óxido, lejos aún del silicio [136]. Esto indica que no es necesaria una interacción directa del agente de degradación con la interface ya que los portadores libres u otras especies generadas en el volumen del SiO_2 participan activamente en la generación de estados superficiales.

Para la comprensión de los procesos de generación se han aportado importantes datos en experiencias con radiación, en las cuales los campos eléctricos no tienen porqué ser demasiado elevados y se puede seguir experimentalmente el transporte en el óxido. En experiencias de inyección con altos campos eléctricos también se ha podido extraer información estudiando la generación de estados superficiales a diferentes temperaturas, desde la del nitrógeno líquido hasta ambiente. En el siguiente apartado resumiremos una serie de hechos experimentales observados mediante las diferentes técnicas y la interpretación que se ha hecho o se podría hacer a partir de los distintos modelos propuestos, con el fin de establecer el marco en el que deben incluirse nuestros resultados. A continuación expondremos nuestros resultados experimentales discutiendo su posible adecuación a los modelos.

5.2.- Observaciones experimentales y modelos.

5.2.1.- Modelos.

Frecuentemente se ha supuesto que los estados superficiales aparecen cuando se rompen enlaces Si-H en la interface, pero mientras algunos autores han sugerido que la ruptura del enlace se produce por interacción directa de la causa de degradación (fotones, electrones inyectados, etc) con la interface [137], otros proponen mecanismos más complejos en los cuales intervienen huecos generados, átomos de hidrógeno liberados en el volumen del óxido o ambos. Se ha propuesto que los átomos de hidrógeno liberados derivan hacia la interface y una vez que la alcanzan participan en la ruptura de enlaces Si-H dejando átomos de silicio trivalente o enlaces no saturados que dan lugar a estados superficiales [138]. También se ha propuesto la participación de hidrógeno atómico en la ruptura de enlaces Si-H en la interface para dar lugar a hidrógeno molecular. El hidrógeno puede alcanzar la interface desplazándose en forma atómica intersticial después de la ruptura de enlaces Si-H en el volumen del óxido [139], o desplazándose en forma molecular. En este caso se dimeriza cuando alcanza la interface y los H° resultantes reaccionan con los enlaces Si-H [140].

Además de los modelos que implican al hidrógeno existen otros según los cuales la aparición de estados superficiales se debe a cambios estructurales en la red cuando los huecos, previamente atrapados, se recombinan con electrones cerca de la interface [141]. Este modelo está relacionado con el que sugiere la existencia de un gradiente de

tensiones de enlace (Bond-Strain Gradient Model) [142]. Si un enlace sometido a tensiones se rompe por la captura de un hueco es posible que se produzca una reordenación local de la red para minimizar la energía estructural a expensas de una mayor energía electrostática. El resultado neto es un centro cargado positivamente. Cuando se captura un electrón no queda carga en el defecto, pero la red ya se ha modificado por el proceso de relajación. En lugar de formarse de nuevo un enlace tensado, queda un enlace débil o incluso un silicio trivalente y un oxígeno monoenlazado.

Actualmente no hay datos suficientes para afirmar la superioridad de un tipo de modelo respecto al otro, y puede incluso que ambos sean válidos dependiendo del tipo de muestra. Además, por una parte hay evidencias del atrapamiento de huecos cerca de la interface después de la irradiación o inyección Fowler-Nordheim, como ya se comentó en el capítulo 3 [113], pero también se ha mostrado de forma directa mediante SIMS ("Secondary Ion Mass Spectrometry") la acumulación de hidrógeno en la interface después de someter a inyección por avalancha estructuras MOS con óxidos ultra secos contaminados con H_2O en unos casos y con D_2O en otros, lo que indica que el hidrógeno no procede del agua introducida [11]. Los perfiles de hidrógeno medidos muestran en todos los casos un pico importante de hidrógeno cerca de la interface, cuya altura crece con la inyección acumulada, y un pico de deuterio uno o dos ordenes de magnitud inferior que, además, no crece con la inyección. También se observa en todos los casos un crecimiento importante de la concentración de hidrógeno hacia la interface óxido-metal, lo que confirma la idea de Sah et al. de que el hidrógeno que alcanza la superficie procede de la interface con el aluminio [138].

Discutiremos con algo más de detalle los modelos teóricos en relación con los hechos que exponemos a continuación.

5.2.2.- Dependencia con el tiempo, el campo eléctrico y la temperatura.

Aunque los efectos de la radiación son similares a los de la inyección con altos campos eléctricos, superiores a 6.8-7 MV/cm, aquella técnica se puede aplicar también con bajos valores del campo lo que permite el seguimiento temporal de sus efectos y la dependencia con el campo eléctrico en un amplio rango de valores. En este trabajo no se ha estudiado la respuesta de nuestras muestras ante la radiación. No obstante, los resultados obtenidos por otros investigadores mediante esta técnica pueden servir para complementar los nuestros unificando los mecanismos de degradación del óxido y la interface.

Se han distinguido tres componentes en la densidad de estados superficiales generada después de someter las muestras al efecto de la radiación [135]. La primera, observada sólo a veces, aparece instantáneamente después de la irradiación. Esta componente se ha detectado en distintos óxidos con puerta de aluminio, pero no con puerta de polisilicio. La segunda componente depende del tiempo y aparece relativamente pronto, desde unos milisegundos hasta segundos después de la irradiación. La tercera tarda más tiempo en aparecer, desde segundos hasta miles de segundos a temperatura ambiente. Esta componente crece linealmente con el logaritmo del tiempo y finalmente alcanza un valor de saturación.

Tanto el tiempo necesario para alcanzar el valor de saturación como la velocidad de crecimiento de la densidad de estados superfi-

ciales dependen fuertemente del campo eléctrico. Con campos eléctricos positivos la generación se acelera y la densidad final crece con el campo si el valor de éste es moderado (entre 0 y 1-2 MV/cm). Para valores mayores del campo eléctrico se observa un crecimiento de la densidad de estados superficiales en muestras con puerta de aluminio y un ligero decrecimiento en muestras con puerta de polisilicio. Con campos negativos no se aprecia crecimiento de la densidad de estados superficiales, incluso a veces se ha observado un decrecimiento. En las muestras en las que ha aparecido la primera componente comentada anteriormente, esto es, la generación inmediata, no se ha apreciado dependencia con el campo eléctrico para valores superiores a 0.1 MV/cm ni con la polaridad de éste.

Algunos de los datos anteriores son coherentes con una participación de los huecos en el proceso. De hecho, con puerta de polisilicio, la dependencia de la densidad de estados generados con el campo eléctrico resulta ser del tipo $E^{-1/2}$ para campos mayores que 1 MV/cm, lo cual coincide con la dependencia medida para la acumulación de huecos atrapados cerca de la interface después de la irradiación. Esta dependencia no se mantiene con puerta de aluminio, por lo que se puede pensar que con este tipo de puerta son más válidos los modelos en los que interviene el hidrógeno.

También se ha observado la aceleración de la generación de estados superficiales con el crecimiento de la temperatura, aunque el valor de saturación apenas se modifica.

Además de la generación de estados, se ha puesto de manifiesto una transformación de éstos después de la generación. Esta transformación también depende del tiempo, la temperatura de almacenamiento de

las muestras y el campo eléctrico y será comentada con más detalle en el apartado 5.2.4.

5.2.3.- Relación entre huecos atrapados y estados superficiales.

Algunas medidas experimentales sugieren que los huecos atrapados en el óxido juegan un papel importante en la generación de estados superficiales, hasta el punto de no detectarse tal generación en muestras en las que sólo se han inyectado electrones mediante fotoinyección o avalancha [132]. Sin embargo, cuando se neutralizan (mediante fotoinyección de electrones) huecos previamente introducidos por avalancha, se observa la aparición de un importante pico de estados superficiales situado en la mitad superior de la banda prohibida [141]. Este pico también ha sido observado en muestras irradiadas con rayos X o luz U.V., en las cuales se produce una generación simultánea de electrones y huecos en el óxido. Según los resultados de Lai, la densidad de estados superficiales generados es proporcional a la cantidad de huecos previamente inyectados, con el factor de proporcionalidad dependiente de las condiciones del proceso tecnológico, sin poderse atribuir por tanto una determinada cantidad de electrones inyectados a cada nuevo estado generado. Si tanto la inyección de huecos como la neutralización de éstos por electrones fotoinyectados se realizan a la temperatura del nitrógeno líquido, no se observa apenas generación de estados superficiales.

Los resultados anteriores están de acuerdo con los obtenidos por Hu y Johnson mediante experiencias de estrés con altos campos eléctricos [59] e inyección por rayos X [143] realizadas a bajas tempera-

turas con el fin de inyectar huecos evitando la inmediata generación de estados superficiales. Cuando las muestras son calentadas hasta temperatura ambiente se produce la generación de estados superficiales, observándose también una relación lineal entre el número de estos estados y la cantidad de huecos atrapados previamente, mientras que si se neutralizan los huecos generados mediante electrones fotoinyectados, tampoco en este caso se observa generación de estados superficiales al calentar hasta temperatura ambiente. Hu y Johnson estiman la cantidad de huecos que derivan hacia la interface Si-SiO₂ al calentar, obteniendo una relación uno a uno con los estados superficiales generados después de haber mantenido la muestra durante largo tiempo (un año) a temperatura ambiente, aunque ellos mismos opinan que esta relación es una coincidencia ya que miden la densidad de estados en un rango de energías de sólo 0.7 eV y además cada hueco podría dar lugar a dos estados superficiales si éstos están producidos por centros anfóteros.

También se ha observado una relación de proporcionalidad entre la densidad de estados superficiales y la densidad de huecos generados y atrapados en el óxido mediante túnel Fowler-Nordheim desde el metal con diferentes campos eléctricos [134], detectándose en este caso un estado superficial por cada tres huecos previamente atrapados.

La dispersión de los factores de proporcionalidad observados por diferentes investigadores entre la cantidad de huecos previamente atrapados y los estados superficiales generados puede deberse a que no todos los huecos participan en la generación de estados superficiales sino sólo aquellos que están muy próximos a la interface, pudiendo producirse tal aproximación por diferentes mecanismos, como deriva [141] o relajación de un enlace previamente sometido a tensiones [143].

De acuerdo con esta idea, Wang et al [144] distinguen entre huecos casi-interfaciales situados entre 20 y 70 Å de la interface, que desaparecen completamente después de capturar electrones, y huecos interfaciales situados a unos 18 Å de la interface, que se convierten inmediatamente en estados superficiales cuando capturan electrones. Esta distinción explicaría los resultados mencionados de que si se neutralizan los huecos a bajas temperaturas, tales que sea difícil el desplazamiento de los mismos, no se generen estados superficiales mientras que si la muestra se calienta previamente permitiendo el desplazamiento por activación térmica sí se observa tal generación.

Se ha establecido, pues, una sucesión de etapas en la generación de estados superficiales en muestras irradiadas [144]: i) Mediante inyección por rayos X a bajas temperaturas se generan y atrapan huecos en el SiO₂. ii) A través de la acción de un campo eléctrico positivo se acercan los huecos a la interface hasta alcanzar una posición cuasi-interfacial. iii) Calentando hasta temperatura ambiente parte de los huecos pasan a posición interfacial. iv) Mediante neutralización por electrones fotoinyectados, algunos de los huecos simplemente desaparecen mientras que los huecos interfaciales se convierten en estados superficiales. Si la experiencia se realiza a temperatura ambiente, la secuencia es similar salvo que los huecos son suficientemente móviles como para pasar a posición casi interfacial sin ser necesario empujarlos mediante un campo eléctrico. En el caso de que las muestras sean sometidas a inyección túnel Fowler-Nordheim desde el semiconductor, en lugar de a irradiación, los huecos quedan en posición interfacial [113], por lo que se espera una conversión completa en estados superficiales. En este caso se ha observado la aparición de dos estados super-

ficiales por cada hueco desaparecido.

Los resultados anteriores pueden relacionarse con los obtenidos mediante otras técnicas como estrés con polarización a altas temperaturas (BTS), ya que se ha observado que el efecto de una BTS negativa es idéntico al de inyección de huecos por avalancha [130]. La aplicación de BTS positiva después de la BTS negativa elimina todos los huecos y produce un pico de estados superficiales en la mitad superior de la banda prohibida similar al obtenido mediante las otras técnicas. También se observa una linealidad entre los estados generados y los huecos atrapados en el óxido por la BTS negativa.

Como complemento a los hechos que acabamos de destacar podemos añadir una interesante observación: Los estados superficiales generados al neutralizar, mediante electrones fotoinyectados, la carga positiva almacenada cerca de la interface al someter las muestras a túnel Fowler-Nordheim o fotoinyección UV desde ambos electrodos, pueden ser convertidos en carga negativa atrapada en el interior del óxido mediante la aplicación de una tensión negativa elevada a la puerta. Si se aplica una tensión positiva a la puerta se vuelven a recuperar los estados superficiales [32]. Este fenómeno se observa de modo reversible aplicando alternativamente las polarizaciones negativa y positiva a las muestras a bajas temperaturas. A temperaturas superiores a 160 K el cambio es irreversible.

El similar comportamiento de los estados superficiales generados mediante las dos técnicas mencionadas hace pensar que se trata de defectos idénticos. Se observa, sin embargo, una diferencia: Los estados superficiales generados por túnel Fowler-Nordheim parecen ser anfóteros mientras que si se generan por fotoinyección parecen ser

todos aceptadores, o bien hay una carga extra negativa en el óxido. Este resultado podría estar relacionado con el hecho de que en la generación de estados por fotoinyección no se muestra una etapa intermedia de generación de carga positiva en el interior del óxido. Más adelante volveremos sobre esta cuestión en la discusión de nuestros resultados experimentales.

5.2.4.- Picos característicos. Transformación de los defectos.

Como ya se ha mencionado anteriormente, cuando las estructuras MOS se someten a los efectos de la radiación o a inyección Fowler-Nordheim desde el silicio, aparece un pico característico de estados superficiales en la mitad superior de la banda prohibida. Sin embargo, en ambos casos después de un cierto tiempo, se ha observado la aparición de un segundo pico en la mitad inferior de la banda prohibida, con una posición energética $E_T \approx E_V + 0.35 \text{ eV}$, que parece surgir y crecer a expensas del primero [145]. Este proceso de transformación es muy lento, con tiempos característicos de hasta cientos de horas a temperatura ambiente, y se ha manifestado en muestras con diferentes materiales de puerta (Al, polisilicio y metales refractarios) y con diferentes condiciones y ambientes de oxidación. Además, también se ha visto que depende de la técnica utilizada para generar los estados superficiales, de la temperatura de almacenamiento de las muestras, de la presencia o no de polarización durante el almacenamiento y de la orientación de la red cristalina en la superficie.

Si la generación de estados superficiales se realiza por irradiación con rayos X [145] o por túnel Fowler-Nordheim desde el semicon-

ductor [146] aparece el pico con energía $E_v + 0.75$ eV y posteriormente decrece, aunque si la muestra tiene puerta de Al en el caso de la irradiación por rayos X o si la inyección Fowler-Nordheim no ha producido mucho daño, inicialmente se produce un crecimiento del máximo, después una saturación y finalmente un decrecimiento. Si la inyección Fowler-Nordheim se realiza desde el metal, posteriormente se observa un crecimiento continuo del pico y, en este caso, no se observa la aparición del segundo máximo con energía $E_v + 0.35$ eV. En todos los demás casos, siempre que se aprecia una disminución en la altura del primer pico, se observa también la aparición y crecimiento del segundo. También se ha visto que si se vuelve a irradiar la muestra una vez que ha aparecido el segundo pico, vuelve a aparecer el primero, es decir, el segundo pico nunca parece surgir por irradiación o estrés sino a costa del primero [147].

También se ha observado que en el proceso de transformación de defectos no se modifica la densidad de estados superficiales en el centro de la banda prohibida [148], aunque en algunos casos, además de la mutación hay un recocido paralelo decreciendo por tanto la densidad de estados en la mitad del "gap".

En el proceso de transformación influyen distintos factores, por ejemplo, la aplicación de una polaridad positiva durante el almacenamiento de la muestra retarda o impide la formación del segundo pico, si se introduce Cl o F durante la oxidación la velocidad de transformación es mayor y también es mayor la velocidad de transformación con mayores electrodos de puerta, etc. Un factor particularmente importante es la temperatura: La transformación se acelera fuertemente al aumentar la temperatura.

Todos los resultados anteriores se refieren a muestras con orientación (100). Si la orientación es (111) en lugar de disminuir el primer pico mientras crece el segundo se observa únicamente un desplazamiento del primer pico hacia posiciones con menor energía en el interior de la banda prohibida. El desplazamiento es continuo en el tiempo obedeciendo a una ley exponencial decreciente con una constante de tiempo fuertemente dependiente de la temperatura (se representa bien mediante una energía de activación $E_a \approx 0.4$ eV). Además, si se aplica una tensión positiva durante el almacenamiento el desplazamiento se acelera mientras que si la polarización es negativa el desplazamiento es más lento y además hay un proceso paralelo de recocido, es decir, se observa una reducción de la altura y un ensanchamiento del pico.

5.2.5.- Influencia del material de puerta.

Se han observado diferencias en la velocidad de generación y en la densidad de saturación de los estados superficiales en muestras con diferentes materiales de puerta, aunque no se puede asegurar que se obtenga una mayor o menor concentración de estados superficiales con un tipo concreto de material. Los materiales que se han comparado con mayor frecuencia son el aluminio y el silicio policristalino. En algunos casos se se han obtenido mayores densidades en muestras con puerta de aluminio que en muestras con puerta de polisilicio [150], mientras que en otros casos se han obtenido mayores densidades de estados superficiales si la puerta es de polisilicio [151]. En este último caso se ha intentado explicar la diferencia en la densidad de estados mediante un modelo de hidrógeno según el cual el hidrógeno que

llega a la interface, además de generar estados también satura enlaces previamente rotos dando lugar a un recocido paralelo a la generación. Según este modelo la densidad de estados observada es menor con puerta de Al ya que la interface Al-SiO₂ es más rica en hidrógeno que la interface polisilicio-SiO₂.

Sin embargo, la concentración de hidrógeno no es la única diferencia entre los dos materiales. También existen importantes diferencias en los procesos tecnológicos utilizados en su deposición y dopado y en el efecto que ejercen sobre la interface Si-SiO₂ debido a las diferentes tensiones mecánicas inducidas. Esta superposición de efectos hace difícil establecer una tendencia general.

Se ha estudiado la relación entre la generación de estados superficiales y la tensión inducida en la interface con distintos materiales de puerta [152-155] aplicando el modelo que supone la existencia de un gradiente de tensiones mecánicas dirigido hacia el Silicio. Para confirmar este modelo se han realizado experiencias sobre muestras con el mismo material de puerta y el mismo proceso tecnológico pero con diferentes geometrías, es decir, diferentes relaciones área/perímetro [152-154], y sobre muestras con metales de puerta que presentaran distintos coeficientes de expansión térmica y distintos módulos de Young, pero depositados con procesos tecnológicos idénticos [155]. Según este modelo, en todos los casos el metal produce un gradiente de tensiones en el óxido opuesto al que se obtendría en un óxido sin metalizar, de manera que cerca de la interface se cancelan ambos gradientes. Con metales como el Al, cuyo gradiente de tensiones inducido es elevado, la cancelación es mayor y la densidad de estados superficiales generados es menor que con los otros metales.

5.3.- Resultados experimentales.

En nuestras muestras hemos observado la generación de estados superficiales tanto si la inyección se ha realizado a temperatura ambiente como si se ha efectuado a bajas temperaturas. Sin embargo, mientras que en el primer caso la generación de estados superficiales se produce de forma instantánea, en el segundo es necesario elevar la temperatura para observar la aparición de tales estados. En la figura 5.1 se representan tres curvas de capacidad a 77 K obtenidas según el método expuesto en el apartado 2.3. La primera (curva a) corresponde a una muestra virgen, es decir, sin inyección previa. En las muestras vírgenes no se ha apreciado separación entre los dos tramos de las curvas C(V) bidireccionales. La separación que se observa en esta curva se debe a que se ha mantenido la iluminación durante todo el tramo con polarización ascendente. La segunda curva (llamada b) se ha medido sobre la misma muestra justo después de una inyección de 180 mC/cm^2 a 77 K, observándose también poca diferencia entre los dos tramos de la curva. La curva c se ha obtenido después de subir a temperatura ambiente, mantener la muestra allí durante unas horas y volver a bajar a 77 K. En esta última curva ya se observa una densidad de estados superficiales muy superior a la de la curva anterior, a pesar de que entre ambas no se ha producido ninguna causa de degradación, sólo la elevación de la temperatura. Se puede decir que el germen de la generación de estados se había producido con la inyección de carga en el óxido, pero no se manifiesta hasta que la temperatura no es suficientemente elevada para permitir los cambios necesarios en la red del SiO_2 , o en

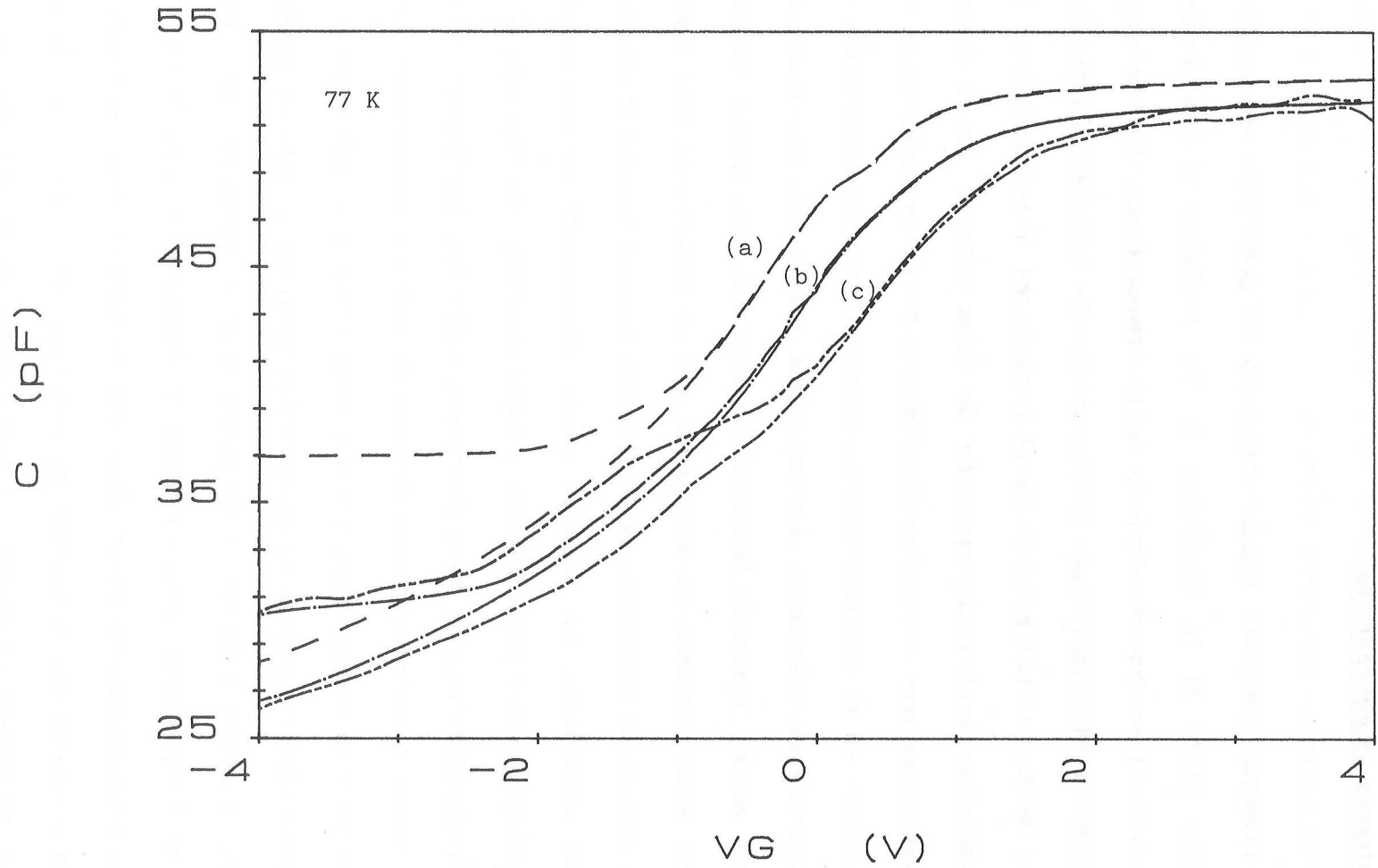


Figura 5.1.- Curvas $C(V)$ bidireccionales en las que se aprecia la generación de estados superficiales producida por la inyección. a) Antes de la inyección. b) Justo después de la inyección. c) Después de haber pasado por temperatura ambiente.

la carga atrapada. En las figuras 5.2-5.4 se muestran las curvas $C(V)$ bidireccionales tomadas a temperaturas de 100 K, 150 K y 200 K, respectivamente. En estas figuras se muestran las curvas que se han medido conforme se eleva la temperatura justo después de la inyección, así como las curvas tomadas a las mismas temperaturas después de haber mantenido la muestra durante unas horas a temperatura ambiente. Se observa que la diferencia entre ambas curvas es menor cuanto mayor es la temperatura, lo que indica que ya se ha producido una generación de estados superficiales.

En la figura 5.5 se muestran dos curvas $C(V)$ bidireccionales medidas a 300 K, antes y después de la inyección, pero manteniendo la iluminación durante todo el tramo de la curva con polarización ascendente. La separación entre los dos tramos de estas curvas no se debe a la velocidad de respuesta de los estados superficiales sino a la modificación del factor de ocupación en régimen estacionario provocada por la luz. En esta figura también puede comprobarse la evidente presencia de estados superficiales generados por la inyección.

La densidad de estados superficiales depende del tratamiento de la muestra posterior a la inyección, tanto de la temperatura como del tiempo. En la figura 5.6 se compara la carga almacenada en los estados superficiales a 77 K para diferentes situaciones en la evolución de una misma muestra, según se extrae de la separación entre los dos tramos de curvas $C(V)$ bidireccionales. La curva (1) muestra la carga almacenada en la muestra virgen, antes de la inyección. La carga almacenada justo después de la inyección se representa en la curva (2). Posteriormente se elevó la temperatura de la muestra, con un crecimiento medio de 0.03 K/s. Cuando se alcanzaron los 220 K se enfrió rápidamente de nuevo a 77

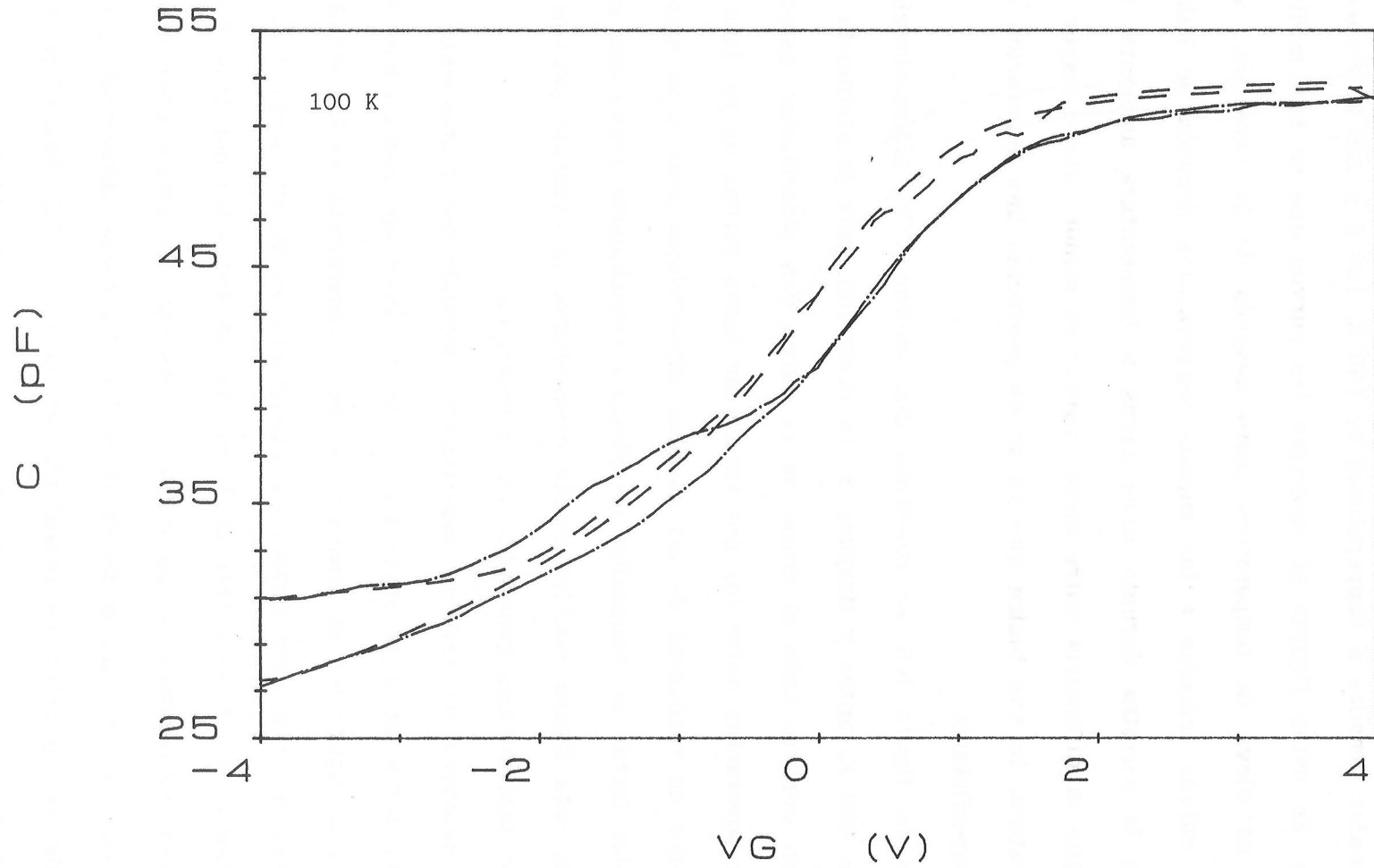


Figura 5.2.- Curvas C(V) bidireccionales a 100 K, antes (---) y después (-.-) de haber pasado la muestra por temperatura ambiente.

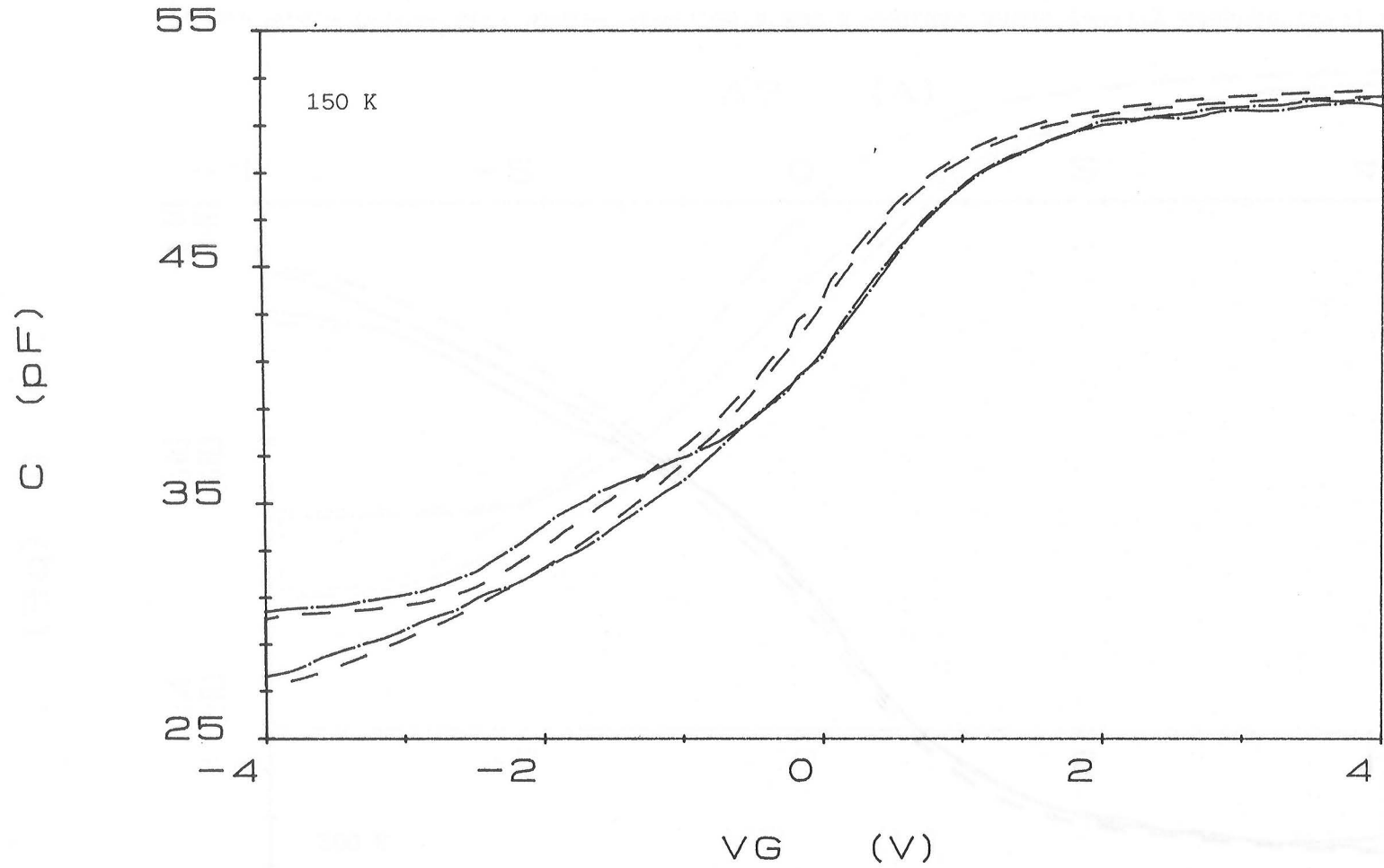


Figura 5.3.- Curvas $C(V)$ bidireccionales a 150 K, antes (---) y después (-.-) de haber pasado la muestra por temperatura ambiente.

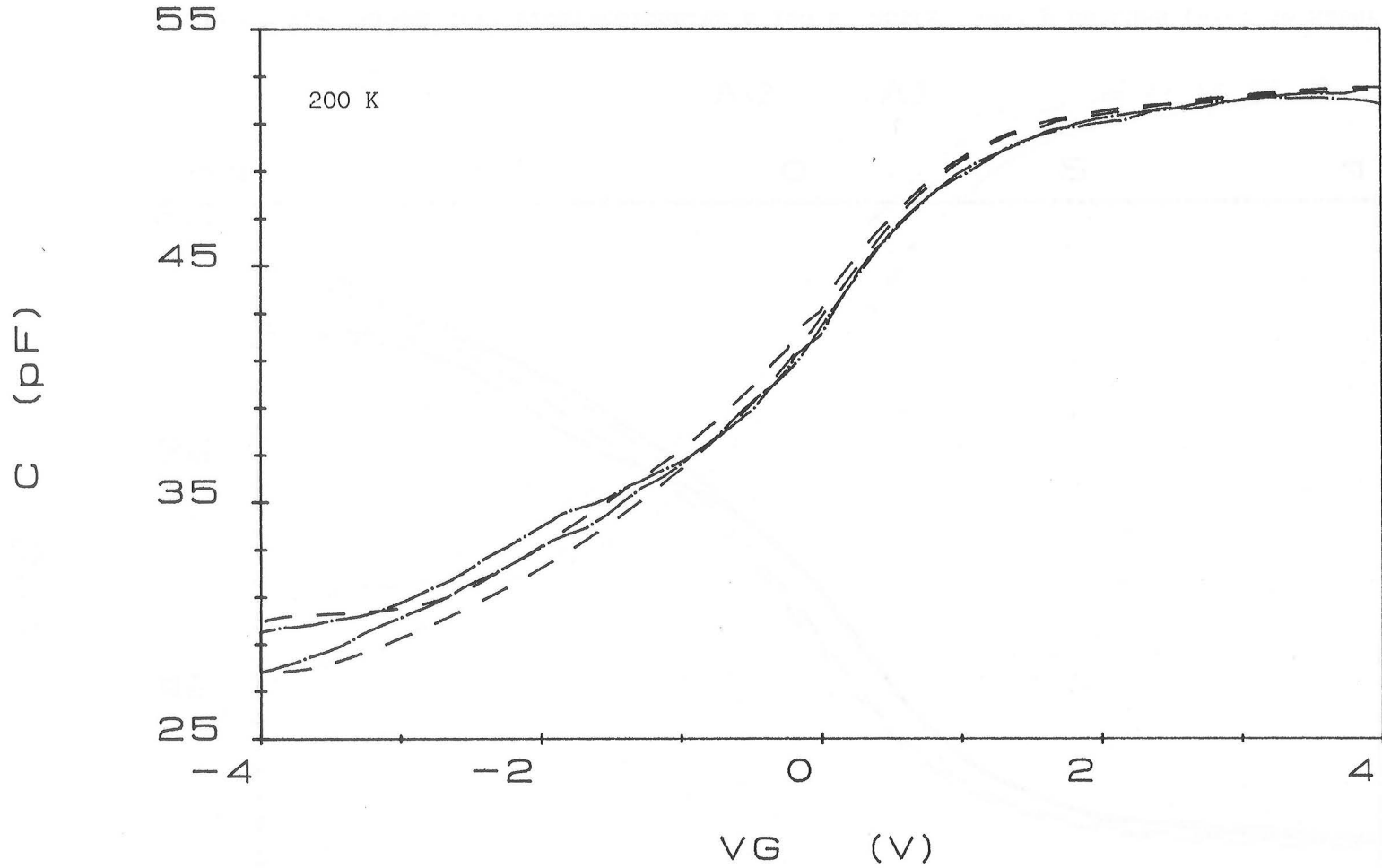


Figura 5.4.- Curvas C(V) bidireccionales a 200 K medidas antes (---) y después (-.-) de haber pasado la muestra por temperatura ambiente.

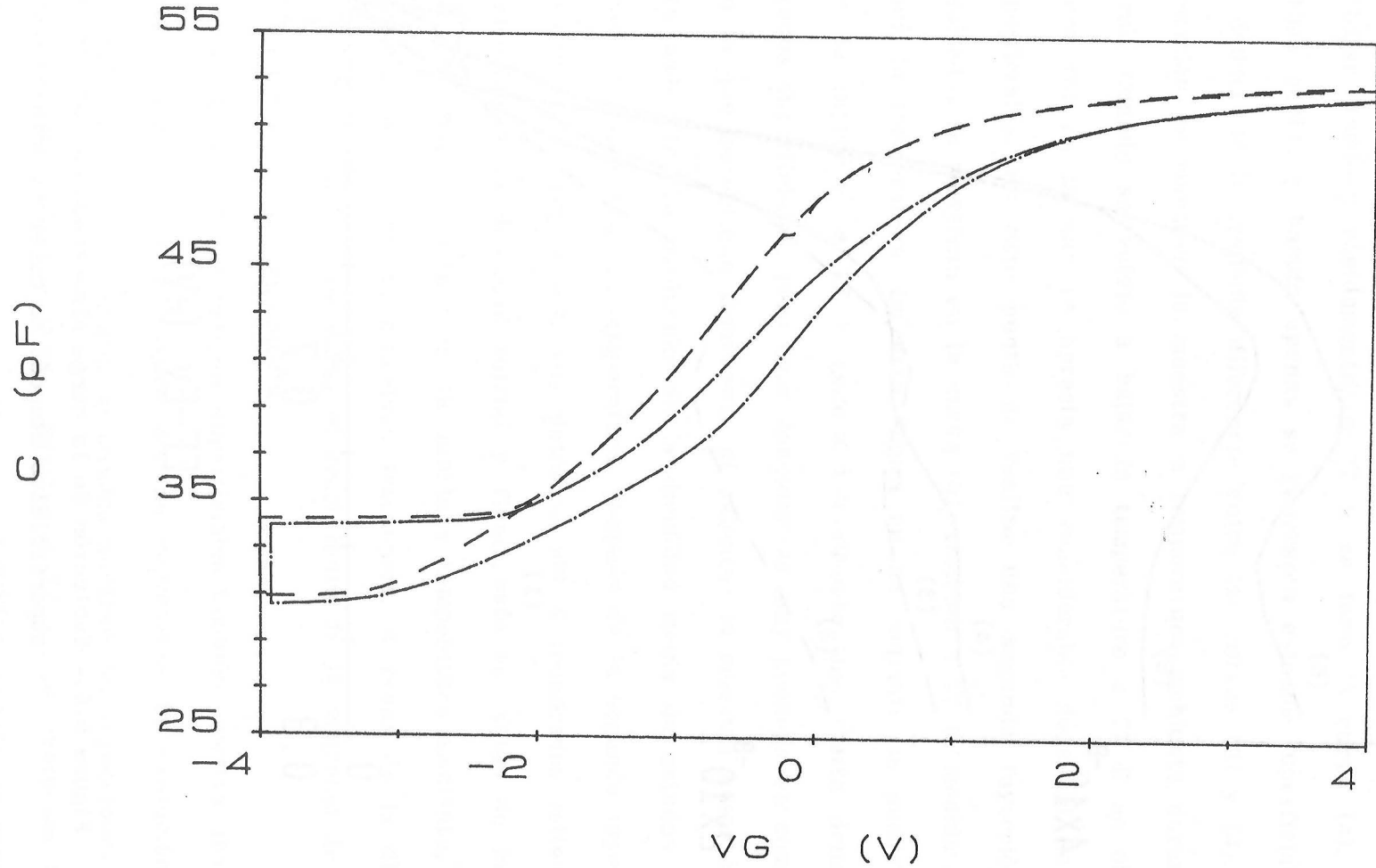


Figura 5.5.- Curvas $C(V)$ bidireccionales medidas a 300 K manteniendo la iluminación durante todo el tramo de regreso, antes (---) y después (-.-) de haber inyectado corriente.

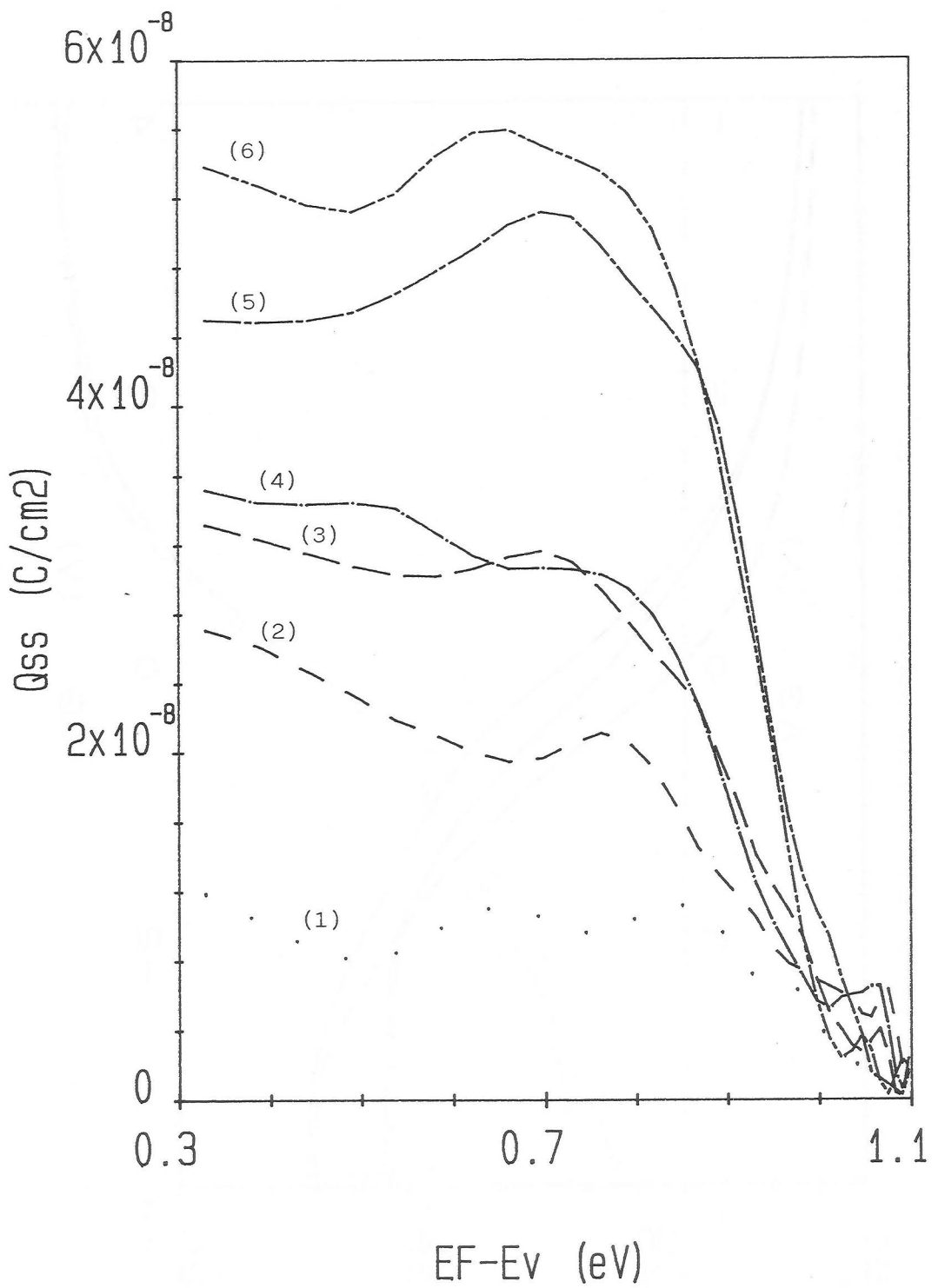


Figura 5.6.- Evolución de la carga almacenada en los estados superficiales después de haber inyectado corriente a 77 K.

K y se tomó la curva (3). Después de subir rápidamente a 240 K y volver a bajar, también rápidamente, a 77 K se tomó la curva (4). En esta última subida y bajada apenas se generaron estados superficiales como se deduce de la pequeña diferencia entre las curvas (3) y (4). A continuación se mantuvo la muestra a temperatura ambiente durante unas horas. Cuando se volvió a bajar la temperatura a 77 K se obtuvo la curva (5) en la que se aprecia una considerable densidad de estados superficiales. En este punto se realizó una segunda inyección cuyos resultados se muestran en la curva (6), también a 77 K, medida antes de subir la temperatura. De esta figura en su conjunto se puede deducir que la inyección a 77 K genera inicialmente una cierta densidad de estados superficiales, pero esta densidad es muy pequeña en comparación con la que se obtiene finalmente al calentar la muestra hasta temperatura ambiente. La evolución de la densidad media de estados superficiales en función de la temperatura, después de la segunda inyección se muestra en la figura 5.7. Los datos a 300 K (cuadrados rellenos) corresponden a la densidad inicial y final, esto es, antes de la inyección y después de ésta y de la subida a temperatura ambiente, medidas utilizando el método de alta-baja frecuencia. A pesar de la dispersión de los datos, puede observarse el crecimiento de la densidad de estados superficiales con la temperatura.

La generación de estados superficiales también muestra una dependencia temporal. En la figura 5.8 se representa la evolución de la densidad media de los estados generados durante dos inyecciones sucesivas realizadas sobre la misma muestra a 77 K. La evolución temporal representada se ha medido a 150 K (cuadrados). También se representan los valores iniciales medidos a 77 K, justo después de la inyección, y

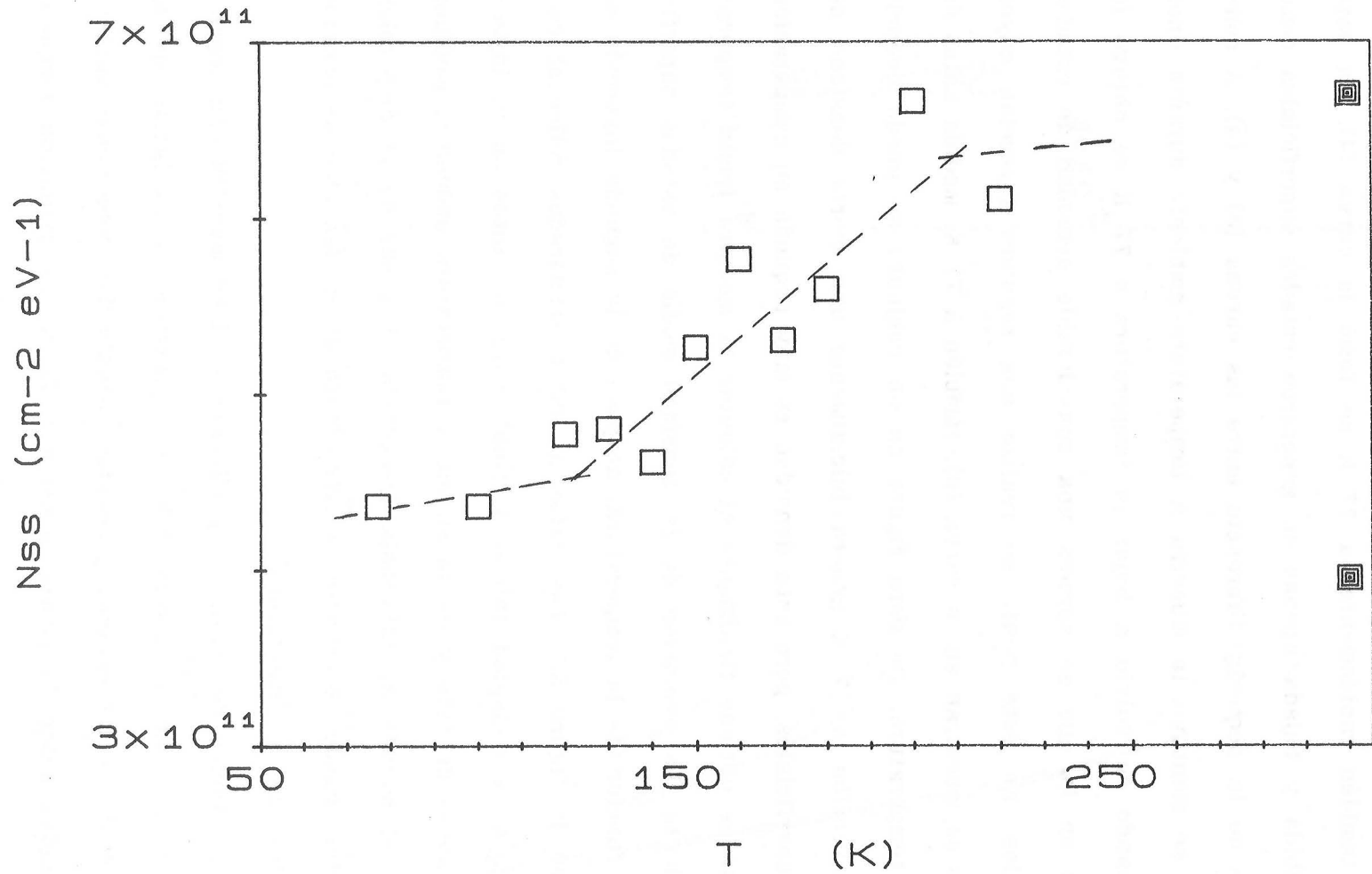


Figura 5.7.- Evolución de la densidad de estados superficiales generados por inyección Fowler-Nordheim producida a 77 K, al elevarse la temperatura (\square). Densidades inicial y final medidas a temperatura ambiente (\blacksquare).

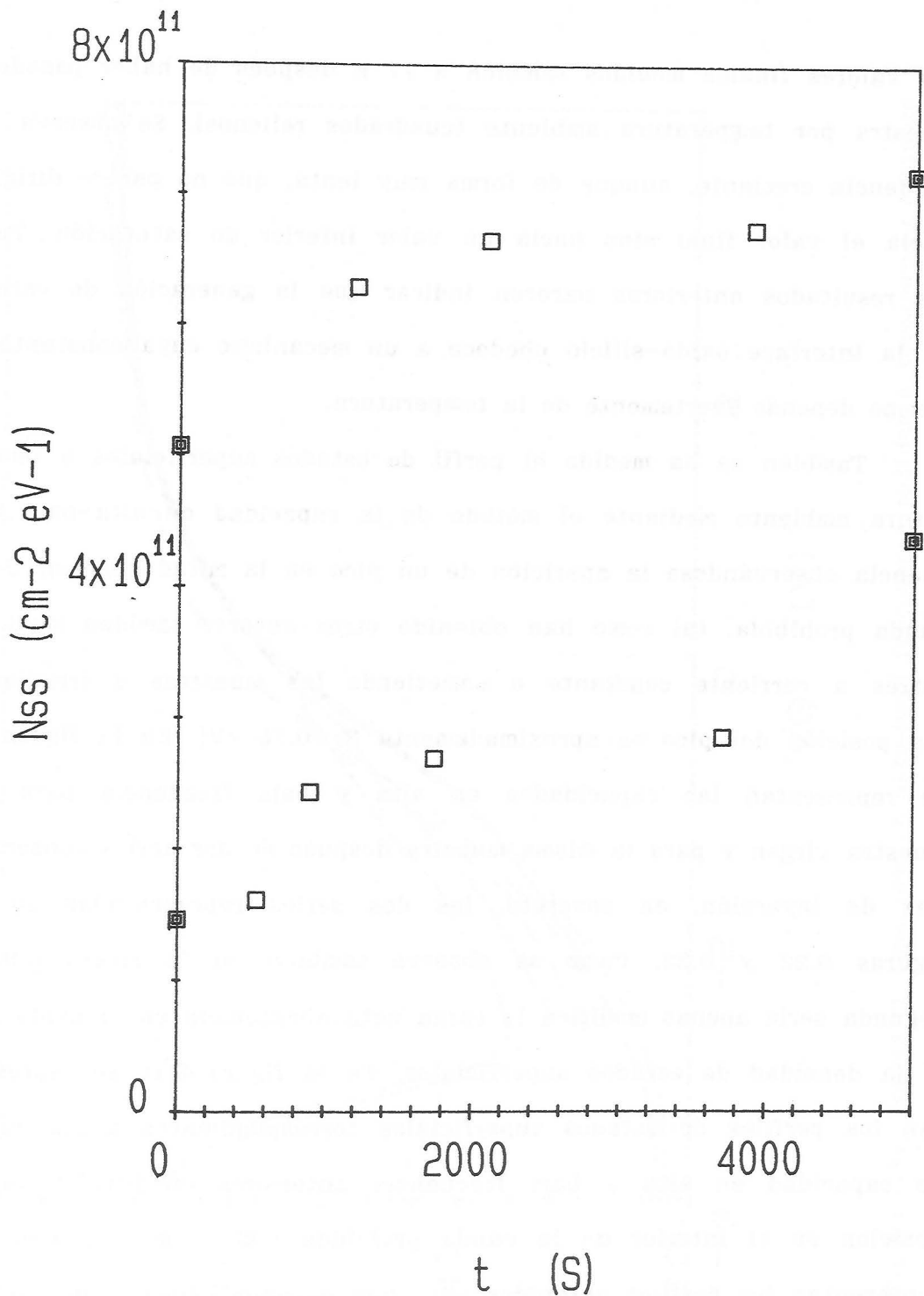


Figura 5.8.- Evolución temporal de la densidad de estados superficiales a 150 K, después de haber inyectado corriente a 77 K. Los cuadrados rellenos muestran las densidades inicial (antes de la inyección) y final (medida a temperatura ambiente).

los valores finales medidos también a 77 K después de haber pasado la muestra por temperatura ambiente (cuadrados rellenos). Se observa una tendencia creciente, aunque de forma muy lenta, que no parece dirigirse hacia el valor final sino hacia un valor inferior de saturación. Todos los resultados anteriores parecen indicar que la generación de estados en la interface óxido-silicio obedece a un mecanismo cuya constante de tiempo depende fuertemente de la temperatura.

También se ha medido el perfil de estados superficiales a temperatura ambiente mediante el método de la capacidad en alta-baja frecuencia observándose la aparición de un pico en la mitad superior de la banda prohibida, tal como han obtenido otros autores también mediante estrés a corriente constante o sometiendo las muestras a irradiación [La posición del pico es aproximadamente $E_v + 0.75$ eV]. En la figura 5.9 se representan las capacidades en alta y baja frecuencia para una muestra virgen y para la misma muestra después de dos series consecutivas de inyección, en concreto, las dos series representadas en las figuras 3.22 y 3.23. Como se observa también en la figura 5.9, la segunda serie apenas modifica la carga neta almacenada en el óxido pero sí la densidad de estados superficiales. En la figura 5.10 se representan los perfiles de estados superficiales correspondientes a las curvas de capacidad en alta y baja frecuencia anteriores en función de su posición en el interior de la banda prohibida (■ y ●). También se representan los perfiles obtenidos para una segunda muestra, después de las dos primeras series de inyección mostradas en la figura 3.24 (□ y ○). En ambas muestras aparece el pico característico en la mitad superior de la banda prohibida observado también en experiencias con radiación y BTS, superpuesto a un crecimiento de la densidad de fondo,

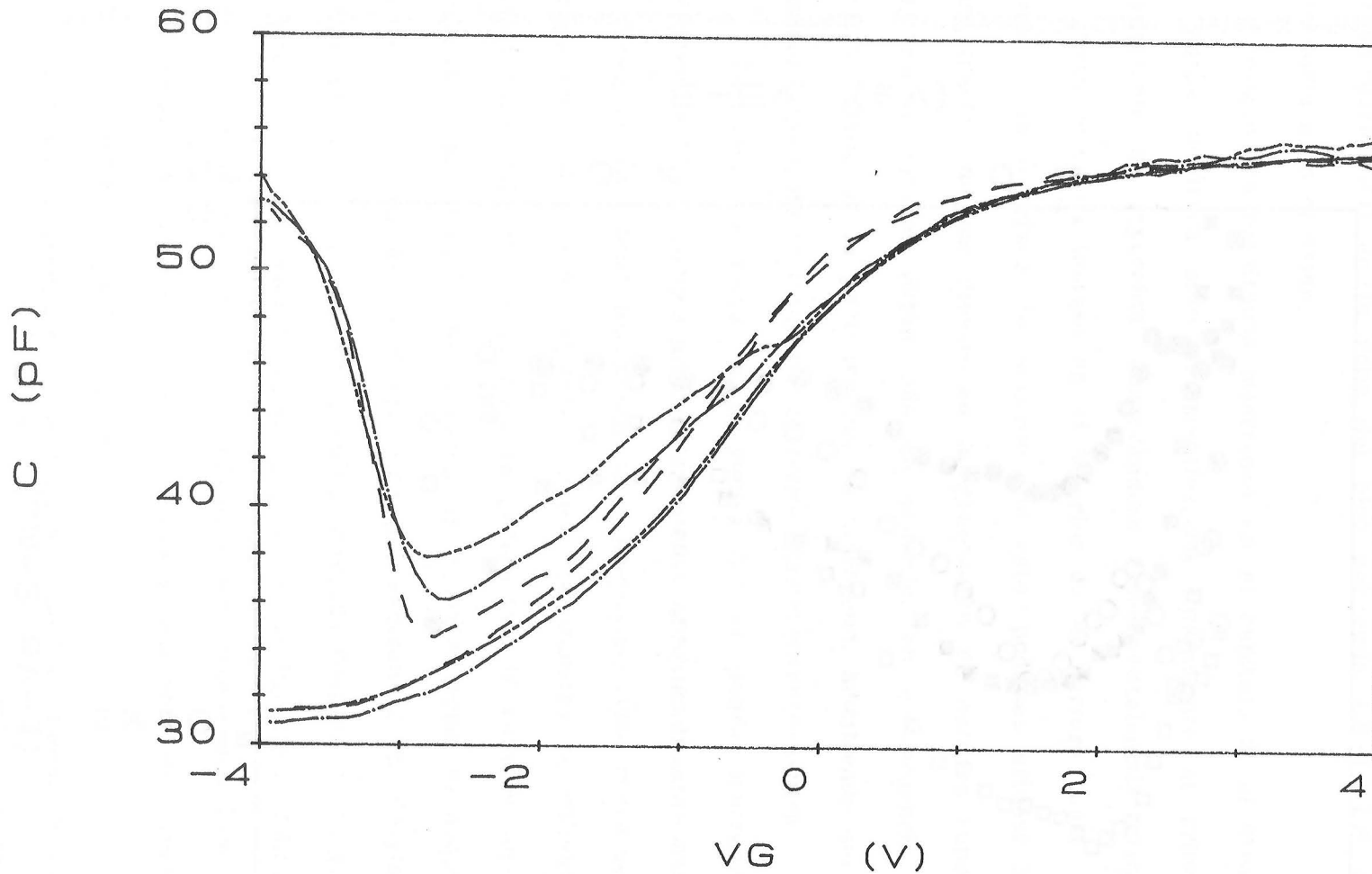


Figura 2.9.- Curvas de capacidad en alta-baja frecuencia medidas a temperatura ambiente después de dos inyecciones consecutivas realizadas a 77 K.

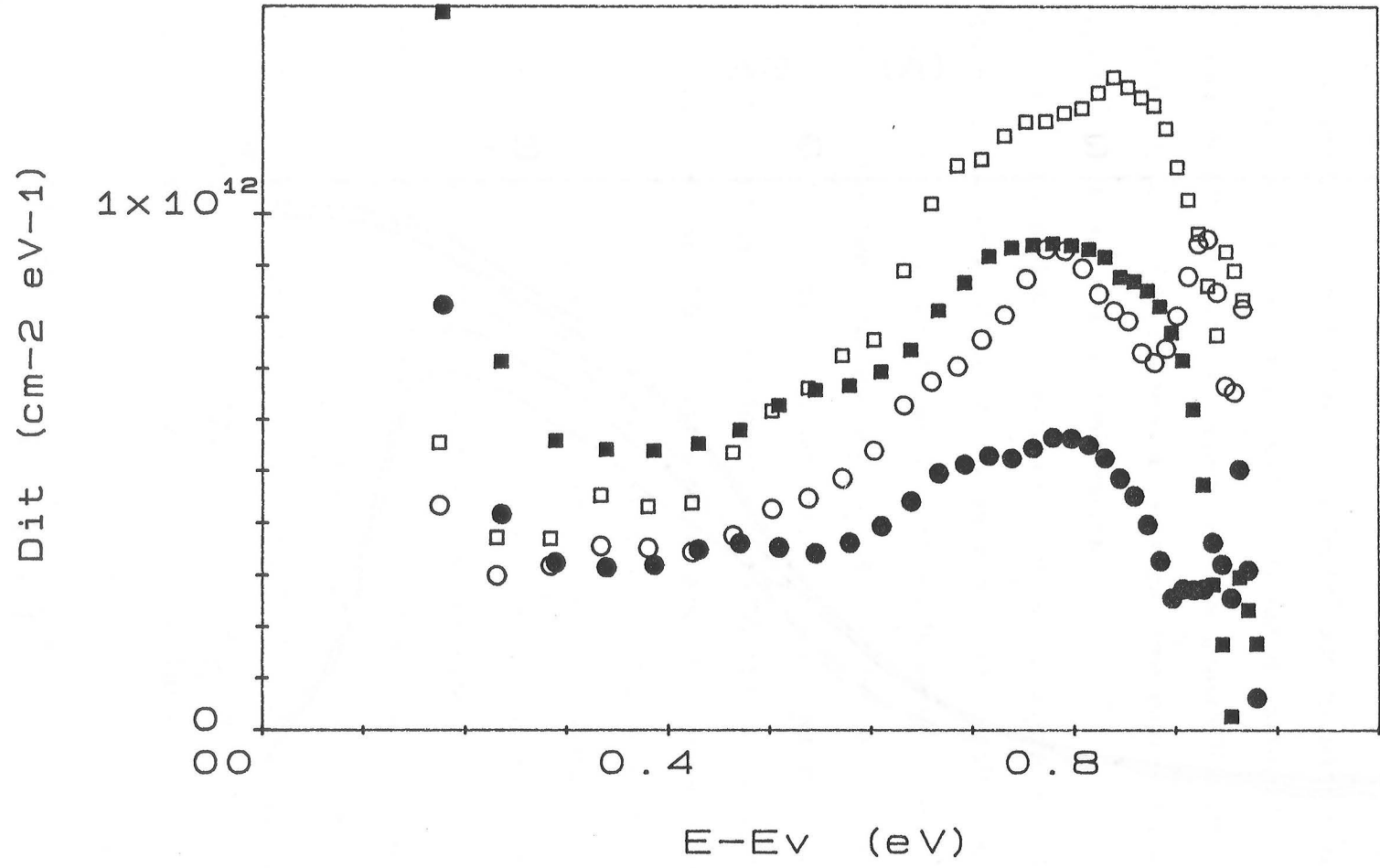


Figura 5.10.- Perfiles de estados superficiales generados por inyección túnel Fowler-Nordheim producida a bajas temperaturas.

aunque este crecimiento es mayor en la primera muestra. Se obtiene un estado superficial en la zona del pico por cada $1.3-1.5 \cdot 10^6$ electrones introducidos en el óxido.

Según los resultados mostrados en el capítulo 3, el atrapamiento de carga positiva sólo se manifestaba ligeramente al principio del transitorio de inyección, observándose fundamentalmente atrapamiento de carga negativa incluso en el interior de la barrera túnel, es decir, cerca de la interface. De acuerdo con esto, podemos afirmar la escasa participación de los huecos en la generación de estados superficiales. Nuestros resultados están más de acuerdo, en consecuencia, con un modelo basado en la participación de hidrógeno, admitiendo que éste se almacena cerca de la interface de forma eléctricamente neutra.

Volviendo de nuevo a la figura 5.1 se puede observar que la inyección a 77 K produce un desplazamiento aproximadamente paralelo de la curva de capacidad hacia tensiones positivas, como consecuencia del atrapamiento de carga negativa. Cuando la muestra se calienta hasta temperatura ambiente se produce la generación de estados superficiales sin apenas modificación de la carga en el óxido como se deduce de la constancia de V_{SM} en la figura 3.24 del capítulo 3. El desplazamiento aproximadamente simétrico de la curva obtenida después de la generación respecto a la curva medida justo después de la inyección indica que se han generado tanto estados aceptadores como estados donadores, aunque no podemos admitir que todos los estados son anfóteros debido a la falta de simetría del perfil obtenido.

En nuestros resultados experimentales se han puesto de manifiesto algunos aspectos esgrimidos en los modelos que sugieren la captura de un hueco y posterior relajación del enlace, como la necesidad de una

activación térmica para que se generen los estados superficiales. Por otra parte, no se aprecia una etapa intermedia de almacenamiento de carga positiva cerca de la interface. Al contrario, la carga almacenada parece ser negativa. La interpretación de estos resultados puede hacerse en términos de un modelo basado en la intervención de hidrógeno, especie que surge de la interface $\text{SiO}_2\text{-Al}$ y que se desplaza hasta alcanzar posiciones próximas al silicio. Junto al semiconductor existen dos o tres monocapas de óxido cristalino separadas del resto del óxido por una zona altamente deformada. En esta zona, el hidrógeno puede inducir la ruptura de enlaces, formando enlaces él mismo con átomos de silicio y de oxígeno, y liberando, en consecuencia, tensiones mecánicas en la red a costa de dejar enlaces no saturados. Para que los defectos así inducidos sufran un proceso de relajación, propagándose a la interface a través de la capa de SiO_2 cristalino, es necesaria la elevación de la temperatura. Cuanto más alta sea esta elevación, más rápido será el proceso.

6.- CONCLUSIONES.

- Se ha realizado un estudio de la estructura y defectos del SiO₂ y de la interface Si-SiO₂ y se ha analizado la información obtenida mediante la aplicación de diversas técnicas experimentales. Esto nos ha permitido establecer el marco en el que deben incluirse nuestros resultados con el fin de proceder a su interpretación.

- Se ha realizado una caracterización primaria de capacidades MOS fabricadas en el CNM. Se han simulado los procesos tecnológicos que han sufrido las muestras con el fin de completar la evaluación de parámetros básicos y se ha comprobado la concordancia entre el perfil de impurezas resultante de la simulación y el medido experimentalmente.

- Se han puesto a punto las técnicas basadas en el análisis de la capacidad en alta frecuencia, de la capacidad cuasiestática, el método combinado alta-baja frecuencia y el método de la conductancia. Esto nos ha permitido la medida de la densidad de estados superficiales y de la sección de captura de éstos.

- Se ha realizado un programa para la obtención de la capacidad en alta frecuencia de una estructura MOS con un perfil de impurezas arbitrario. Con él hemos analizado los efectos de un dopado no uniforme en el sustrato y hemos comprobado la validez del perfil de impurezas experimental y del espesor del óxido.

- Hemos montado y puesto a punto un sistema criogénico con posibilidad de excitación óptica en el rango de temperaturas 77-300 K. Esto nos ha permitido el análisis de las propiedades de capacidades MOS también a bajas temperaturas.

- Hemos puesto a punto un método de la capacidad bidireccional en alta frecuencia a bajas temperaturas. Hemos calculado la respuesta de los estados superficiales durante la captación de las curvas de este

método, lo que nos ha permitido, además, su extensión a temperaturas intermedias.

- Hemos analizado el atrapamiento de carga en el interior del óxido por inyección Fowler-Nordheim centrándonos en el caso de que ésta se realice con corriente constante. Hemos tratado los casos de que el atrapamiento se produzca de forma no-uniforme, de que se almacene carga en el interior de la barrera y de que el atrapamiento se realice en dos láminas de carga.

- Hemos discutido la información que se puede extraer de la técnica de inyección a corriente constante combinándola con datos obtenidos a partir de las medidas de capacidad, como el desplazamiento de la tensión de banda plana o de "mid-gap". Hemos analizado los transitorios de atrapamiento y hemos propuesto un método para obtener información acerca de la carga atrapada en el interior de la barrera, y de su signo, a partir de la diferencia de dichos transitorios.

- Hemos puesto a punto un sistema para la medida experimental de curvas I(V) y de transitorios de atrapamiento de carga. Hemos comprobado que la inyección medida es Fowler-Nordheim en los dos sentidos, incluso a bajas temperaturas, lo que nos ha permitido utilizar el método de inyección bidireccional para analizar la posición de la carga atrapada a temperaturas tan bajas como la del nitrógeno líquido.

- Aplicando el modelo de cinética de primer orden, se han identificado dos tipos de defectos en el óxido. Uno neutro, con una sección eficaz de captura de $2.36 \cdot 10^{-16}$ cm², y el otro con una sección de captura menor, de valor $5 \cdot 10^{-18}$ cm². El centro con mayor sección de captura se ha hallado tanto a bajas temperaturas como a temperatura ambiente, por lo que no puede tratarse de un centro muy poco profundo. Esta afirmación está soportada también por el hecho de que no se modifica su ocupación al iluminar con luz visible.

- Se ha aplicado el modelo de "trapping-detrapping" para interpretar los transitorios de liberación de carga negativa del centro con

menor sección de captura, observándose la confirmación de algunos aspectos básicos del modelo. Se ha calculado la posición de la carga liberada por colisiones ionizantes, obteniéndose un valor entre 90 y 100 Å medidos desde la interface óxido-silicio, que corresponde a una energía próxima a 4 eV sobre la banda de conducción del SiO₂ para los electrones que realizan dichas colisiones ionizantes.

- Se ha estudiado la localización de la carga atrapada en nuestras muestras, observándose atrapamiento de carga positiva cerca de la barrera al principio del transitorio de atrapamiento, durante la inyección de 1 mC/cm², atrapamiento de carga negativa, tanto fuera como dentro de la barrera, durante la inyección de los 10 mC/cm² siguientes, y atrapamiento sólo fuera de la barrera durante el resto del transitorio. El valor medido para el centroide de este último atrapamiento es consistente con una captura de electrones, por el centro con menor sección de captura, de forma uniforme en la zona de óxido que queda más allá del punto de emergencia de los electrones inyectados. El atrapamiento de electrones en el interior de la barrera se atribuye a una transición túnel de electrones de la banda de valencia a estados con profundidad próxima a 4 eV, situados en el interior del óxido.

- Se han analizado las características de ruptura de nuestras muestras, obteniéndose ésta para una carga total inyectada de 0.1 C/cm². Se ha observado también ruptura "self-healing" al ser el electrodo de aluminio semitransparente. Se ha considerado que la ruptura es la consecuencia final de un proceso de degradación previo provocado por la captura de electrones con una posible generación paralela de nuevos centros.

- Se ha estudiado la generación de estados superficiales producida por inyección túnel Fowler-Nordheim. A bajas temperaturas se ha observado la aparición de una pequeña densidad de estos estados que crece considerablemente al elevarse la temperatura después de la inyección. Se ha estudiado dicha evolución al elevarse la temperatura, obteniéndose una activación del crecimiento a partir de 150 K. Se ha medido también la evolución temporal de la densidad de estados superfi-

ciales a esta última temperatura obteniéndose un lento crecimiento seguido de una saturación.

- Se ha medido el perfil de los estados superficiales generados obteniéndose un pico característico situado en la mitad superior de la banda prohibida, en una posición energética $E_v+0.75$ eV. Este pico coincide con el generado mediante otras técnicas como irradiación en las que se introducen huecos cerca de la interface, sin embargo, no se ha observado modificación de la carga en el interior del óxido al generarse los estados superficiales en nuestras muestras. Los estados generados son tanto aceptadores como donadores.

- Se ha propuesto un modelo en el cual interviene el hidrógeno, no actuando directamente sobre los enlaces Si-H de la interface sino sobre los enlaces sometidos a tensiones en la zona altamente deformada situada en el interior del óxido, muy próxima a la interface. Se ha propuesto que la generación de estados superficiales se produce por la modificación estructural de la red después de la ruptura de enlaces, lo que justifica la necesidad de la activación térmica.

7.- BIBLIOGRAFIA.

- 1.- G.Barbottin y A.Vapaille, editores, "Instabilities in Silicon Devices", North-Holland, 1986.
- 2.- C.T.Sah, Proceedings of the IEEE, 76, 1280 (1988)
- 3.- Symposium on "The Physics and Chemistry of SiO₂ and the Si-SiO₂ Interface", 173rd Meeting of the Electrochemical Society, Atlanta, 1988. Resúmenes editados por C.R.Helms y B.E.Deal, Plenum Press, 1988.
- 4.- T.P.Ma y P.V.Dressendorfer, editores, "Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits", Wiley-Interscience, 1989.
- 5.- B.Balland, "Defects in Silica films", Ref 1, pag. 101.
- 6.- A.H.Edwards, "Theory of defects in the MOS system", Ref 3, pag 271.
- 7.- F.J.Feigl, W.B.Fowler y K.L.Yip, Sol.State.Commun., 14,225 (1974)
- 8.- J.K.Kudra y W.B.Fowler, Phys.Rev., B15, 8223 (1987)
- 9.- K.Hübner, J.Phys.C:Solid State Phys., 17, 6553 (1984)
- 10.- M.Lanoo, "Theoretical Calculations of the electronic structure in the Si-SiO₂ system", Ref 3, pag 259.
- 11.- R.Gale, H.Chew, E.J.Feigl y C.W.Magee, "Current-Induced Charges and Hydrogen Species", Ref 3, pag 177.
- 12.- A.Ourmazd, D.W.Taylor, J.A.Rentchler y J.Bevk, Phys.Rev.Lett., 59, 213 (1987)
- 13.- A.Ourmazd y J.Bevk, "The structure of the Si-SiO₂ interface: a review", Ref 3, pag 189.
- 14.- I.Ohdomari, H.Akatsu, Y.Yamakoshi y K.Kishimoto, J.Appl.Phys., 62, 3751 (1987)
- 15.- J.Halbritter, "ARXPS Analysis of Si-SiO₂ interfaces", Ref 3, pag 227.
- 16.- F.J.Himpsel, F.R.McFeely, A.Taleb-Ibrahimi, J.A.Yarneck y G.Hollinger, "Microscopic Structure of the Si-SiO₂ interface", Ref 3, pag 219.
- 17.- G.Hollinger, R.Saoudi, P.Ferret y M.Pitaval, "The microstructure of SiO₂-Si (100) interfaces investigated by XPS y HRTEM", Ref 3, pag 211.
- 18.- P.Balk, J.Electrochem.Soc., 112, 185 (1965)
- 19.- K.L.Ngai y C.T.White, J.Appl.Phys., 52, 320 (1981)

- 20.- R.B.Laughlin, J.D.Joannopoulos y D.J.Chadi, Phys.Rev. B21, 5733 (1980)
- 21.- T.Sakurai y T.Sugano, J.Appl.Phys., 52, 2889 (1981)
- 22.- E.H.Poindexter, P.J.Caplan y G.J.Gerardi, "Chemical and Structural Features of Inherent and Process-Induced Defects in Oxidized Silicon", Ref 3, pag 299.
- 23.- E.H.Poindexter, P.J.Caplan, B.E.Deal y R.R.Razouk, J.Appl.Phys., 52, 879 (1981)
- 24.- P.M.Lenahan y P.V.Dressendorfer, J.Appl.Phys., 54, 1547 (1983)
- 25.- P.M.Lenahan y P.V.Dressendorfer, J.Appl.Phys., 55, 3495 (1984)
- 26.- E.H.Poindexter, G.J.Gerardi, M.E.Rueckel, P.J.Caplan, N.M.Johnson y D.K.Biegelisen, J.Appl.Phys., 56, 2844 (1984)
- 27.- G.J.Gerardi, E.H.Poindexter, P.Caplan y N.M.Johnson, Appl.Phys. Lett., 49, 348 (1986)
- 28.- N.M.Johnson, "Electronic and optical properties of silicon dangling bond defects at the Si-SiO₂ interface", Ref 3, pag 318.
- 29.- S.T.Chang, J.K.Wu y S.A.Lyon, Appl.Phys.Lett., 48, 662 (1986)
- 30.- Y.Nissan-Cohen, J.Shappir y D.Fröhman-Bentchkowsky, J.Appl.Phys., 54, 5793 (1983)
- 31.- E.Avni y J.Shappir, J.Appl.Phys., 64, 738 (1988)
- 32.- J.M.Sung y S.A.Lyon, Appl.Phys.Lett., 50, 1152 (1987)
- 33.- T.H.Ning, Solid-St. Electron., 21, 273 (1978)
- 34.- M.Garrigues y B.Balland, "Hot carriers injection into SiO₂", Ref 1, pag 441.
- 35.- T.P.Ma, "Process-induced radiation effects", Ref 4, pag 401.
- 36.- P.E.Cottrell, R.R.Troutman y T.H.Ning, IEEE Trans.Electron.Dev., ED-26, 520 (1979)
- 37.- G.Yaron, W.A.Lukaszek y D.Frohman-Bentchkowsky, IEEE Trans.Electron. Dev., ED-26, 1754 (1979)
- 38.- C.S.Jenq, T.R.Ranganath, C.H.Huang, H.S.Jones y T.L.Chang, IEEE IEDM.Tech.Dig., 388 (1981)
- 39.- H.Hughes, Ref 4, pag 47.
- 40.- H.L.Hughes, Phys.Rev., B15, 2012 (1977)
- 41.- P.V.Dressendorfer, "Radiation-Hardening Technology, Ref 4, pag 333.
- 42.- J.Esteve, G.Badenes y J.V.Anguita, Nota Interna 17/89, Centro Nacional de Microelectrónica, Barcelona (1989)

- 43.- L.M.Terman, Solid-St. Electron., 5, 285 (1962)
- 44.- C.N.Berglund, IEEE Trans. on Electron. Dev. ED-13, 701 (1966)
- 45.- M.Kuhn, Solid-St. Electron., 13, 873 (1970)
- 46.- R.Castagné y A.Vapaille, Surface Science, 28, 157 (1971)
- 47.- E.H.Nicollian y J.R.Brews, MOS Physics and Technology, Wiley-Interscience, 1982.
- 48.- B.Riccò, P.Olivo, T.N.Nguyen, T.S.Kuan y G.Ferriani, IEEE Trans. Electron Dev., ED-35, 432 (1988)
- 49.- K.Iniewski, A.Balasiniski, B.Majkusiak, R.B.Beck y A.Jakubowski, Solid-St. Electron., 32, 137 (1989)
- 50.- J.A.López-Villanueva, J.A.Jiménez Tejada, P.Cartujo, J.E.Carceller, C.Cané, M.Lozano y E.Lora-Tamallo, Comunicación presentada a la IV Escuela de Microelectrónica, Medina del Campo, 1987.
- 51.- J.R.Brews, J.Appl.Phys., 44, 3228 (1973)
- 52.- G.Baccarani, M.Rudan, G.Spadini, H.Maes, W.Vandervost y R.van Overstraeten, Solid-State Electron., 23, 65 (1980)
- 53.- J.R.Brews y E.H.Nicollian, Solid-St. Electron., 27, 963 (1984)
- 54.- K.Iniewski y A.Jakubowski, Solid-St. Electron., 30, 295 (1987)
- 55.- S.T.Lin y J.Reuter, Solid-St. Electron., 26, 343 (1983)
- 56.- J.A.López-Villanueva, J.A.Jiménez Tejada, P.Cartujo, J.R.Morante, J.E.Carceller, Solid-St. Electron., 33, 805 (1990)
- 57.- G.Baccarani y N.Severi, IEEE Trans. on Electron.Devices, 122 (1974)
- 58.- C.C.Chang y W.C.Johnson, IEEE Trans.Electron.Dev., ED-24, 1249 (1977)
- 59.- G.Hu y W.C.Johnson, Appl.Phys.Lett., 36, 590 (1980)
- 60.- Nicollian E H y Goetzberger A, Appl.Phys.Lett.,7,216 (1965)
- 61.- E.H.Nicollian, A.Goetzberger y A.Lopez, Solid-St.Electron., 12, 937 (1969)
- 62.- J.R.Brews, Solid-St.Electron., 26, 711 (1983)
- 63.- J.M.Noras, Solid-St.Electron., 30, 433 (1987)
- 64.- J.Maserjian., "Historical Perspective on Tunneling in SiO₂", Ref.3, pag 497.
- 65.- R.H.Fowler y L.Nordheim, Proc.Roy.Soc.London Ser., A119, 173 (1928)
- 66.- F.M.Lenzlinger y E.H.Snow, J.Appl.Phys., 40, 278 (1969)
- 67.- J.Maserjian y N.Zamani, J.Appl.Phys., 53, 559 (1982)

- 68.- K.K.Thornber, D.Kahng, D.M.Boulin, C.T.Neppell y W.J.Sundburg, J.Appl.Phys., 49, 4047 (1978)
- 69.- C.M.Osburn y E.J.Weitzman, J.Electrochem.Soc., 119, 603 (1972)
- 70.- K.T.Chang y K.Rose, Appl.Phys.Lett., 49, 868 (1986)
- 71.- Y.Nissan-Cohen, J.Shappir y D.Fröhman-Bentchkowsky, Solid-St. Electron., 28, 717 (1985)
- 72.- Z.A.Weinberg, Solid-St.Electron., 20, 11 (1977)
- 73.- Z.A.Weinberg, J.Appl.Phys., 53, 5052 (1982)
- 74.- Z.A.Weinberg, W.C.Johnson y M.A.Lampert, J.Appl.Phys., 47, 248 (1976)
- 75.- Z.A.Weinberg y A.Hartstein, Solid-State Commun., 20, 179 (1976)
- 76.- A.Hartstein y Z.A.Weinberg, J.Phys.C, 11, L469 (1978)
- 77.- A.Hartstein y Z.A.Weinberg, Phys. Rev. B20, 1335 (1979)
- 78.- G.Krieger y R.M.Swanson, J.Appl.Phys., 52, 5710 (1981)
- 79.- G.Lewicki y J.Maserjian, J.Appl.Phys., 46, 3032 (1975)
- 80.- A.Badhini, B.Eitan, I.Cohen y J.Shappir, Appl.Phys.Lett., 40, 396 (1982)
- 81.- D.R.Wolters y J.J.van der Schoot, J.Appl.Phys., 58, 831 (1985)
- 82.- S.Holland, I.C.Chen, T.P.Ma y C.Hu, IEEE Electron Dev.Lett., EDL-5, 302 (1984)
- 83.- I.C.Chen, S.Holland y C.Hu, IEEE Trans.Electron.Dev., ED-32, 413 (1985)
- 84.- S.Holland, I.C.Chen y C.Hu, IEEE Electron Dev.Lett., EDL-8, 572 (1987)
- 85.- E.Harari, J.Appl.Phys., 49, 2478 (1978)
- 86.- S.J.Oh y Y.T.Yeow, Solid-St. Electron., 32, 507 (1989)
- 87.- E.H.Nicollian, C.N.Berglund, P.F.Schmidt y J.M.Andrews, J.Appl. Phys., 42, 5654 (1971)
- 88.- T.H.Ning y H.N.Yi, J.Appl.Phys., 45, 5373 (1974)
- 89.- T.H.Ning, J.Appl.Phys., 49, 5997 (1978)
- 90.- D.R.Young, E.A.Irene, D.J.DiMaria y R.F.deKeersmaecker, J.Appl. Phys., 50, 6366 (1979)
- 91.- B.Eitan, D.Fröman-Bentchkowsky, J.Shappir y M.Balog, Appl.Phys. Lett., 40, 523 (1982)
- 92.- D.J.DiMaria, Phys.Rev. B11, 5023 (1975)
- 93.- J.M.Aitken y D.R.Young, J.Appl.Phys., 47, 1196 (1976)

- 94.- W.Schmitz y D.R.Young, J.Appl.Phys., 54, 6443 (1983)
- 95.- D.R.Young, J.Appl.Phys., 52, 4090 (1981)
- 96.- D.R.Young, "Charge trapping in SiO₂", Ref 3, pag 487.
- 97.- D.J.DiMaria, J.M.Aitken y D.R.Young, J.Appl.Phys., 47, 2740 (1976)
- 98.- R.F.DeKeersmaecker y D.J.DiMaria, J.Appl.Phys, 51, 1085 (1980)
- 99.- S.Alexandrovia y D.R.Young, J.Appl.Phys., 54, 174 (1983)
- 100.- J.J.O'Dwyer, J.Appl.Phys., 40, 3887 (1969)
- 101.- T.H.DiStefano y M.Shatzkes, Appl.Phys.Lett., 25, 685 (1974)
- 102.- N.Klein y P.Solomon, J.Appl.Phys., 47, 4364 (1976)
- 103.- D.J.DiMaria y J.W.Stasiak, J.Appl.Phys., 65, 2342 (1989)
- 104.- Z.A.Weinberg, M.V.Fischetti y Y.Nissan-Cohen, J.Appl.Phys., 59,
824 (1986)
- 105.- J.M.Benedetto y H.E.Boesch,Jr., IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-33, 1318
(1986)
- 106.- Y.Nissan-Cohen, J.Shappir y D.Fröhman-Bentchkowsky, J.Appl.Phys.,
58, 2252 (1985)
- 107.- S.Jain, "The Neutral Level of SiO₂ Interface States", Ref. 3,
pag 365.
- 108.- P.M.Solomon y N.Klein, Solid-State Commun., 17, 1397 (1975)
- 109.- M.Shatzkes y M.Av-Ron, J.Appl.Phys. 47, 3192 (1976)
- 110.- Y.Nissan-Cohen, J.Shappir y D.Fröhman-Bentchkowsky, Appl.Phys.
Lett., 44, 417 (1984)
- 111.- Y.Nissan-Cohen, J.Shappir y D.Fröhman-Bentchkowsky, J.Appl.Phys.,
57, 2830 (1985)
- 112.- P.M.Solomon y J.M.Eitken, Appl.Phys.Lett., 31, 215 (1977)
- 113.- S.T.Chang y S.A.Lyon, Appl.Phys.Lett., 48, 136 (1986)
- 114.- F.B.McLean, H.E.Boesch,Jr., y T.R.Oldham, "Electron-Hole genera-
tion, transport, and trapping in SiO₂", Ref 4, pag 87.
- 115.- M.V.Fischetti, Phys.Rev., B-31, 2099 (1985)
- 116.- L.Dori, M.Arienzo, T.N.Nguyen, M.Fischetti y K.J.Stein, J.Appl.
Phys., 61, 1910 (1987)
- 117.- C-F. Chen, C-Y. Wu, M-K. Lee, C-N. Chen, IEEE Trans.Electron Dev.,
ED-34, 1540 (1987)
- 118.- C.C-H.Hsu y C.T.Sah, Solid-St.Electron., 31, 1003 (1988)
- 119.- M.Aslam, J.Appl.Phys., 62, 159 (1987)
- 120.- D.R.Wolters y J.F.Verwey, "Breakdown and wear-out phenomena in

SiO₂ films", Ref. 1, pag 315.

- 121.- J.A.Mason. IEEE Proc., 193 (1981)
- 122.- E.Avni y J.Shappir, J.Appl.Phys., 64, 743 (1988)
- 123.- E.Harari, Appl.Phys.Lett., 30, 601 (1977)
- 124.- Z.A.Weinberg y T.N.Nguyen, J.Appl.Phys., 61, 1947 (1987)
- 125.- P.P.Budenstein, IEEE Trans.Electr.Insul., EI-15, 225 (1980)
- 126.- Y.Nissan-Cohen, J.Shappir y D.Frohman-Bentchkowsky, J.Appl.Phys., 60, 2024 (1986)
- 127.- Y.Nissan-Cohen y T.Gorczyca, IEEE Elect.Dev.Lett, 9, 287 (1988)
- 128.- P.Olivo, T.N.Nguyen y B.Riccó, IEEE Trans.Electron Dev., 35, 2259 (1988)
- 129.- S.M.Rowland, R.M.Hill y L.A.Dissado, J.Phys.C: Solid State Physics, 19, 6263 (1986)
- 130.- S.K.Haywood y R.F.DeKeersmaecker, Appl.Phys.Lett., 47, 381 (1985)
- 131.- Y.Hiruta, H.Iwai, F.Matsuoka, K.Hama, K.Maeguchi y K.Kauzaki., IEEE Trans.Electron.Dev., ED-36, 1732 (1989)
- 132.- S.K.Lai y D.R.Young, J.Appl.Phys., 52, 6231 (1981)
- 133.- M.V.Fischetti, Z.A.Weinberg y J.A.Calise, J.Appl.Phys., 57, 418 (1985)
- 134.- H.Uchida y T.Ajioka, Appl.Phys.Lett., 51, 433 (1987)
- 135.- P.S.Winokur, "Radiation-Induced Interface Traps", Ref 4, Pag 193
- 136.- P.S.Winokur y M.M.Sokoloski, Appl.Phys.Lett., 28, 627 (1976)
- 137.- A.G.Revesz, IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-24, 2012 (1977)
- 138.- C.T.Sah, J.Y-C.Sun y J.J-T.Tzou, J.Appl.Phys., 54, 2547 (1983)
- 139.- C.M.Svensson en "The Physics of SiO₂ and Its Interfaces", S.T. Pantelides, editor. Pergamon-Press, 1978. Pag 328.
- 140.- D.L.Griscom, J.Appl.Phys., 58, 2524 (1985)
- 141.- S.K.Lai, J.Appl.Phys., 54, 2540 (1983)
- 142.- F.J.Grunthaner, P.J.Grunthaner, R.P.Vasquez, B.J.Lewis, J.Maserjian y A.Madhukar. Phys.Rev.Lett., 43, 1683 (1979)
- 143.- G.J.Hu y W.C.Johnson, J.Appl.Phys., 54, 1441 (1983)
- 144.- S.J.Wang, J.M.Sung y S.A.Lyon, Appl.Phys.Lett., 52, 1431 (1988)
- 145.- E.F.da Silva, Y.Nishioka y T.P.Ma, Appl.Phys.Lett., 51, 270 (1987)
- 146.- Y.Nishioka, E.F.da Silva y T.P.Ma, IEEE Electron Dev.Lett., EDL-8, 566 (1987)
- 147.- Y.Nishioka, E.F.da Silva y T.P.Ma, J.Appl.Phys., 64, 3317 (1988)

- 148.- Y.Nishioka y T.P.Ma, Appl.Phys.Lett., 53, 1744 (1988)
- 149.- Y.Wang, T.P.Ma y R.C.Barker, Appl.Phys.Lett., 54, 2339 (1989)
- 150.- E.Avni, Y.Sonnenblick y Y.Nissan-Cohen, Solid-St.Electron., 31, 245
(1988)
- 151.- C.C.H.Hsu, S.C.S.Pan y C.T.Sah, J.Appl.Phys., 58, 1326 (1985)
- 152.- V.Zekeriya y T.P.Ma, J.Appl.Phys., 56, 1017 (1984)
- 153.- V.Zekeriya y T.P.Ma, Appl.Phys.Lett., 43, 95 (1983)
- 154.- V.Zekeriya y T.P.Ma, Appl.Phys.Lett., 45, 249 (1984)
- 155.- V.Zekeriya y T.P.Ma, Appl.Phys.Lett., 47, 56 (1985)

APENDICE A.- OBTENCION DE LA CAPACIDAD EN ALTA FRECUENCIA MEDIANTE METODOS NUMERICOS

En este apéndice se detalla el procedimiento empleado para la obtención de la capacidad en alta frecuencia a partir de las expresiones 2.12 y 2.13. Para ello habrá que resolver previamente la ecuación de Poisson unidimensional:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (A1)$$

siendo

$$\rho(x) = q \cdot [p(x) - n(x) + N_D(x) - N_A(x)] \quad (A2)$$

donde $\rho(x)$ es la densidad de carga. $p(x)$ y $n(x)$ son las densidades espaciales de huecos y de electrones libres y $N_D - N_A$ la densidad neta de impurezas. ϕ es el potencial, q el valor absoluto de la carga del electrón y ϵ_s la constante dieléctrica del silicio.

Aunque la ecuación unidimensional de Poisson (A1) no tiene solución analítica cuando la concentración del dopante no es uniforme, su solución numérica ha sido abordada por un gran número de autores. Nosotros adoptamos en este trabajo un método similar al de Klopfenstein y Chung /1/, con el cual se puede resolver la ecuación para el semiconductor en el caso de que los pseudoniveles de Fermi se puedan suponer constantes. La resolución se hace de forma iterativa, partiendo de una aproximación inicial para el potencial.

El primer paso en el procedimiento de resolución utilizado consiste en definir un retículo inicial en el semiconductor e inicializar en él el potencial. Como se va a resolver la ecuación para una estructura MOS conviene aumentar la densidad de puntos del retículo a medida que nos aproximamos a la superficie, ya que es allí donde se producen las variaciones más rápidas del potencial. Además utilizamos un retículo dinámico, esto es, añadimos puntos de forma automática allí donde se produzcan variaciones importantes del potencial. Para ello, una vez acabada la iteración (k) se comprueba si la diferencia de potencial entre dos puntos consecutivos $|\phi_j^{(k)} - \phi_{j-1}^{(k)}|$ es mayor que una cierta fracción de la variación total de $\phi^{(k)}$ en todo el semiconductor, interpolando un punto entre ambos en caso de que ésto suceda.

Como aproximación de partida para el potencial se puede elegir el valor de potencial que habría si el semiconductor estuviera en equilibrio lejos de cualquier superficie o contacto. Este valor se seguirá admitiendo como condición de contorno lejos de la interface óxido-semiconductor, esto es, en el contacto metálico posterior. La otra condición de contorno será $\phi(0) = \phi_s$, ya que nos interesa obtener la capacidad en alta frecuencia en función del potencial de superficie.

En definitiva, se resuelve una ecuación del tipo

$$\phi'' = f(\phi) \tag{A3}$$

donde f depende de ϕ según una combinación de exponenciales. Para ello se desarrolla el potencial y su segunda derivada hasta un término de cuarto orden (método de Cowell). Si llamamos h_j al incremento de x entre dos puntos consecutivos, esto es

$$h_j = x_j - x_{j-1}$$

se obtiene

$$\begin{aligned} \Phi(x_j + h_{j+1}) &= \\ &= \Phi(x_j) + h_{j+1} \cdot \Phi'(x_j) + \frac{h_{j+1}^2}{2} \cdot \Phi''(x_j) + \frac{h_{j+1}^3}{6} \cdot \Phi'''(x_j) + \frac{h_{j+1}^4}{24} \cdot \Phi^{IV}(x_j) \end{aligned} \quad (A4)$$

Y

$$\begin{aligned} \Phi(x_j - h_j) &= \\ &= \Phi(x_j) - h_j \cdot \Phi'(x_j) + \frac{h_j^2}{2} \cdot \Phi''(x_j) - \frac{h_j^3}{6} \cdot \Phi'''(x_j) + \frac{h_j^4}{24} \cdot \Phi^{IV}(x_j) \end{aligned} \quad (A5)$$

Por otra parte,

$$\Phi''(x_j + h_{j+1}) = \Phi''(x_j) + h_{j+1} \cdot \Phi'''(x_j) + \frac{h_{j+1}^2}{2} \cdot \Phi^{IV}(x_j) \quad (A6)$$

Y

$$\Phi''(x_j - h_j) = \Phi''(x_j) - h_j \cdot \Phi'''(x_j) + \frac{h_j^2}{2} \cdot \Phi^{IV}(x_j) \quad (A7)$$

De las expresiones (A6) y (A7) podemos obtener Φ''' y Φ^{IV} en función de la segunda derivada :

$$\begin{aligned} \Phi'''(x_j) &= \\ &= \frac{1}{h_j h_{j+1} (h_j + h_{j+1})} \left[h_j^2 \Phi''(x_j + h_{j+1}) - (h_{j+1} - h_j) \Phi''(x_j) + h_{j+1}^2 \Phi''(x_j - h_j) \right] \end{aligned} \quad (A8)$$

$$\begin{aligned} \Phi^{IV}(x_j) &= \\ &= \frac{2}{h_j h_{j+1} (h_j + h_{j+1})} \left[h_j \Phi''(x_j + h_{j+1}) - (h_j + h_{j+1}) \Phi''(x_j) + h_{j+1} \Phi''(x_j - h_j) \right] \end{aligned} \quad (A9)$$

Y sustituyendo (A8) y (A9) en (A4) y (A5) se obtiene:

$$\begin{aligned}
 h_j \Phi(x_j+h_{j+1}) - (h_{j+1}+h_j) \Phi(x_j) + h_{j+1} \Phi(x_j-h_j) &= \\
 = b_{j,j-1} \cdot \Phi''(x_j-h_j) + b_{j,j} \cdot \Phi''(x_j) + b_{j,j+1} \cdot \Phi''(x_j+h_{j+1}) & \\
 = b_{j,j-1} \cdot f(\Phi_{j-1}) + b_{j,j} \cdot f(\Phi_j) + b_{j,j+1} \cdot f(\Phi_{j+1}) & \quad (A10)
 \end{aligned}$$

con

$$b_{j,j-1} = -\frac{1}{6} (h_{j+1}-h_j) h_{j+1}^2 + \frac{1}{12} \frac{h_{j+1}^3+h_j^3}{h_{j+1}+h_j} h_j \quad (A11)$$

$$b_{j,j+1} = -\frac{1}{6} (h_{j+1}-h_j) h_j^2 + \frac{1}{12} \frac{h_{j+1}^3+h_j^3}{h_{j+1}+h_j} h_{j+1} \quad (A12)$$

$$b_{j,j} = \frac{h_{j+1} \cdot h_j}{2} (h_{j+1}+h_j) - \frac{(h_{j+1}-h_j)^2 (h_{j+1}+h_j)}{6} - \frac{(h_{j+1}^3+h_j^3)}{12} \quad (A13)$$

Aplicando esta expresión a la ecuación de Poisson podemos escribir en forma matricial:

$$A \cdot (\Phi) = B \cdot f(\Phi) + b \quad (A14)$$

donde las matrices A y B tienen forma tridiagonal:

$$A = \begin{bmatrix}
 -(h_1+h_2) & h_1 & & & & \\
 h_3 & -(h_2+h_3) & h_2 & & & \\
 & & \ddots & & & \\
 & & & h_{j+1} & -(h_j+h_{j+1}) & h_j \\
 & & & & \ddots & \\
 & & & & & h_{n+1} & -(h_n+h_{n+1})
 \end{bmatrix} \quad (A15)$$

De esta manera quedan expresados los valores de Φ en la iteración $k+1$ en función de los valores de la iteración anterior, k . Para obtener el valor del potencial en cada iteración hay que resolver el sistema de ecuaciones lineales (A20) en el cual la matriz de coeficientes es $A-B \cdot J$ y el número de incógnitas coincide con el número de puntos del retículo (excepto los extremos). La resolución de este sistema se simplifica al ser la matriz de coeficientes tridiagonal.

Este método combinado de Cowell y Newton conduce a aproximaciones que convergen rápido. Sin embargo el método de Cowell necesita de una buena aproximación inicial. Se puede utilizar el resultado de la aplicación de un método idéntico pero que aproxima la función sólo hasta segundo orden (método de Stormer) como aproximación inicial del método de Cowell.

CALCULO DE LA CAPACIDAD EN ALTA FRECUENCIA

Una vez conocido el perfil teórico de potencial en el semiconductor para un valor dado del potencial de superficie, se puede plantear la ecuación que nos proporciona las variaciones de potencial en cada punto si al potencial de superficie se le superpone una variación de pequeña señal. Si designamos por $\phi = \phi^{\circ} + \delta\phi$ a la distribución de potencial cuando el potencial de superficie es $\phi_s^{\circ} + \delta\phi_s$, las concentraciones de electrones y huecos quedan en la forma:

$$n(x) = n_B \cdot \exp[\beta \cdot \phi - \beta \cdot \phi_B] = n^{\circ}(x) \cdot \exp(\beta \cdot \delta\phi) \quad (A22)$$

$$\begin{aligned} p(x) &= p_B \cdot \exp[-\beta \cdot \phi + \beta \cdot \phi_B] \cdot \exp[(E_{F_n} - E_{F_p})/k_B T] = \\ &= p^{\circ}(x) \cdot \exp(-\beta \cdot \delta\phi) \cdot \exp[(E_{F_n} - E_{F_p})/k_B T] \end{aligned} \quad (A23)$$

Para variaciones de pequeña amplitud se pueden linealizar las expresiones anteriores obteniendo:

$$\delta n = n^{\bar{}} \cdot \beta \cdot \delta \phi \quad \text{y} \quad \delta p = p^{\bar{}} \cdot [-\beta \cdot \delta \phi + (E_{F_n} - E_{F_p}) / k_B T] \quad (\text{A24})$$

La separación entre los pseudoniveles de Fermi ha de ser tal que se cumpla la condición de alta frecuencia, esto es, que la carga total de portadores minoritarios no se altere ante las variaciones de pequeña señal, esto es:

$$\int_0^L \delta p(x) = 0 \quad (\text{A25})$$

Si admitimos que la separación entre los pseudoniveles de Fermi se mantiene constante entre 0 y una distancia W, y es 0 fuera de esa zona, se obtiene:

$$\frac{E_{F_n} - E_{F_p}}{k_B T} = \frac{\int_0^L \beta \cdot \delta \phi \cdot \exp(-\beta \cdot \phi^{\bar{}}) \cdot dx}{\int_0^W \exp(-\beta \cdot \phi^{\bar{}}) \cdot dx} \quad (\text{A26})$$

La ecuación de Poisson queda en la forma:

$$\frac{d^2 \phi^{\bar{}}}{dx^2} + \frac{d \delta \phi}{dx^2} = - \frac{q}{\epsilon_s} \left[p^{\bar{}} + \delta p - n^{\bar{}} - \delta n + N_D - N_A \right] \quad (\text{A27})$$

Si definimos:

$$y \equiv \frac{\delta \phi}{\delta \phi_s} \quad (\text{A28})$$

y sustituimos δn y δp según (A24) y (A26) obtenemos la ecuación in-

tegro-diferencial de la expresión (2.12) que reproducimos aquí en la forma:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_s} \cdot n_i \cdot \left[(e^{\beta\phi} + e^{-\beta\phi}) \cdot y - e^{\beta\phi} \frac{\int_0^L e^{-\beta\phi} \cdot y \cdot dx}{\int_0^W e^{\beta\phi} dx} \right] \quad (A29)$$

El valor de W se puede estimar observando la zona en la que $\delta\phi$ adquiere valores significativos. El error cometido en su evaluación es pequeño en los casos en los que el término integral sea importante, por lo que no se trata de un parámetro crítico.

La resolución de la ecuación (A29) también se hace de forma iterativa partiendo de un valor inicial de $y(x)$ para poder evaluar la integral. Una vez calculada ésta, la ecuación resultante es lineal, de manera que se puede utilizar el método descrito anteriormente para la resolución de la ecuación (A3) sin tener que recurrir a las iteraciones dadas por (A19). Una vez obtenida la función $y(x)$ se vuelve a evaluar la integral y así sucesivamente hasta que se alcance el criterio de convergencia deseado.

Una vez resuelta la ecuación (A29) evaluamos la capacidad del semiconductor según:

$$C = - \frac{\delta Q}{\delta\phi_s} \quad (A30)$$

Si tenemos en cuenta que

$$Q = + \delta Q = \int_0^L (\rho + \delta\rho) \cdot dx \quad (A31)$$

y que

$$\frac{d^2y}{dx^2} = - \frac{\delta\rho}{\epsilon_s \cdot \delta\phi_s} \quad (\text{A32})$$

se obtiene:

$$\frac{dy}{dx} \Big|_L - \frac{dy}{dx} \Big|_0 = - \frac{\delta Q}{\epsilon_s \cdot \delta\phi_s} \quad (\text{A33})$$

Admitiendo que el potencial de superficie no se modifica en el contacto óhmico posterior, la expresión (A33) se reduce a (2.12)

$$C_s = \epsilon_s \cdot \left[- \frac{dy}{dx} \Big|_{x=0} \right] \quad (\text{A34})$$

que nos proporciona la capacidad del semiconductor por unidad de área.

/1/ R.W.Klopfenstein y P.C.Wu., IEEE Trans.Electron.Dev., ED-22, 329
(1975).

APENDICE B.- OBTENCION DEL CAMPO ELECTRICO DE UNA ESTRUCTURA MOS EN ACUMULACION, HASTA EL PRINCIPIO DE LA DEGENERACION.

En este apéndice se calcula el campo eléctrico superficial en acumulación hasta que el nivel de Fermi alcanza la posición del mínimo de la banda prohibida en la superficie de la estructura MOS. Como en acumulación la densidad de iones de impureza no es la principal contribución a la densidad de carga, resolvemos el problema para un dopado uniforme en el sustrato, sin cometer un error importante en caso de que no lo sea. Para la obtención del campo eléctrico resolvemos la ecuación de Poisson expresada en la forma:

$$\frac{dF^2}{d\phi} = - \frac{2 \cdot \rho(\phi)}{\epsilon_s} \quad (B1)$$

siendo F el campo eléctrico y

$$\rho(\phi) = -q \cdot [n(\phi) - N_D] \quad (B2)$$

con

$$n(\phi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot N_C \cdot \int_0^{\infty} \frac{u^{1/2} \cdot du}{\exp(u + \beta \cdot V_n - \beta \cdot \phi) + 1} \quad (B3)$$

donde $\beta \equiv q/k_B T$ y $q \cdot V_n$ es la distancia energética entre el fondo de la banda de conducción y el nivel de Fermi en la zona neutra, lejos de la superficie. En la expresión (B3) se ha tomado el potencial cero en dicha zona neutra.

Para resolver la ecuación (B1) habrá que calcular la integral de

la densidad de electrones. Dicha integral se puede expresar según:

$$I \equiv \int_0^{\phi_s} n(\phi) \cdot d\phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot N_c \cdot \int_0^{\infty} u^{1/2} \cdot du \int_0^{\phi_s} \frac{d\phi}{\exp(u + \beta \cdot V_n - \beta \cdot \phi) + 1} \quad (B4)$$

esto es

$$I = \frac{2 \cdot N_c}{\beta \cdot \sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} u^{1/2} \cdot du [\ln(1 + e^{\beta \phi_s - u - \beta V_n}), -\ln(1 + e^{-u - \beta V_n})] \quad (B5)$$

Sustituimos el segundo logaritmo de la expresión (B5) por su segundo término, y el primero por su desarrollo en serie completo:

$$\ln(1 + e^{\beta \phi_s - u - \beta V_n}) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} \cdot \exp[k \cdot (\beta \phi_s - u - \beta V_n)] \quad (B6)$$

Sustituyendo en (B5) e integrando, se obtiene:

$$I = \frac{N_c}{\beta} \cdot \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k^{5/2}} \cdot \exp[k \cdot \beta (\phi_s - V_n)] - \exp(-\beta \cdot V_n) \right] \quad (B7)$$

Si sustituimos V_n según $\beta \cdot V_n = \ln(N_c/N_D)$, obtenemos:

$$I = \frac{N_D}{\beta} \cdot [\Gamma(\phi_s) \cdot \exp(\beta \phi_s) - 1] \quad (B8)$$

siendo

$$\Gamma(\phi_s) \equiv \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k^{5/2}} \cdot \exp[(k-1) \cdot \beta (\phi_s - V_n)] \quad (B9)$$

En el caso particular de que el nivel de Fermi en la superficie coincida con el mínimo de la banda de conducción, $\phi_s = V_n$ y $\Gamma = 0.8672$.

La integración de (B1) proporciona

$$F^2 = \frac{2 \cdot q \cdot N_D}{\beta \cdot \epsilon_s} [\Gamma(\phi_s) \cdot e^{\beta \phi_s} - \beta \cdot \phi_s - 1] \quad (B10)$$

en la superficie del silicio.

Y si el nivel de Fermi coincide con el mínimo de la banda de conducción en la superficie, la expresión (B10) se reduce a:

$$F_s = 0.469 \cdot \left[\frac{T}{300} \right]^{5/4} \cdot \left[0.8672 - \frac{N_D}{N_C} \cdot [\ln(N_C/N_D) + 1] \right]^{1/2} \quad (\text{MV/cm}) \quad (B11)$$

Si se desprecia el efecto de la carga en la interface, el campo eléctrico en el óxido en estas condiciones es:

$$F_{ox} = 1.43 \cdot \left[\frac{T}{300} \right]^{5/4} \cdot \left[0.8672 - \frac{N_D}{N_C} \cdot [\ln(N_C/N_D) + 1] \right]^{1/2} \quad (\text{MV/cm}) \quad (B12)$$

APENDICE C. - MODIFICACION DEL CAMPO ELECTRICO AL PRODUCIRSE ATRAPAMIENTO DE CARGA EN EL INTERIOR DE LA BARRERA.

En este apéndice se calcula la variación de la corriente Fowler-Nordheim si se almacena carga en el interior de la barrera y la modificación del campo catódico necesaria para mantener una corriente constante. Partimos de una situación hipotética en la cual no existe carga atrapada en la zona de la barrera, y llamamos F_{c0} al campo eléctrico en el cátodo en esta situación. Si se atrapa una cantidad de carga Q_{ox} en el interior de la barrera, en una posición \bar{x} , se modifica el valor del campo en el cátodo en una cantidad ΔF_c y, en una situación general, la corriente también variará en una cantidad ΔJ que se puede calcular utilizando la expresión (3.20):

$$\Delta J = \frac{A \cdot (F_{c0} + \Delta F_c)^2 \cdot \exp \left[-\frac{B}{F_{c0} + \Delta F_c} \cdot \left[1 + \frac{Q_{ox} \cdot [1 - (F_{c0} + \Delta F_c) \cdot \bar{x} / \Phi]^{3/2}}{\epsilon_{ox} \cdot (F_{c0} + \Delta F_c - Q_{ox})} \right] \right]}{\left[1 + \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox} \cdot (F_{c0} + \Delta F_c) - Q_{ox}} \cdot [1 - (F_{c0} + \Delta F_c) \cdot \bar{x} / \Phi]^{1/2} \right]^2} - A \cdot F_{c0}^2 \cdot \exp(-B/F_{c0}) \quad (B1)$$

Si la carga almacenada es pequeña, la modificación del campo eléctrico también lo será y podemos desarrollar en primer orden:

$$\frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox} \cdot (F_{c0} + \Delta F_c) - Q_{ox}} \cdot [1 - (F_{c0} + \Delta F_c) \cdot \bar{x} / \Phi]^{1/2} \approx (1 - F_{c0} \cdot \bar{x} / \Phi)^{1/2} \cdot \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox} \cdot F_{c0}}$$

$$\frac{Q_{0x}}{\epsilon_{0x} \cdot (F_{c0} + \Delta F_c) - Q_{0x}} \cdot [1 - (F_{c0} + \Delta F_c) \cdot \bar{x} / \Phi]^{3/2} \approx (1 - F_{c0} \cdot \bar{x} / \Phi)^{3/2} \cdot \frac{Q_{0x}}{\epsilon_{0x} \cdot F_{c0}}$$

Sustituyendo estas expresiones en (B1) y desarrollando los binomios obtenemos:

$$\Delta J = A \cdot F_{c0}^2 \left[1 + \frac{2 \cdot \Delta F_c}{F_{c0}} - \frac{2 \cdot Q_{0x}}{\epsilon_{0x} \cdot F_{c0}} \cdot \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi}\right)^{1/2} \right] \cdot \exp \left[-\frac{B}{F_{c0}} \cdot \left[1 - \frac{\Delta F_c}{F_{c0}} + \frac{Q_{0x}}{\epsilon_{0x} \cdot F_{c0}} \cdot \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi}\right)^{3/2} \right] \right] - A \cdot F_{c0}^2 \cdot \exp \left(-\frac{B}{F_{c0}} \right) \quad (B2)$$

Si la variación del campo eléctrico es, además, suficientemente pequeña como para poder sustituir la exponencial por su desarrollo en primer orden, se obtiene:

$$\Delta J = A \cdot F_{c0}^2 \left[1 + \frac{2 \cdot \Delta F_c}{F_{c0}} - \frac{2 \cdot Q_{0x}}{\epsilon_{0x} \cdot F_{c0}} \cdot \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi}\right)^{1/2} \right] \cdot \exp \left[-\frac{B}{F_{c0}} \right] \cdot \left[1 - \frac{B}{F_{c0}} \cdot \left[-\frac{\Delta F_c}{F_{c0}} + \frac{Q_{0x}}{\epsilon_{0x} \cdot F_{c0}} \cdot \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi}\right)^{3/2} \right] \right] - A \cdot F_{c0}^2 \cdot \exp \left(-\frac{B}{F_{c0}} \right) \quad (B3)$$

esto es

$$\Delta J = J_0 \cdot \left[\frac{\Delta F_c}{F_{c0}} \cdot \left(2 + \frac{B}{F_{c0}}\right) - \frac{Q_{0x}}{\epsilon_{0x} \cdot F_{c0}} \cdot \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi}\right)^{1/2} \cdot \left[2 + \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi}\right) \cdot \frac{B}{F_{c0}} \right] \right] \quad (B4)$$

Para obtener la variación del campo necesaria para mantener una corriente constante anulamos la expresión (B4), obteniendo:

$$\Delta F_c = \frac{Q_{0x}}{\epsilon_{0x}} \cdot \left[1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi_0} \right]^{1/2} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot \bar{x} / \Phi_0}{2 + B / F_{c0}} \right] \quad (B5)$$

expresión que coincide con (3.43).

Si la carga se atrapa únicamente en una fracción r del área total, pero de manera que la corriente se mantiene constante, tendremos:

- En la región, de área $r \cdot A_T$, en la que se produce atrapamiento:

$$\Delta I_r = r \cdot A_T \cdot J_0 \cdot \left[\frac{\Delta F_c}{F_{c0}} \cdot \left(2 + \frac{B}{F_{c0}} \right) - \frac{Q_{ox}}{\varepsilon_{ox} \cdot F_{c0}} \cdot \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi} \right)^{1/2} \cdot \left[2 + \left(1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi} \right) \cdot \frac{B}{F_{c0}} \right] \right]$$

- En el resto del área, $Q_{ox} = 0$, en consecuencia:

$$\Delta I_{1-r} = (1-r) \cdot A_T \cdot J_0 \cdot \left[\frac{\Delta F_c}{F_{c0}} \cdot \left(2 + \frac{B}{F_{c0}} \right) \right]$$

Haciendo $\Delta I_r + \Delta I_{1-r} = 0$, se obtiene la expresión (3.44):

$$\Delta F_{cr} = - \frac{1-r}{r} \cdot \Delta F_c + \frac{Q_{ox}}{\varepsilon_{ox}} \cdot \left[1 - \frac{F_{c0} \cdot \bar{x}}{\Phi_0} \right]^{1/2} \cdot \left[1 - \frac{B \cdot \bar{x} / \Phi_0}{2 + B/F_{c0}} \right] \quad (B6)$$